



# جامعة قاصدي مرباح ورقلة

N° d'ordre :  
N° de série :

كلية الرياضيات وعلوم المادة

قسم الفيزياء

دكتوراه الطور الثالث

فرع: فيزياء

اختصاص: إشعاع ومطيافية ومادة

من إعداد الطالبة: غزال أمال

الموضوع

## حساب مؤثر التصادم الإلكتروني في البلازما: تطبيق على أشباه الهيدروجين

نوقشت يوم 2018/09/30 من طرف لجنة المناقشة :

رئيسا	جامعة قاصدي مرباح ورقلة	أستاذ تعليم عال	خلفاوي فتحي
مقررا	جامعة قاصدي مرباح ورقلة	أستاذ تعليم عال	مفتاح محمد الطيب
ممتحنا	جامعة الوادي	أستاذ تعليم عال	قده الحبيب
ممتحنا	جامعة غرداية	أستاذة محاضرة.أ.	شنيني كلوم
ممتحنا	جامعة قاصدي مرباح ورقلة	أستاذة محاضرة.أ.	قريشة سليمة

## إهداء

إلى التي جعل الله الجنة تحت قدميها وإلى من رعنتني بعطفها وغمرتني بحبها، إلى من تألمت لألمي وفرحت لفرحي، إلى من يعجز اللسان عن وصف فضائلها، إلى الغالية التي تحن العين وتبكي لرؤيتها، إلى أعز وأغلى إنسان في الوجود.

### أمي

حفظها الله وأطال في عمرها وأمدّها بالصحة والعافية  
إلى من مهد لي الطريق من أجل الوصول، إلى هذا المستوى، إلى من سهر على راحتي  
صغيرة وحرص على مستقبلي كبيرة، إلى الذي لم يخل علي بشيء طيلة حياتي، إلى  
من ترقب نجاحي.

### أبي

إلى إخوتي وأخواتي وكل الأقارب  
إلى كل الزملاء والصديقات وخاصة رفقاء الدرب منذ الطفولة  
إلى كل من يعرفني من قريب أو بعيد .  
وإلى كل أساتذة وطلبة جامعة قاصدي مرباح ورقلة .

## شكر و عرفان

اللهم لك الحمد حمدا كثيرا طيبا مباركا فيه، ملء السموات وملء الأرض، وملء ما شئت من شيء بعد، أهل الثناء والمجد، أحق ما قال العبد، وكلنا لك عبد، أشكرك ربي على نعمك التي لا تعد، وآلائك التي لا تحد، أحمدك ربي وأشكرك على أن يسرت لي إتمام هذا العمل على الوجه الذي أرجو أن ترضى به عني.

ثم أتوجه بالشكر إلى الذي لم يخجل علينا بنصائحه وتوجيهاته، ومهد لي هذه الرسالة أستاذي ومشرفي الفاضل الأستاذ الدكتور:

مفتاح محمد الطيب أستاذ تعليم عال بجامعة ورقلة

الذي له الفضل علي - بعد الله تعالى - في الرسالة منذ أن كانت موضوعا وفكرة إلى أن وصلت رسالة، فله مني الشكر كله والتقدير والعرفان.

أتقدم بالشكر الجزيل للأستاذ الفاضل خلفاوي فتحي، أستاذ تعليم عال بجامعة ورقلة، على تكرمه بقبول ترؤس لجنة مناقشتي، وعلى عطائه العلمي الذي كان لنا نعم العون ونعم الذخيرة. أقدم خالص شكري للأستاذ قدة الحبيب، أستاذ تعليم عال بجامعة الوادي، على قبوله الدعوة للانتساب إلى لجنة المناقشة.

أشكر كذلك الأستاذة شنيي كلثوم، أستاذة محاضرة -أ- بجامعة غرداية، على تكرمها بالمشاركة في تقييم هذا العمل، وعلى مساعداتها الجبارة.

أشكر الأستاذة قريشة سليمة، أستاذة محاضرة -أ- بجامعة ورقلة، على قبولها المشاركة في لجنة تقييم هذه الأطروحة.

أشكر كل القائمين على مخبر فيزياء الإشعاع والبلازما وفيزياء السطوح على توفيرهم لنا كل الإمكانيات.

# الفهرس

i	إهداء
ii	شكر وعران
1	مقدمة
4	المراجع
6	1 عموميات حول خطوط الطيف
6	1.1 مفهوم البلازما
7	2.1 أشكال البلازما
8	3.1 أهم خصائص البلازما
8	1.3.1 التوصيل الكهربائي
8	2.3.1 التعادل الكهربائي في البلازما
8	3.3.1 الذبذبات الهايدرومغناطيسية
8	4.3.1 الذبذبات الكهروستاتيكية
9	5.3.1 تواترات الإلكترونات
9	6.3.1 تواترات الأيونات
10	4.1 المقاربات المستخدمة في وصف البلازما
10	5.1 رتب البلازما
11	1.5.1 البلازما الحرارية
11	2.5.1 البلازما اللاحرارية
11	6.1 الإشعاع في البلازما
12	7.1 أهم المقادير في فيزياء البلازما

12	.....	كـون البلازما	1.7.1
12	.....	طول ديـباي	2.7.1
13	.....	كـرة ديـباي	3.7.1
14	.....	درجة تـأين البلازما	4.7.1
14	.....	درجة الحرارة الإلـكترونية والأيونية	5.7.1
15	.....	تردد البلازما	6.7.1
15	.....	معامل التزاوج للبلازما	7.7.1
16	.....	طول لاندو	8.7.1
17	.....	طول موجة دي بروغلي الحرارية	9.7.1
17	.....	نصف قطر الكـرة الإلـكترونية والأيونية	10.7.1
17	.....	كثافة الجسيمات ودوال التوزيع	11.7.1
18	.....	متوسط المسار الحر والمقطع الفعال للتصادم	12.7.1
18	.....	أنواع التعريضات لخط الطيف	8.1
18	.....	التعريض الطبيعي	1.8.1
20	.....	تعريض دوـبلر	2.8.1
21	.....	التعريض بالصدم	3.8.1
22	.....	تعريض بسبب الجهاز	4.8.1
22	.....	كيفية معالجة التصادم بالجسيمات المشحونة	9.1
22	.....	تقريب التصادم	1.9.1
23	.....	تقريب شبه ساكن	2.9.1

## 24 ..... المراجع

27	.....	<b>الدراسة التحليلية لحساب سعة مؤثر التصادم الإلـكتروني</b>	2
28	.....	التصادمات في البلازما	1.2
29	.....	أنواع التصادمات	2.2
29	.....	التصادم المرن	1.2.2
29	.....	التصادم غير المرن	2.2.2
29	.....	طاقات كـون التفاعل بين الإلـكترون ومختلف المكونات في البلازما	3.2.2
31	.....	حساب سعة مؤثر التصادم الإلـكتروني	3.2
31	.....	مؤثر التصادم الإلـكتروني	1.3.2

34	طاقة كيون التفاعل لداتش	2.3.2
40	طاقة كيون التفاعل لداتش المحجب	3.3.2
47	طاقة كيون التفاعل لداتش الفعال	4.3.2
55	حساب خط الطيف ليمان $Ly - \alpha$	4.2

58 المراجع

60 3 نتائج وتحليل

60	تأثير الوسائط الفيزيائية على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني	1.3
60	تأثير الكثافة الإلكترونية على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني	1.1.3
63	تأثير درجة الحرارة الإلكترونية على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني	2.1.3
65	تأثير العدد الشحني على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني	3.1.3
66	خط الطيف ليمان $\alpha$ للمشح الأيوني	2.3

68 المراجع

69 الخلاصة

71 الخلاصة العامة

## قائمة الجداول

- 1.2 سعة مؤثر التصادم  $\phi$  [eV] لأيون الليثيوم  $T = 10^6 K$  و  $N_e = 5,5 \times 10^{-19} cm^{-3}$  56  
لمختلف طاقات كيون التفاعل. . . . .
- 1.3 سعة مؤثر التصادم لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$  ،  $T = 10^6 K$  من أجل قيم مختلفة للكثافة الإلكترونية. . . . . 62
- 2.3 سعة مؤثر التصادم لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$  ،  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$  من أجل قيم مختلفة لدرجة الحرارة الإلكترونية. . . . . 64
- 3.3 تأثير طاقة كيون التفاعل على شكل خط الطيف ليمان  $\alpha$   $Li^{+2}$  . . . . . 67

## قائمة الأشكال

11	مخطط يبين درجة الحرارة والكثافة الإلكترونية لأمثلة مختلفة من البلازما. . . . .	1.1
13	تغيرات الجهد الكهربائي بدلالة البعد القطري. . . . .	2.1
29	أيون ذو شحنة $Ze$ مغمور في وسط مشحون. . . . .	1.2
61	تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة الكثافة الإلكترونية. . . . .	1.3
63	تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة درجة الحرارة الإلكترونية. . . . .	2.3
65	تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة العدد الشحني. . . . .	3.3
66	خط الطيف ليمان $\alpha$ أيون الليثيوم $Li^{+2}$ . . . . .	4.3



## مقدمة

يعد موضوع البلازما أحد الموضوعات المهمة، لأنها تشكل نسبة 99% من المادة الكونية المرئية. تم دراسة البلازما من خلال الإشعاع الكهرومغناطيسي الصادر عنها. تعتبر خطوط الطيف صورة تحليلية للإشعاع وترجم التفاعلات الميكروسكوبية والتي ترافق الانبعاث بالتعريض أو الانزياح. يحلل خط الطيف كيفيا وذلك لمعرفة العناصر التي تتشكل منها البلازما، وكما لمعرفة درجة حرارتها وكثافتها. تمثل خطوط الطيف صلة جيدة بين المشع ( ذرة- أيون) ومحيطه. فعل ستارك الناتج من تفاعل الجسيمات المشحونة في البلازما مما يجعل خطوطها الطيفية عريضة، حيث ينتج هذا التعريض عندما يكون ( ذرة- أيون) مشعا للضوء في غاز مضطرب بتفاعلاته مع المكونات الأخرى مثلا: أيون - إلكترون....

الدراسة النظرية لتعريض خط الطيف، تسمح بالمقارنة مع النتائج التجريبية لدرجة الحرارة والكثافة الإلكترونية لمختلف مكونات البلازما. يعرف التعريض الإلكتروني لخط الطيف بذلك الناتج عن تصادم العنصر المشع مع الإلكترونات الحرة. ويستخدم في حساب هذا التعريف عدة تقريبات: -تقريب المسار الكلاسيكي، وهنا يجب أن توصف حركة الإلكترون الحر ( الصادم للعنصر المشع ) كلاسيكيا [1]. حيث يعتبر المسار خطا مستقيما للجسيم المحايد والمشحون على حد سواء؛ غير أنه لوحظ أن الإلكترون له مسار قطع زائد عندما يصطدم مع أيون في نموذج التفاعل الثنائي. -تقريب التصادم [2]: تكون فيه المدة المتوسطة للتفاعل أصغر بكثير من الفاصل الزمني بين اثنين من التصادمين.

-تقريب شبه الكلاسيكي يعالج المشع في إطار الكم ويعالج الجسيم المضطرب كلاسيكيا [3-4]. أخذ Baranger مقال Anderson [5] وطوره في إطار ميكانيك الكم لدراسة خط الطيف، وبين أن العرض للخطوط الطيفية المنبعثة من المستوى  $\alpha$  إلى  $\beta$ ، يمكن التعبير عنها ببساطة عن طريق حساب عناصر مصفوفة التشتت  $S_{\alpha\alpha}$  و  $S_{\beta\beta}$  بين ذرة مشعة وإلكترون [6-7]. بالنسبة لخطوط الطيف المعزولة أثبت Baranger أن التعريض الإلكتروني يعبر عنه بمجموع المقاطع الفعالة.

ولما كان التعريض الإلكتروني عاملا مهما من بين عوامل عدة، وهذا من أجل بعض الخطوط والشروط الفيزيائية، شهد حساب التعريض الإلكتروني ( من خلال حساب مؤثر التصادم ) حقا وافرا من البحث المتميز [2-7-8]:

- تم التوسع نظريا في حساب تعريض ستارك على نطاق واسع في المقال [9]، وحساب مؤثر التصادم في تعريض خط الطيف.

- تم إنشاء وطرح طريقة الاضطراب الشبه الكلاسيكي من قبل Sahal-Bréchet للخطوط المعزولة في الستينات والسبعينات [10]، تم تحديثها من قبل [11] في الثمانينات والتسعينات، ثم طرحه مرة أخرى خلال القرن الحالي [12].

- تحظى خطوط الطيف المعزولة بأهمية كبيرة نظرا لتطبيقاتها المتعددة، فحساب التعريض في البلازما عادة يتم باستخدام تقريب التصادم وهذا ما تم في ( 1949Anderson - 1992 Griem ) [4-7].

- في مقال Alexiou Spiros [13] تم عرض بعض جوانب تقريب التصادم لثنائي القطب لخطوط الطيف للأيون. وإجراء الحسابات بالتفصيل في التصادم مع ثنائي القطب لليثيوم.

- وكذلك تم التطرق حديثا في مقال Naam [14] إلى حساب مؤثر التصادم الإلكتروني (إلكترون-أيون) باستخدام تقريب شبه كلاسيكي، حيث أخذت في الاعتبار الأفعال النسبية مع الحفاظ على مسار الإلكترون، والغير النسبية والمقارنة بينها.

إلا أننا لا نجد نقاشا في المراجع السابقة حول تأثير طاقة التفاعل للتصادم بين الإلكترون والمشع، في صيغة التعريض الإلكتروني لخط الطيف.

في عملنا سندرس التصادم بين الإلكترون وأيون  $Li^{+2}$ ، تحديد دراستنا على أيون الليثيوم وذلك لأهمية استعماله في الصناعة الإلكترونية (المدخرة) [15]، من خلال النظر في طاقة التفاعل بين الإلكترون والمشع أيون، تتعامل مع طاقات كمون التفاعل لكولومب، داتش، داتش المحجب، وداتش الفعال [16].

تتألف أطروحتنا هذه من مقدمة، وثلاثة فصول وخلاصة عامة.

سنتطرق في الفصل الأول لدراسة مختصرة عن البلازما بشكل عام، تتضمن بعض المفاهيم العامة المتعلقة بالبلازما، وبعض المقادير الفيزيائية المهمة كدرجة التأين ودرجة الحرارة الإلكترونية، وكثافة الجسيمات المشحونة، كمون البلازما وبعض خصائص ظواهر التفاعل كطول لاندو وتردد التصادم ومعامل التزواج بالإضافة إلى أنواع التعريضات لخطوط الطيف وبعض التقريبات.

وفي الفصل الثاني سنقدم دراسة تحليلية لمختلف طاقات كمون التفاعل علما أن التفاعل يتم بين إلكترون مضطرب يتحرك حول أيون موجب الشحنة، أيون الليثيوم شبيه الهيدروجين في بلازما شديدة الحرارة.

هذه الطاقات هي: طاقة كيون التفاعل لكولومب، طاقة كيون التفاعل لداتش، طاقة كيون التفاعل لداتش المحجب وداتش الفعال.

في حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني نأخذ في الإعتبار الفعل الكومي على مسافات صغيرة، كما أن سعة المؤثر تدرس في إطار تقريب الصدم. تم في الأخير إعداد برنامج عددي يعمل على حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني، سندرس بواسطته علاقة سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بالخصائص الفيزيائية.

أما الفصل الثالث سنعرض النتائج المتحصل عليها من البرمجة والخاصة بدراسة تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني وعلاقته بالكثافة الالكترونية، درجة الحرارة والعدد الشحني، من أجل كل طاقة كيون تفاعل من الطاقات المذكورة سابقا، حيث تقدم النتائج على شكل منحنيات وجداول، وكذا خط الطيف ليمان- $\alpha$   $Li^{+2}$  لكل طاقة كيون تفاعل، يعرف هذا التعريض بتعريض ستارك الإلكتروني (تعريض ستارك الأيوني وتعريض دوبلر والتعريض الطبيعي يتم إهمالها) من أجل قيم ثابتة لدرجة الحرارة والكثافة الإلكترونية، وهذا بإهمال البنية الدقيقة.

وفي الأخير سنقدم حوصلة لما قننا به وما توصلنا إليه على شكل خلاصة عامة، مع بعض الاقتراحات والتي تبقى في إطار البحث من قبلنا أو من قبل باحثين آخرين.

## المراجع

- [1] M. Baranger, Phys Rev. **111** (1958) 481-a.
- [2] S. Sahal-Br échot, Milan S. Dimitrijevi c and N. Ben Nessib, Atoms. **2** (2014) 225-252.
- [3] A.C. Kolb and H.R. Griem, Phys. Rev. **111** (1958) 514.
- [4] P.W. Anderson, Phys. Rev. **76** (1949) 647.
- [5] M. Baranger, Phys. Rev. **111** (1958) 494-b.
- [6] M. Baranger, Phys. Rev. **112** (1958) 855-c.
- [7] H.R. Griem, M. Baranger, A.C. Kolb and G. Oertel, Phys. Rev. **125** (1962) 177.
- [8] S. Sahal-Br échot, Astron. Astrophys. **2** (1969) 322.
- [9] Bréchet, S. On electron impact broadening of positive ion lines. Phys. Lett. **A 24** (1967) 476–477.
- [10] Fleurier, C. ; Sahal-Bréchet, S. ; Chapelle, J. Stark profiles of some ion lines of alkaline earth elements. J. Quant. Spectroscop. Ra. **17** (1977) 595–603.
- [11] Dimitrijevi ´c, M.S. ; Sahal-Bréchet, S. Stark broadening of neutral helium lines. J. Quant. Spectroscop. Ra. **31** (1984) 301–313.
- [12] Mahmoudi, W.F. ; Ben Nessib, N. ; Sahal-Bréchet, S. Stark broadening of isolated lines Phys. J. D **47** (2008) 7–10.
- [13] S. Alexiou, Phys. Rev. **A 49**, 106 (1994).
- [14] A. Naam, M.T. Meftah, S. Douis, S. Alexiou. J. Advances in Space Research. (2014),

[15] Nava - Avendano, J.Veilleux,J :Journal of physics D : Applied physics, 50, 16 (2017).

[16] C. Deutsch, Phys. Lett. **A 60** (1977) 317.

# الفصل الأول

## عموميات حول خطوط الطيف

### 1.1 مفهوم البلازما

تشكل البلازما نسبة 99% من المادة الكونية بين النجوم والمجرات من حيث الكتلة والحجم [1]، كما توجد بعض الكواكب تشكل البلازما أغلب مادتها [2]. عند تسخين المادة وتحولها من الحالة الصلبة إلى السائلة ثم إلى الغازية ثم زيادة درجة التسخين تبدأ بالتأين حيث سيتحرر إلكترون أو أكثر من كل ذرة من الغاز، تعتبر هذه بلازما [3]. البلازما هي الحالة الرابعة للمادة تتميز بالطاقة الهائلة التي تمتلكها. لها صفات مقاربة للحالة الغازية لكنها تختلف عنها في العديد من الجوانب، هذا الجدول يوضح بعض الاختلافات [2]:

الغاز	البلازما	الخاصية
رديء جدا	جيد جدا	التوصيل الكهربائي
يتكون من صنف واحد: ذرات أو جزيئات	تتكون من صنفان أو ثلاثة: إلكترونات، أيونات، ذرات محايدة	الأنواع التي تمثلها
يخضع لتوزيع ماكسويل	غالبا لا يخضع لتوزيع ماكسويل	توزيع السرعة
تفاعلاته ثنائية	تفاعلاتها جماعية	التفاعلات

مفهوم البلازما لا بد أن يتضمن ثلاث معايير [5]-[4] وهي:

- تقارب البلازما: ينبغي أن تكون الجسيمات متقاربة جدا لدرجة أن يؤثر كل جسيم على الجسيمات القريبة منه والتأثير الجماعي هو الصفة المميزة للبلازما.
- حجم التفاعلات في البلازما: يجب أن يكون نصف قطر ديبي صغيرا بالمقارنة مع الحجم الطبيعي للبلازما الموجودة، وهذا يعني أن مقدار التفاعلات الواقعة في قلب كتلة البلازما لها أهمية كبيرة.
- تردد البلازما: يجب أن يكون تردد الإلكترون في البلازما أكبر من تردد الإلكترون في الحالة الطبيعية.

## 2.1 أشكال البلازما

- غالبا ما تكون أنواع البلازما الطبيعية في حالة مثالية، حيث متوسط الطاقة الحركية الحرارية لمكوناتها يفوق متوسط الطاقة الكامنة الكهربائية المتبادلة بين جسيماتها، وينقسم هذا النوع من البلازما إلى:
  - بلازما طبيعية كونية: حيث تمثل البلازما الطبيعية الكونية النسبة الكبيرة في هذا الكون كالبلازما الموجودة على سطح الشمس.
  - بلازما طبيعية أرضية: توجد على مستوى كوكب الأرض تمثل نسبة أقل من سابقتها، من أمثلتها البلازما الموجودة في غلاف جو الأرض والمعروف باسم الطبقة المتأينة (الأيونوسفير)، البرق.
  - البلازما الصناعية: نظرا لأن البلازما نادرة في محيطنا القريب لذا نلجأ لتوليدها صناعيا، فالغاز في المصابيح المتألقة بلازما، القوس الكهربائي المستخدم في عمليات اللحام، الاندماج النووي، جميعها أمثلة عن البلازما الصناعية [6]

### 3.1 أهم خصائص البلازما

#### 1.3.1 التوصيل الكهربائي

بما أن البلازما وسطا يضم عددا هائلا من الجسيمات المشحونة المتحركة بحرية داخلها، فإنها تعد موصلا جيدا للكهرباء. الحركة المنظمة للجسيمات المشحونة تحدث تيارات كهربائية وتغيرات لكثافة الشحنة، تؤدي إلى نشوء الحقول الكهرومغناطيسية.

#### 2.3.1 التعادل الكهربائي في البلازما

مفهوم مهم لشبه التعادل حيث إذا كانت الشحنات متقاربة جدا من بعضها البعض، فمن المفترض أن كثافة الشحنات السالبة تعادل كثافة الشحنات الموجبة خلال حجم كبير من البلازما، أي انها متعادلة على السلم الماكروسكوبي، ويعبر عنها بمعادلة:  $n_e = \sum n_i$ ، أما على السلم المجهرى لا يكون هناك تعادل كهربائي [7].

#### 3.3.1 الذبذبات الهايدرومغناطيسية

تمثل الموجات الهايدرومغناطيسية موجات حقيقية تنتشر في وسط موصل خاضع لتأثير حقل مغناطيسي ثابت، وهو منسجم مع الصياغة الهايدرومغناطيسية للبلازما [8].

#### 4.3.1 الذبذبات الكهروستاتيكية

في الحقيقة يوجد نوعان محتملان من الذبذبات الكهروستاتيكية [9]:

- ذبذبات ذات التردد العالي والتي تكون سريعة جدا، ويصعب على الأيونات الثقيلة أن تتبعها.
- وذبذبات ذات التردد المنخفض للأيونات البطيئة جدا.



### 5.3.1 تواترات الإلكترونات

تتغير إزاحة الإلكترونات اضطرابا في البلازما المتعادلة، حيث تعطى عبارة تواتر الإلكترونات:

$$\omega_{pe} = \left( \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} CGS \quad (1.1)$$

حيث:  
 $m_e$ : كتلة الإلكترون  
 $e$ : شحنة الإلكترون  
 $n_e$ : الكثافة الأيونية

### 6.3.1 تواترات الأيونات

ذبذبات الأيونات بطيئة جدا بحيث أن الإلكترونات تتوزع دائما حول الأيونات بنمط إحصائي [10]، وتعطى عبارة تردد الأيونات:

$$\omega_{pi} = \left( \frac{4\pi n_i (Ze)^2}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} CGS \quad (2.1)$$

حيث:  
 $m_i$ : كتلة الأيون  
 $Ze$ : شحنة الأيون  
 $n_i$ : الكثافة الأيونية

## 4.1 المقاربات المستخدمة في وصف البلازما

نميز ثلاث أنواع من البلازما من حيث درجة التأين للبلازما [10]:

- بلازما ضعيفة التأين: تتميز بمعامل تأين  $\beta$  يساوي جزءا من الواحد بالمائة، وتتواجد البلازما ضعيفة التأين في الايونسفير.
- بلازما متوسطة التأين: تتميز بمعامل تأين يساوي عددا من الوحدات بالمائة.
- بلازما كاملة التأين: وتعرف أيضا بالبلازما الساخنة وتتميز بمعامل تأين  $\beta$  يقترب من 100% وتوجد عدة نماذج خاصة ببلازما كاملة التأين كالشمس والنجوم الساخنة، هذه الحالة تكون عند درجات الحرارة العالية جدا.

## 5.1 رتب البلازما

تشمل البلازما مجالا عريضا من السلام، في الطول والكثافة الكتلية ودرجة الحرارة والكثافة العددية والمجال المغناطيسي وأزمنة الحياة.

الطول:  $10^{-10}$  ،  $10^{25} \text{cm}$

الكثافة الكتلية:  $10^{-27}$  ،  $10^{10} \text{g/cm}^3$

الكثافة العددية:  $10^4$  ،  $10^{30} \text{cm}^{-3}$

المجال المغناطيسي:  $10^{-12}$  ،  $10^{10} \text{Tesla}$

أزمنة الحياة:  $10^{-12}$  ،  $\infty \text{sec}$

درجة الحرارة:  $0$  ،  $10^{10} \text{K}$

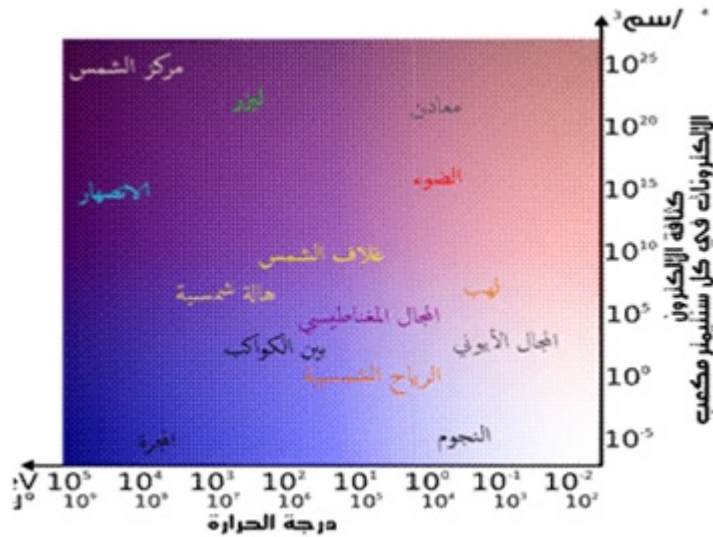
يمكن تصنيف البلازما إلى الحرارية واللاحرارية.

### 1.5.1 البلازما الحرارية

تكون فيها جميع مكونات البلازما ذات درجة حرارة واحدة أي تكون بحالة توازن حراري.

### 2.5.1 البلازما اللاحرارية

تكون للأيونات و الجسيمات المحايدة درجة حرارة محيطها بينما تكون درجة حرارة الإلكترونات أكبر منها بكثير. يبين الشكل رتب البلازما المختلفة للكثافة الإلكترونية كتابع لدرجة الحرارة [11].



شكل 1.1: مخطط يبين درجة الحرارة والكثافة الإلكترونية لأمثلة مختلفة من البلازما.

## 6.1 الإشعاع في البلازما

إن الكشف عن البلازما ودراستها يتم بتشخيص الإشعاع الكهرومغناطيسي المنبعث عنها (ضوء، أشعة سينية، موجات راديوية، ..... ) إن هذا الإشعاع لا يرتبط

بخصائص مشع معزول فقط، بل بخصائص البلازما المحيطة به، تعد الخطوط الطيفية للإمتصاص والإنبعاث مفيدة لتشخيص الكثافة الإلكترونية ودرجة الحرارة في البلازما.

## 7.1 أهم المقادير في فيزياء البلازما

### 1.7.1 كيون البلازما

إن ناقلية البلازما تؤدي إلى انعدام الحقل الكهربائي في قلب البلازما، مما يجعل الكيون الكهروستاتيكي لحاملات الشحنة ثابتا في قلب البلازما يسمى هذا الكيون بكيون البلازما [12].

### 2.7.1 طول ديبي

طول ديبي هو المسافة التي يتم عندها الحجب الكولوني لأي شحنة كهربائية. والمقصود بها حجب شحنة من البلازما بواسطة سخابة من الشحنات المعاكسة، ويمكن فهم هذه المسافة بتصور شحنة موجبة تحيط بها الإلكترونات تخضع لقوتين متعاكستين، قوة التجاذب الكولوني التي تؤثر بها الشحنة الموجبة، وقوة أخرى سببها التهيح الحراري. يعطى الطول ديبي بالعلاقة التالية [13]:

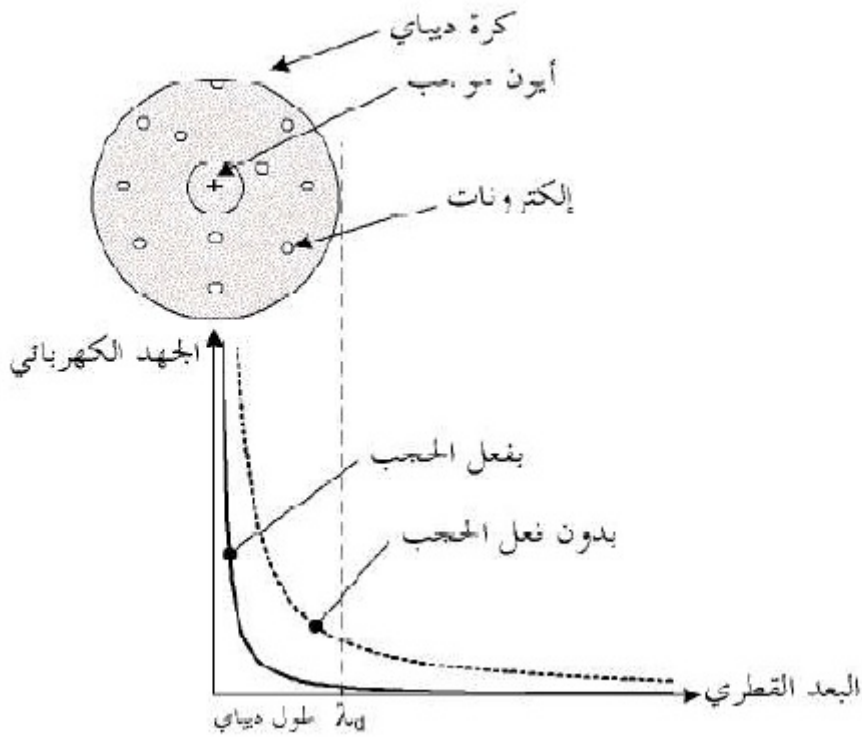
$$\lambda_D = \left[ \frac{K_B T}{4\pi n_e e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \approx 6.9 \sqrt{\frac{T}{n_e}} \text{CGS} \quad (3.1)$$

حيث:

$K_B$ : ثابت بولتزمان ،  $T$ : درجة حرارة الإلكترونات .  
نلاحظ في العلاقة السابقة أنه عندما تزداد كثافة الإلكترونات يتناقص الطول ديبي  $\lambda_D$  بسبب زيادة عدد الإلكترونات، كما أنه يزداد بزيادة  $T$ .

### 3.7.1 كرة ديبي

هي كرة من الشحنات نصف قطرها طول ديبي، تكون الشحنات داخل هذه الكرة ذات تأثير متبادل وقوي فيما بينهما، في حين الشحنات التي توجد على حواف هذه الكرة تقريبا محجوبة [14].



شكل 2.1: تغيرات الجهد الكهربائي بدلالة البعد القطري.

### 4.7.1 درجة تأين البلازما

تعرف درجة تأين البلازما على أنها النسبة بين كثافة الجسيمات المشحونة (إلكترونات، أيونات) والكثافة الكلية للبلازما، تصاغ رياضياً بالمعادلة التالية:

$$\alpha = \left( \frac{n_{i,e}}{n_{i,e} + n_N} \right) \quad (4.1)$$

حيث:

$n_{i,e}$ : تمثل الكثافة العددية للجسيمات المشحونة (إلكترونات وأيونات).  
 $n_N$ : تمثل الكثافة العددية للجسيمات المحايدة.

### 5.7.1 درجة الحرارة الإلكترونية والأيونية

$T_e$ : تشير لدرجة حرارة الإلكترونات، وتعتبر أكثر أهمية مقارنة بدرجة حرارة الجسيمات الأخرى (أيونات، جسيمات محايدة)، في تحديد الظواهر التي تحدث في البلازما [15].  
 . في نظام متوازن ديناميكياً درجة حرارة الإلكترونات تحقق المعادلة الآتية:

$$E_c = \frac{1}{2} m \langle v \rangle^2 = \frac{3}{2} K_B T \quad (5.1)$$

حيث:

$m$ : كتلة الإلكترون.  $E_c$ : الطاقة الحركية.  $v$ : سرعة الإلكترون.  $T$ : درجة حرارة الإلكترونات.  $K_B$ : ثابت بولتزمان.  
 تعبر المعادلة السابقة عن تساوي الطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات مع طاقة التحريض الحراري. وبما أن كتلة الجسيمات المحايدة والأيونات متقاربة، فتكون لهم درجة حرارة متساوية وتقارب درجة حرارة الغرفة؛ في حين أن الإلكترونات لها درجة حرارة مرتفعة.

### 6.7.1 تردد البلازما

في حالة حدوث اضطراب داخلي أو خارجي في البلازما، فإنه يؤدي إلى إزاحة الجسيمات (إلكترونات، أيونات) عن وضع التوازن بسبب تراكم الشحنات الكهربائية. لكنها سرعان ما تعود إلى حالتها الطبيعية [14]. تتميز البلازما بهذا التصرف فيؤدي إلى حركة جسيماتها حركة إهتزازية غير متخامدة، تتميز بتردد الحركة الإلكتروني والأيوني [16].

$$\omega_{pe} = \left( \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

$$\omega_{pi} = \left( \frac{(Ze)^2 n_i}{\epsilon_0 m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.1)$$

كما تتميز هذه الحركة بالتردد الإلكتروني والأيوني:

$$f_{pi,e} = \left( \frac{\omega_{pi,e}}{2\pi} \right)$$

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (8.1)$$

$$f_{pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{(Ze)^2 n_i}{\epsilon_0 m_i}}$$

### 7.7.1 معامل التزاوج للبلازما

يمثل النسبة بين الطاقة الكامنة المتوسطة والطاقة الحركية المتوسطة للجسيمات [17].

$$\Gamma = \frac{\langle E_p \rangle}{\langle E_c \rangle} \quad (9.1)$$

حيث :

$\langle E_p \rangle$ : الطاقة الكامنة المتوسطة لتفاعل جسيم مع جسيم مجاور له. و  $\langle E_c \rangle$ :

الطاقة الحركية المتوسطة له.  
تعطى عبارة معامل التزاوج للأيونات:

$$\Gamma_{ii} = \frac{(Ze)^2}{K_B T r_i} \quad (10.1)$$

ومعامل التزاوج للإلكترونات:

$$\Gamma_{ee} = \frac{e^2}{K_B T r_e} \quad (11.1)$$

أما بين الأيونات والإلكترونات فهو:

$$\Gamma_{ei} = \frac{Ze^2}{K_B T r_{ei}} \quad (12.1)$$

أين:  $K_B$ : ثابت بولتزمان.  $T$ : درجة الحرارة المطلقة.  
عندما يكون  $\Gamma \geq 1$  يعني أن التزاوج شديد.

وفي حالة  $\Gamma \ll 1$  فإن للطاقة الحركية الدور الأكبر في وصف سلوك الجسيمات أي أن التزاوج ضعيف ويقال عن البلازما حينها أنها مثالية.

### 8.7.1 طول لاندو

هو عبارة عن المقدار الذي تتساوى فيه الطاقة الكامنة الكولومية المتوسطة للتفاعل الثنائي مع الطاقة الحركية المتوسطة.  
ويستخدم طول لاندو في تحليل ظواهر التصادمات وارتباطات الموضع في البلازما [18].  
يحدد بالعلاقة:  $K_B T = \frac{e^2}{r_0}$  حيث  $r_0$ : طول لاندو، هذه العلاقة تخص  $e-e$  فقط.



### 9.7.1 طول موجة دي بروغلي الحرارية

يعطي تقديرا للطبيعة الكمية لجسيمات البلازما، ويعرف على أنه:

$$\lambda_T = \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mK_B T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13.1)$$

حيث:

$\hbar$ : ثابت بلانك المختزل، و  $m$ : كتلة الجسيم،  $T$ : درجة الحرارة.

### 10.7.1 نصف قطر الكرة الإلكترونية والأيونية

نصف قطر الكرة الإلكترونية: يميز البعد المتوسط بين إلكترونين ويعطى من الشكل [8].

$$r_e = \sqrt[3]{\left( \frac{3}{4\pi n_e} \right)} \quad (14.1)$$

نصف قطر الكرة الأيونية: يميز البعد المتوسط بين أيونين ويعطى من الشكل:

$$r_i = \sqrt[3]{\left( \frac{3}{4\pi n_i} \right)} \quad (15.1)$$

### 11.7.1 كثافة الجسيمات ودوال التوزيع

كثافة البلازما  $N$  تمثل عدد الجسيمات في وحدة الحجم سواء (أيونات، إلكترونات، جسيمات حيادية)، ويخضع توزيعها لعبارات إحصائية تدعى بدوال التوزيع والتي تصف عدد الجسيمات في اللحظة  $t$  و الموضع بين  $r$  و  $r + dr$ .

في الفيزياء الإحصائية نميز ثلاث دوال لتوزيع الجسيمات : توزيع فيرمي-ديراك، توزيع بور - اينشتاين، توزيع ماكسويل بولتزمان [19].

### 12.7.1 متوسط المسار الحر والمقطع الفعال للتصادم

متوسط المسار الحر يعبر عن المسافة بين الجسيمات ( إلكترون، أيون، جسيم محايد ) لتصادمين متتاليين ويتعلق بسرعة الجسيم واحتمالية التصادم ونكتب [15]:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n_p} \quad (16.1)$$

$\sigma$  يمثل المقطع الفعال للتصادم  $\sigma = \pi (r_1 + r_2)^2$  و  $r_1$  و  $r_2$  نصفي قطري الجسيمات المتصادمة.  $n_p$  : الكثافة العددية للجسيمات.

### 8.1 أنواع التعريضات لخط الطيف

الخط الطيفي الملاحظ من الانبعاث أو الامتصاص للإشعاع، لديه عرض معين. هناك أربع أسباب رئيسة لهذا التعريض:

#### 1.8.1 التعريض الطبيعي

يرتبط هذا التعريض بمبدأ هيزنبرغ وهو عدم اليقين في الزمن والطاقة، حيث أننا لا نستطيع تحديد الزمن والطاقة في آن واحد، وعدم اليقين في الطاقة سببه عدم اليقين في الطول الموجي والتردد.

$$\Delta v = \frac{A_{21}}{2\pi} \quad (17.1)$$

$A_{21}$ : معامل أنشتاين للإنبعاث التلقائي.

التعريض الطبيعي في كثير من الأحيان لا يذكر بالمقارنة مع التعريضات الأخرى، نظرا لأن عرض الخط الطبيعي صغيرا جدا، عموما في البلازما التعريض الطبيعي أقل من تعريض دوبلر.

إقترض كل من Weigner et Weisskopf النظرية القائلة بتبعثر الترددات حول التردد المركزي  $v_{ij}$ :

$$hv_{ij} = E_j - E_i \quad (18.1)$$

حيث  $E_i$ : طاقة المستوى الأدنى،  $E_j$ : طاقة المستوى الأعلى للذرة،  $h$ : ثابت بلانك. احتمالية انبعاث فوتون ذو تردد بين  $v$  و  $v + dv$  يكتب:

$$J(v) dv = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma_i + \gamma_j}{4\pi}}{(v - v_{ij})^2 + \left(\frac{\gamma_i + \gamma_j}{4\pi}\right)^2} dv$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\tau_i} \quad (19.1)$$

$$\gamma_j = \frac{1}{\tau_j}$$

$\tau_i$ : فترة الحياة للمستوى الأدنى،  $\tau_j$ : فترة الحياة للمستوى الأعلى،  $J(v)$ : شكل لورانز،  $I$ : الشدة الإجمالية لخط الطيف،  $I_v$ : الشدة من أجل  $v$  تردد.

### 2.8.1 تعريض دوبلر

يؤثر تعريض دوبلر على شكل خط الطيف في البلازما، يتميز هذا التعريض بإرتفاع درجة الحرارة، سببه إنزياح المشع بالنسبة للكاشف. أول من قدم له وصفا دقيقا هو العالم رايلي في سنة 1889 حيث لاحظ ذرات المصدر تتحرك بسرعة  $v$ ، حيث  $v \gg c$ ، ولها تردد يعطى:

$$\Delta v = v_0 - v = v \frac{V}{c} \quad (20.1)$$

أين  $v_0$  تردد المشع في حالة السكون،  $c$  سرعة الضوء. خط الطيف الناتج عن توزيع التردد المتناظر حول التردد المنبعث من الذرة عند السكون، كما أن توزيع الشدة في خطوط الطيف يكون وفقا لشكل غاوص وتعطى من الشكل:

$$\frac{I_v}{I_0} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta v_D} \exp \left[ - \left( \frac{\Delta v}{\Delta v_D} \right)^2 \right]$$

$$\Delta v_D = v_0 \frac{V_{pr}}{c} \quad (22.1)$$

حيث  $I$ : الشدة الإجمالية لخط الطيف،  $I_v$ : الشدة الموافقة للتردد  $v$ ،  $\Delta v$ : انزياح دوبلر للتردد المطابق للسرعة أكثر احتمالا  $V_{pr}$ .  
التوزيع السابق هو توزيع غاوص المسمى بتعريض دوبلر حيث:

$$\Delta v_D = v_0 \sqrt{\frac{2K_B T \ln 2}{mc^2}} Hz \quad (23.1)$$

$T$ : درجة الحرارة بالكلفن،  $m$ : الكتلة بالوحدات الذرية،  $A$ : العدد الذري،  $v_0$ : تردد الخط حيث التعريض عند منتصف القمة:

$$2\Delta v_D = 7.16 \times 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{A}} \quad (24.1)$$

في البلازما الكثيفة تعريض ستارك و دوبلر، لا يكاد يذكر والسبب أن شكل خط الطيف يتأثر بشدة من طرف تفاعل الذرات أو الايونات مع المحيط.

### 3.8.1 التعريض بالصدم

هذا النوع من التعريض يحدث بسبب فعل الجسيمات المحيطة بالذرة أو الأيون المشع، التفاعل فيه في غاية الأهمية حيث يتضمن الجسيمات المشحونة مع وجود المجالات الكهربائية والذي يؤدي إلى ما يسمى تعريض ستارك، نعتبر أن المشع الأيوني أو الذري موجود في وسط متوازن حرارياً، نستطيع دراسة الجسم المضطرب بطريقتين مختلفتين:

المشع خاضع لتصادم فردي مع أي جسيم في الوسط، نذكر هنا على سبيل المثال تفاعل (إلكترون - مشع) في البلازما هذا ما يسمى بتقريب التصادم. المشع خاضع لحقل كهربائي ناتج من الجسيمات المشحونة، هذه الحالة مهمة جداً، إذ تعتمد على خصائص المشع مع محيطه، فنذكر على سبيل المثال تفاعل أيون - مشع في البلازما، تعالج في إطار التقريب شبه الساكن.

### 4.8.1 تعريض بسبب الجهاز

يجب أن نأخذ في الاعتبار التعريض الذي يسببه جهاز المطيافية المستخدم في معالجة خط الطيف في القياس شكل خط الطيف يكون غاوص أو لورانتز أو تراكب الشكلين.

## 9.1 كيفية معالجة التصادم بالجسيمات المشحونة

بأن البلازما تحوي صنفين من الجسيمات: جسيمات خفيفة وأخرى ثقيلة فإنه يوجد تقريبن حديين.

### 1.9.1 تقرب التصادم

هذا التقرب صالح من أجل زمن التصادم  $t_c$  أو ما يسمى بالمدة المتوسطة للفاعل، تكون أقل بكثير من الزمن الفاصل بين تصادمين  $\Delta t$ ؛ الإلكترون له كتلة صغيرة جدا لذا فإن زمن التصادم أقل بكثير من الزمن الفاصل بين تصادمين. نفترض أن  $v$  سرعة الإلكترون،  $\rho$  وسيط الصدم و  $Z$  العدد الشحني، طاقة التفاعل تكون من رتبة:  $\frac{e^2 n^2 a_0}{Z \rho^2}$

تقريب التصادم صالح إذا كانت طاقة التفاعل المنتجة في زمن التصادم صغيرة بالمقارنة مع  $\hbar$ ، يستخدم تقديره باستعمال المعادلة [20].

$$\frac{4}{3} \pi r_e^3 = N_e^{-1} \quad (25.1)$$

$$\frac{Z^3 A_q}{n^6} \gg 1 \quad (26.1)$$

$$A_q = \frac{2 (2\pi m_e K_B T_e)^{3/2}}{N_e h^3} \quad (27.1)$$

أين نستبدل  $\rho$  بالبعد المتوسط  $r_e$  ،  $N_e$  : كثافة الإلكترونات.  
 $A_q$  : العدد الكمي للحالات المتاحة لكل إلكترون.  
 تفاعل إلكترون مضطرب مع أيون مشع يعطي مؤثر تصادم الكتروني.

### 2.9.1 تقريب شبه ساكن

صالح هذا التقريب من أجل زمن التصادم أكبر بكثير من الزمن الفاصل بين تصادمين  $\Delta t$ . الأيون المسبب للإضطراب الذي يعالج في إطار هذا التقريب يتميز بأن له درجة حرارة منخفضة وكثافة عالية. الأيونات هي جسيمات ثقيلة لذا فإن حركتها تكون بطئة، ويمكن اعتبار الحقل الكهربائي شبه ساكن. كما يمكن استخدام هذا التقريب لحساب تعريض ستارك المنتج من قبل الأيونات في البلازما [21]-[22].

## المراجع

- [1] قريشة سليمة، أطروحة دكتوراه بعنوان " إستخدام نموذج الجسيمات المستقلة لحساب دوال توزيع المشتقات الفضائية "، جامعة ورقلة ( 2013 ).
- [2] شيحي إسماعيل، أطروحة دكتوراه بعنوان " حساب دوال توزيع الحقل الكهربائي الموضوعي ومشتقاته داخل البلازما، باستخدام المحاكاة العددية مونت كارلو: تطبيق على طيف الهليوم "، جامعة قسنطينة (2005).
- [3] Dwight R. Nicholson, "Introduction to plasma theory " University of Iowa, John Wiley & Sons, Inc.S(1983).
- [4] R.O.Dendy, " Plasma Dynamics", Oxford Science Publication, Clarendo, Press(1990).
- [5] Daniel Hastings and Henry G arrett, " Spacecraft(Environment Interaction" Cambridge University Press,UK (2000).
- [6] د. علاء الدين عبد الله النعيمي و د. قاسم محمود علي و د. محمد علي الجوادي، " الفيزياء التطبيقية الحديثة "، دار الجيل للنشر والطباعة والتوزيع، بيروت، لبنان، الطبعة الثانية (2005).
- [7] Paul M. Bellan, "Fundamentals of Plasma Physics" Cambridge University Press,UK (2006).



- [8] ريتز - ميلفورد، ترجمة: يحيى عبد الحميد الحاج علي و الدكتور رحمن رستم عبد الله، " أساسيات النظرية الكهرومغناطيسية "، وزارة التعليم العالي والبحث العلمي، جامعة الموصل، العراق (1988).
- [9] L. Tonks and I. Langmuir, Physical Review, **33**, 195 (1929).
- [10] وليد مصطفى، " مقدمة في فيزياء البلازما"، سلطنة عمان (2006).
- [11] A.L.Peratt, " Advances in Numerical Modeling of Astrophysical and Space Plasmas" , AA(Los Alamos National Laboratory ), KLUWER, SPRINGER (1996).
- [12] R. Fitzpatrick, "introduction to plasma Physics" the University of Texas; a graduate level lecture course; springer 1998.
- [13] A. Marie, J. Perrin.et J. Jolly, "Plasmas froids de décharge", Technique de l'ingénieur, D 2830.
- [14] Pierre fauchais."Gas ionisés et plasmas ", SPCTS (Science des procédés céramiques et des traitement de surface ). CNRS UMIR 6638, Université de Limoges –Faculté des sciences (2000).
- [15] J. M. Rax, "physique des plasmas cour et applications" Dunod , Paris (2005).
- [16] R.O. DENDY, "Plasma Dynamics", Oxford Academic ; Pres (1990).
- [17] David Parker Kilcrease, PhD Thesis , University of Florida (1991)
- [18] قريشة سليمة، مذكرة ماجستير، بعنوان " مساهمة في دراسة توزيعات المشتقات الفضائية للحقول الكهربائية الموضعية في البلازما، جامعة ورقلة (2006)

- 
- [19] L. R. Jean, "Introduction 'a la Physique des Plasmas " cours de Master Physique Appliquée et Mécanique, Université Paris-Sud (2011).
- [20] F. Khelfaoui, " Modèle de profils ls Stark d'ion Multichargés dans les plasma chauds " thèse de doctorat, Université de Provence, France, (1991).
- [21] C. Stehlé, J.Q.S.R.T.44, 135, (1990).
- [22] C. Stehlé, Journal de phys., coll1, suppl. II, 121, (1991).

# الفصل الثاني

## الدراسة التحليلية لحساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني

مطيافية البلازما تعتمد على دراسة الإشعاعات الكهرومغناطيسية الصادرة من الوسط الذي يكون مؤين كلياً أو جزئياً. المعلومات الواردة من الطيف مرتبطة بالمشع والذي قد يكون (أيوناً-ذرة) و متعلقة أيضاً بمحيطه في البلازما؛ تعبر خطوط الطيف عن التفاعلات الميكروسكوبية المتعددة التي ترافق الانبعاث بالتعريض أو الانزياح. تؤثر الحقول الكهربائية (فعل ستارك) الناشئة عن الجسيمات المشحونة في البلازما على خصائصها الضوئية و الترموديناميكية؛ فهي تتسبب في تعريض الخطوط الطيفية وانزياحها؛ فعل ستارك يحسب في الأغلب للهيدروجين وشبيهه الهيدروجين وللhelium. بالنسبة لخطوط الطيف المعزولة اثبت Baranger أن التعريض الإلكتروني يعبر عنه بمجموع المقاطع الفعالة؛ كما قدم Griem وآخرون نظرية تطبق على خطوط الطيف المعزولة، تعتمد على حساب مؤثر التصادم الإلكتروني والذي تم من طرف Griem ورفاقه [1]. Sahal Bréchet [2] استخدمت نتائجها بنجاح على النتائج النظرية لعمل Baranger [3]، من خلال اعتماد التقريب شبه الكلاسيكي. المجموعة السابقة لا تأخذ في الاعتبار تفاعل ثنائي الأقطاب، ولم يفرقوا بين الذرات المحايدة والأيون، أي في كل الحالات تفترض أن حركة الجسم المضطرب له مسار مستقيم؛ في حين Sahal Bréchet تعتبر أن مسار الإلكترون مع أيون مشع له قطع

زائد. وتظهر أهمية هذا التأثير في الطاقات المنخفضة حيث يؤدي إلى زيادة كبيرة في مؤثر التصادم الإلكتروني. توجد تقريبات تستخدم في حساب التعريض الإلكتروني وهي: تقريب التصادم والتقريب شبه الكلاسيكي [4-5].

في هذا الفصل نقدم دراسة تحليلية لحساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني، علماً أن التفاعل يكون بين إلكترون مضطرب وأيون لبلازما شديدة الحرارة، بمختلف طاقات كيون التفاعل وهي: طاقة كيون تفاعل كولومب، طاقة كيون تفاعل داتش، طاقة كيون تفاعل داتش المحجب و طاقة كيون تفاعل داتش الفعال [6-9]. سيتم إعداد برنامج عددي بلغة الفورترن باستعمال طريقة شبه المنحرف، حيث يعمل على حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني لكل طاقة كيون تفاعل ثم دراسة تغيرات هاته السعة وعلاقتها بالخصائص الفيزيائية لأيون الليثيوم شبيه الهيدروجين، وأيضاً حساب خط الطيف لليمان  $Li^{+2}\alpha$

## 1.2 التصادمات في البلازما

البلازما وسط معقد جدا يحتوي على أنواع كثيرة مختلفة (ذرة، أيون، إلكترون). نعتبر أن جميع جزيئات البلازما تتفاعل مع بعضها البعض بقوى تعتمد على مواضعهما، فإذا اقتربت جسيمتين أو أكثر من بعضها البعض بمسافات صغيرة، وكانت طاقة التفاعل قابلة للمقارنة بالطاقة الحركية، أمكن القول أنه حدث تصادم للجسيمات و يتجلى ذلك في تغيير مساراتها، كما أنها تستأنف مسارها المستقيم بعد التصادم. تحدث الإصطدامات المتعددة داخل البلازما بسبب الإثارة الحرارية، مما يسمح بتغيير الطاقة وتحويل كمية الحركة بين الجسيمات، هذه التغيرات تسمح للبلازما بالوصول إلى حالة توازن [10]. التقريب المستخدم هو تقريب التصادم حيث يتميز بأنه عالي السرعة، وخطوط الطيف لها شكل لورانتز.

## 2.2 أنواع التصادمات

### 1.2.2 التصادم المرن

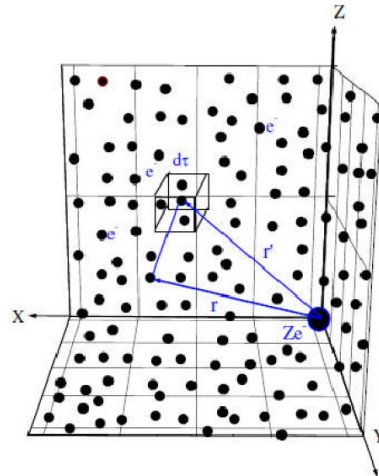
يحدث هذا التصادم بين جسيمتين حيث الحالة الداخلية للجسيمات لا تتغير وكذا طاقتها الداخلية [11] لكن يحدث تغيير في مسارها، ويتم تحويل الطاقة الحركية وتغير كمية الحركة.

### 2.2.2 التصادم غير المرن

يحدث هذا التصادم بين جسيمتين، تتغير فيه كل من الحالة الداخلية للجسيمات و طاقتها الداخلية بعد التصادم يرافقه (التأين، الإثارة، إعادة تركيب) [12].  
تغير الحالة أو طبيعة الجسيمات يحدث عن طريق فقدان جزء من الطاقة الحركية للجسيمات الواردة نتيجة التفاعل.

### 3.2.2 طاقات كيون التفاعل بين الإلكترون ومختلف المكونات في البلازما

يتحرك إلكترون حول أيون موجب الشحنة، تحت تأثير طاقة كيون التفاعل.



شكل 1.2: أيون ذو شحنة  $Ze$  مغمور في وسط مشحون.

طاقة كمون التفاعل لإلكترون يبعد عن أيون متواجد في المبدأ، تنتج ثلاث مساهمات:

$$\Phi(r) = U(r)_{Deut} + \Phi(r)_{e-e} + \Phi(r)_{e-f}$$

$U(r)_{Deut}$ : طاقة كمون التفاعل بين إلكترون -أيون.

$\Phi(r)_{e-e}$ : طاقة كمون التفاعل بين إلكترون- إلكترون.

$\Phi(r)_{e-f}$ : طاقة كمون التفاعل بين إلكترون وأيونات موزعة بانتظام واستمرار في البلازما.

تفاعل كولوم هو تفاعل إلكترون مع إلكترون؛ وتفاعل داتش هو تفاعل أيون مشع مع إلكترون، أين نأخذ في الاعتبار الفعل الكمومي للحيود على مسافات صغيرة.

إذا كانت  $r > \lambda_T$  فيصبح لا وجود للفعل الكمومي ونوع طاقة التفاعل هو تفاعل كولومب، وفي حالة  $r < \lambda_T$  ندخل الفعل الكمومي في الحساب.

أين  $\lambda_T$  الطول الموجي دي بروغلي،  $r$ : المسافة بين الإلكترون والأيون.

حيث تفاعل الإلكترون مع أيون مركزي يدعى بطاقة كمون التفاعل لداتش وتعطى بالعلاقة التالية [6-9]:

$$U_{Deut}(r) = -\frac{Ze^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_T)) \quad (1.2)$$

$e$ : شحنة الإلكترون،  $Z$ : العدد الشحني.

طاقة كمون التفاعل لداتش المحجب هو تفاعل أيون مشع مع إلكترون في البلازما الكثيفة ودرجة حرارة مرتفعة، يؤخذ بعين الاعتبار كل من الفعل الكمومي على المسافات الصغيرة ومجال تأثير الحجب على المسافات الكبيرة، صيغتها من الشكل [7-9]:

$$U_{ie}^{SD}(r) = -\frac{Ze^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_T)) (\exp(-r/\lambda_D)) \quad (2.2)$$

حيث  $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_e e^2}}$ : طول ديبياي عبارته: •  
 طاقة كمون التفاعل لداتش الفعال تتعلق بالتأثير الجماعي لمختلف طاقات كمون التفاعل،  
 حيث نأخذ تفاعل الإلكترون في البلازما مع المكونات الأخرى من أيون وإلكترون؛  
 تتميز بدرجة الحرارة العالية والتزاوج الضعيف، أي مجموع هذه الطاقات: طاقة كمون  
 تفاعل إلكترون- إلكترون، طاقة كمون تفاعل إلكترون مع أيونات موزعة بانتظام  
 واستمرار وطاقة كمون تفاعل إلكترون مع أيون ينتج عنه طاقة كمون تفاعل داتش  
 الفعال وصيغتها كالآتي [13-14]:

$$\Phi(r) = U_{Deut}(r) + \int \frac{f(\vec{r}, \vec{v}) e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{p}^3 d\vec{r}'^3 - \int \frac{N_e e^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dr' \quad (3.2)$$

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = N_e \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m \vec{v}^2}{2k_B T} - \frac{\Phi(r)}{k_B T} \right) \quad (4.2)$$

$f(\vec{r}, \vec{v})$  توزيع ماكسويل بولتزمان.

## 3.2 حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني

### 1.3.2 مؤثر التصادم الإلكتروني

نبدأ الدراسة بكتابة عبارة مؤثر التصادم الإلكتروني المستمدة من أعمال Griem [15]:

$$\begin{aligned} We = & -N_e \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \int \int 2\pi \rho v f(v) d\vec{v} d\rho \\ & \times \left\{ \frac{1}{2} \left[ \vec{R}_a \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \right]^2 \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \left[ \vec{R}_b \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \right]^2 \right\} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} & - \vec{R}_b \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \\ & \vec{R}_a \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

حيث  $v$  : سرعة الإلكترون المضطرب،  $N_e$ : الكثافة الإلكترونية،  $\rho$ : وسيط الصدم.  $\vec{R}_b$ : مؤثر الموضع لإلكترون في الحالة الدنيا  $b$ ،  $\vec{R}_a$ : مؤثر الموضع لإلكترون في الحالة العليا  $a$ ،  $E(t)$ : الحقل الكهربائي، ومن الطبيعي أن هذا الحقل الكهربائي يتعلق بمسار الإلكترون المشتت، والذي يعتمد في حد ذاته على الكمون الذي يتحرك فيه الإلكترون.

باستخدام معادلة نيوتن التي تصف حركة الإلكترون حول أيون مشع:

$$m\ddot{r}(t) = -eE(t) \quad (6.2)$$

إذا استبدلنا  $eE(t)$  بالعلاقة  $m\ddot{r}(t)$ .

وبتعويض  $r(t)$  في عبارة مؤثر التصادم الإلكتروني السابقة وبعد المكاملة نحصل على:

$$\begin{aligned} We = & -N_e \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \int \int 2\pi\rho v f(v) d\vec{v} d\rho \\ & \times \left\{ \frac{1}{2} \left[ \vec{R}_a \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \right]^2 \right. \\ & + \frac{1}{2} \left[ \vec{R}_b \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \right]^2 \\ & - \vec{R}_b \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \\ & \left. \vec{R}_a \left( \frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) - \frac{d\vec{r}}{dt} (-\infty) \right) \right\} \quad (7.2) \end{aligned}$$

من العلاقة بين زاوية التشتت  $\theta$  والسرعة قبل وبعد التصادم:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} (+\infty) = \vec{v} (+\infty) = \vec{v} (-\infty) + \left( \frac{v}{\rho} \right) \vec{\rho} \sin \theta \quad (8.2)$$



وباعتبار أن:

$$v(-\infty) = v(+\infty) = v \quad (9.2)$$

في الحقيقة أننا نتعامل مع كمونات محافظة، إذا مؤثر التصادم يصبح على النحو التالي:

$$We = \left( (\vec{R}_a)^2 + (\vec{R}_b)^2 - 2\vec{R}_a \vec{R}_b \right) \phi \quad (10.2)$$

حيث  $\phi$  سعة مؤثر التصادم الإلكتروني:

$$\phi = -\frac{4}{3}\pi N_e \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \int \int v^3 f(v) dv \rho d\rho \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (11.2)$$

$f(v)$  دالة توزيع السرعات لماكسويل تعطى:

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \quad (12.2)$$

وبتعويض الصيغة (??) في الصيغة (??) نجد:

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{-16}{3}\pi^2 N_e \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \\ &\times \int dv v^5 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \int \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \theta \rho d\rho \end{aligned} \quad (13.2)$$

بدلاً من حساب مسار الإلكترون المشتت  $(\theta, \rho)$ ، نستعمل سعة التشتت والمقطع العرضي المتعلق بكل طاقة كمون، للقيام بذلك نستبدل  $\theta$  التي تظهر في آخر التكامل بصيغة لها علاقة بوسيط الصدم  $\rho$ ، يمكن العثور على الصيغة بسهولة باستخدام سعة التشتت وصيغة المقطع العرضي للتشتت، في البداية نستخدم العبارة التفاضلية للمقطع الفعال حيث  $\sigma$  المقطع الفعال:

$$d\sigma = 2\pi\rho \frac{d\rho}{d\theta} d\theta \quad (14.2)$$

ومن جهة أخرى ترتبط سعة التشتت  $F(\theta)$  بتقريب بور [16]:

$$d\sigma = |F(\theta)|^2 d\omega \quad (15.2)$$

حيث  $\omega$  الزاوية الصلبة.

العلاقة بين المقطع الفعال وزاوية التشتت يتم تحديدها من مربع طولية معامل فوريي والكمون:

$$d\omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (16.2)$$

الصيغة (??) تم الحصول عليها من قبل M.Bohr (1962) في نظرية التصادم والذي يعتبر التقريب الغالب ويسمى بتقريب بور، أين  $q = \vec{k}' - \vec{k}$ ، حيث  $\vec{k}$  متجه الموجة للجسيمات الواردة و  $\vec{k}'$  متجه الموجة للجسيمات بعد التشتت. يعطى  $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$ ،  $\theta$  الزاوية بين  $\vec{k}$  و  $\vec{k}'$ ، نحصل على تقريب بور  $F(q)$ :

$$F(q) = \frac{-m}{2\pi\hbar^2} \int U_{Deut}(r) \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) d\vec{r} \quad (17.2)$$

ينبغي هنا تحديد نوع التفاعل والكمون المستخدم.

### 2.3.2 طاقة كمون التفاعل لداتش

هو تفاعل يتم بين إلكترون-أيون ونخص بالذكر أيون الليثيوم  $Li^{+2}$  مؤين مرتين، حيث طاقة كمون التفاعل لداتش  $U_{Deut}(r)$ ، نستعمل تفاعل كولومب تفاعلا أكثر شمولا، أين تكون حركة الإلكترون مبعثرة في محيط الأيون المشع.

هذا التفاعل نوقش على نطاق واسع من قبل داتش وآخرون في مختلف الأبحاث الأخيرة على الأفعال الكمومية في البلازما [6-9].

في الواقع استخدمنا تفاعل داتش حيث نحافظ على الفعل الكمومي، حيث يؤخذ بعين الاعتبار الحساب على مسافات صغيرة بين الأيون المشع والإلكترون حيث  $r_{ie} < \lambda_T$

وإذا كان  $r_{ie} \gg \lambda_T$  يهمل الفعل الكمومي ويحافظ على معايير كولومب [8-9].  
تعطى صيغة داتش:

$$U_{Deut}(r) = -\frac{Ze^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_T)) \quad (18.2)$$

$r$ : البعد بين الإلكترون والأيون، نضع  $\alpha = Ze^2$  و  $e$ : شحنة الإلكترون.  
تعطى عبارة الطول الموجي:  $\lambda_T = \frac{\hbar}{\sqrt{m_e k_B T}}$   
بتعويض العلاقة (??) في (??) و بالمكاملة نجد:

$$\begin{aligned} F(q) &= \frac{-m\alpha}{2\pi\hbar^2} \int \frac{1 - \exp(-\frac{r}{\lambda_T})}{r} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}') d\vec{r}' \\ &= R1 + R2 \\ &= \frac{-m\alpha}{2\pi\hbar^2} \int \frac{1 - \exp(-\frac{r}{\lambda_T})}{r} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}') d\vec{r}' \\ R1 &= \frac{-m\alpha}{2\pi\hbar^2} \int \frac{1}{r} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}') r^2 \sin\theta' dr d\theta' d\phi \\ R2 &= \frac{m\alpha}{2\pi\hbar^2} \int \frac{\exp(-\frac{r}{\lambda_T})}{r} \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}') r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi \\ &= \frac{m\alpha}{\hbar^2} \int_0^\infty \frac{\exp(-\frac{r}{\lambda_T})}{r} r^2 dr \left[ \frac{1}{iqr} \exp(-iqr \cos\theta') \right]_0^\pi \\ R2 &= \frac{m\alpha}{\hbar^2} \frac{1}{iq} \left( \frac{-1}{iq - 1/\lambda_T} - \frac{1}{iq + 1/\lambda_T} \right) \\ R2 &= \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \frac{\lambda_T^2}{1 + \lambda_T^2 q^2} = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \frac{1}{\lambda'^2 + q^2} \\ R1 &= \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \frac{1}{q^2} \end{aligned}$$

$$F(q) = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \left( \frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2} \right) \quad (19.2)$$

نعتبر أن  $\lambda' = 1/\lambda_T$  وبمساواة العلاقتين (??) و(??) نحصل على:

$$\rho d\rho = \sin \theta |F(\theta)|^2 d\theta = 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |F(\theta)|^2 d\theta \quad (20.2)$$

وباستخدام العلاقة  $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$  نحصل على:

$$\rho d\rho = 2 \frac{q}{2k} \frac{dq}{k} \left(\frac{2m\alpha}{\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2}\right)^2 \quad (21.2)$$

نعوض الصيغة (??) في الصيغة (??) ويصبح التكامل بدلالة  $q dq$  كما في المعادلة الآتية:

$$\begin{aligned} \phi &= -\frac{16}{3} \pi^2 N_e \left(\frac{\hbar}{e^2}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dv v^5 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ &\times \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{q^2}{4k^2} \left(\frac{2m\alpha}{k\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2}\right)^2 q dq \end{aligned} \quad (22.2)$$

نضع  $k = \frac{mv}{\hbar}$  وبتعويضها في المعادلة السابقة وبعد التبسيط نجد:

$$\begin{aligned} \phi &= -\frac{16}{3} \pi^2 N_e Z^2 \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dv v^5 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ &\times \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left(\frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2}\right)^2 q^3 dq \end{aligned} \quad (23.2)$$

نحسب تكامل الطرف الثاني:

$$\begin{aligned} &\int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left(\frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2}\right)^2 q^3 dq \\ &= \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left(\frac{1}{q^4} + \frac{2}{q^2(\lambda'^2 + q^2)} + \frac{1}{(\lambda'^2 + q^2)^2}\right) q^3 dq \\ &= \log \frac{q_{\max}}{q_{\min}} + \frac{3}{2} \log \left(\frac{\lambda'^2 + q_{\max}^2}{\lambda'^2 + q_{\min}^2}\right) + \frac{\lambda'^2}{2} \left(\frac{1}{(\lambda'^2 + q_{\max}^2)} - \frac{1}{(\lambda'^2 + q_{\min}^2)}\right) \end{aligned} \quad (24.2)$$

حيث  $q_{\min}$  و  $q_{\max}$  بدلالة  $\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  ويتم إيجاد العلاقة بين  $q$  و  $\rho$  كالآتي:

$$\rho d\rho = \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \int_q^{2k} \left( \frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2} \right)^2 q dq \quad (25.2)$$

نحصل على تكامل العبارة السابقة:

$$\rho^2 = \left( \frac{2m\alpha}{2k^2\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{4k^2}{q^2} + \frac{4k^2}{(\lambda'^2 + q^2)} + 2\frac{4k^2}{\lambda'^2} \log \left( \frac{\lambda'^2 + q^2}{q^2} \right) - 1 - \frac{4k^2}{(\lambda'^2 + (2k)^2)} - 2\frac{4k^2}{\lambda'^2} \log \left( \frac{\lambda'^2 + (2k)^2}{(2k)^2} \right) \right) \quad (26.2)$$

نضع  $\Lambda' = \frac{\lambda'}{2k}$  و  $Q = \frac{q}{2k}$  ,  $g = \left( \frac{2m\alpha}{2k^2\hbar^2} \right)$  إذا تصبح المعادلة السابقة كالآتي:

$$\rho^2 = g^2 \left( \frac{1}{Q^2} + \frac{1}{\Lambda'^2 + Q^2} - \frac{2}{\Lambda'^2} \log \left( 1 - \frac{\Lambda'^2}{\Lambda'^2 + Q^2} \right) - 1 - \frac{1}{(\Lambda'^2 + 1)} - \frac{2}{\Lambda'^2} \log (\Lambda'^2 + 1) \right) \quad (27.2)$$

و باستعمال التقريب  $\log(1 - \varepsilon) \approx -\varepsilon$  نحصل على المعادلة:

$$\rho^2 = g^2 \left( \frac{1}{Q^2} + \frac{3}{\Lambda'^2 + Q^2} \right) - g^2 \left( 1 + \frac{1}{(\Lambda'^2 + 1)} + \frac{2}{\Lambda'^2} \log (\Lambda'^2 + 1) \right) \quad (28.2)$$

فتصبح  $Q$  بدلالة  $\rho$  وبعد تبسيط الصيغة (??) نحصل على معادلة من الدرجة الرابعة بمتغير  $Q$ :

$$\left( \frac{\rho}{g} \right)^2 + 1 + \frac{1}{(\Lambda'^2 + 1)} + \frac{2}{\Lambda'^2} \log (\Lambda'^2 + 1)$$

$$= R^2 \approx \left( \frac{1}{Q^2} + \frac{3}{\Lambda'^2 + Q^2} \right) = \frac{\Lambda'^2 + 4Q^2}{\Lambda'^2 Q^2 + Q^4} \quad (29.2)$$

نأخذ  $P = Q^2$  تكون المعادلة كالتالي:

$$R^2 P^2 + (R^2 \Lambda'^2 - 4) P - \Lambda'^2 = 0 \quad (30.2)$$

وهي معادلة من الدرجة الثانية بمتغير  $P$  حيث نأخذ الجذر الموجب:

$$Q^2(\rho) = P = \frac{q^2}{4k^2} = \frac{4 - R^2(\rho) \Lambda'^2 + \sqrt{\Delta(\rho)}}{2R^2(\rho)} \quad (31.2)$$

أين:

$$\Delta(\rho) = (R^2(\rho) \Lambda'^2 - 4)^2 + 4R^2(\rho) \Lambda'^2 \quad (32.2)$$

أخيرا وصلنا إلى العلاقة التي تربط بين  $q$  و  $\rho$  أي  $q_{\min}^2$  بدلالة  $\rho_{\max}$  و  $q_{\max}^2$  بدلالة  $\rho_{\min}$ :

$$q_{\min}^2 = 4k^2 \frac{4 - R^2(\rho_{\max}) \Lambda'^2 + \sqrt{\Delta(\rho_{\max})}}{2R^2(\rho_{\max})} \quad (33.2)$$

$$q_{\max}^2 = 4k^2 \frac{4 - R^2(\rho_{\min}) \Lambda'^2 + \sqrt{\Delta(\rho_{\min})}}{2R^2(\rho_{\min})} \quad (34.2)$$

عموما وبكل بساطة نأخذ  $\rho_{\max} = \lambda_D$  حيث  $\lambda_D$  طول ديبي أي القيمة الأعظمية لوسيط الصدم من قبيل  $\lambda_D$  وذلك ليصبح الحقل المنتج من طرف الإلكترون مكونا من طرف إلكترونات أخرى. وتحليل أكثر في Griem, 1962 يأخذ  $\rho_{\max} = 1.1\lambda_D$

و [15-17]، و S.Alexiou يأخذ [18]  $\rho_{\max} = 0.68\lambda_D$

و بالنسبة للقيمة الدنيا لوسيط الصدم نأخذ  $\rho_{\min}$  تحدد كالتالي:

$$\rho_{\min} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}} \hbar (n_a^2 - n_b^2)}{(z_{em} + 1) m v} \quad (35.2)$$

حيث  $n_a$  و  $n_b$  الأعداد الكمية الرئيسية للمستوي الأعلى والأقل منه أين  $n_a = 2$ ،  $n_b = 1$  و بإدراج  $\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  لحدود التكامل نجد عبارة مؤثر التصادم الإلكتروني:

$$\begin{aligned} \phi [s^{-1}] = & -\frac{16}{3}\pi^2 N_e Z^2 \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dvv \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ & \times \left[ \log \frac{q_{\max}}{q_{\min}} + \frac{3}{2} \log \left(\frac{\lambda'^2 + q_{\max}^2}{\lambda'^2 + q_{\min}^2}\right) \right. \\ & \left. + \frac{\lambda'^2}{2} \left(\frac{1}{(\lambda'^2 + q_{\max}^2)} - \frac{1}{(\lambda'^2 + q_{\min}^2)}\right) \right] \end{aligned} \quad (36.2)$$

أو

$$\begin{aligned} \phi [s^{-1} cm^{-2}] = & -\frac{16}{3}\pi^2 N_e Z^2 \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dvv \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ & \times \left[ \log \frac{q_{\max}}{q_{\min}} + \frac{3}{2} \log \left(\frac{\lambda'^2 + q_{\max}^2}{\lambda'^2 + q_{\min}^2}\right) \right. \\ & \left. + \frac{\lambda'^2}{2} \left(\frac{1}{(\lambda'^2 + q_{\max}^2)} - \frac{1}{(\lambda'^2 + q_{\min}^2)}\right) \right] \end{aligned} \quad (37.2)$$

و بتغيير  $v dv$  في التكامل السابق بالعبارة  $y dy$  حيث  $y = \frac{v}{\bar{v}}$  و  $\bar{v} = \sqrt{\frac{2K_B T}{m}}$  نحصل على الصيغة التالية:

$$\begin{aligned} \Phi [s^{-1} cm^{-2}] = & -\frac{16\pi^2}{3} N_e Z^2 \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{\bar{v}}\right) \int y dy \exp(-y^2) \\ & \times \left[ \log\left(\frac{q_{\max}}{q_{\min}}\right) + \frac{3}{2} \log \left(\frac{\lambda'^2 + q_{\max}^2}{\lambda'^2 + q_{\min}^2}\right) \right. \\ & \left. + \frac{\lambda'^2}{2} \left(\frac{1}{\lambda'^2 + q_{\max}^2} - \frac{1}{\lambda'^2 + q_{\min}^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (38.2)$$

حيث  $q_{\min}$  و  $q_{\max}$  بدلالة  $\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  الموجودة في المعادلتين (??) و (??). و كحالة خاصة لتفاعل كولومب  $\Lambda' \rightarrow \infty$ ، فإن عبارة سعة مؤثر التصادم الإلكتروني تكتب

على النحو التالي:

(39.2)

$$\Phi [s^{-1}cm^{-2}] = -\frac{16\pi^2}{3}N_e Z^2 \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{\bar{v}}\right) \int y dy \exp(-y^2) \log\left(\frac{q_{\max}}{q_{\min}}\right)$$

حيث  $q_{\min}$  و  $q_{\max}$  تعطى بالعلاقة التالية:

$$q_{\min}^2 = \left( \left(1 + \frac{\rho_{\max}^2}{g^2}\right) / (4k^2) \right)^{-1/2}$$

$$q_{\max}^2 = \left( \left(1 + \frac{\rho_{\min}^2}{g^2}\right) / (4k^2) \right)^{-1/2} \quad (40.2)$$

إذا العبارة النهائية لمؤثر التصادم الإلكتروني والتي يتم برمجتها هي كالتالي:

$$\Phi [s^{-1}cm^{-2}] = -\frac{16\pi^2}{3}N_e Z^2 \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{\bar{v}}\right) \times \int y dy \exp(-y^2) \log\left(\frac{g^2 + \rho_{\max}^2}{g^2 + \rho_{\min}^2}\right) \quad (41.2)$$

### 3.3.2 طاقة كمون التفاعل لداتش المحجب

طاقة كمون تفاعل داتش المحجب هي عبارة عن طاقة تفاعل كمون كولومب  $\Phi(r)_{Coul}$ ، أضيف لها تصحيح كمومي بغرض إدخال الفعل الكمومي على المسافات الصغيرة القريبة من الأيون (أي أن المسافات البعيدة عن الأيون تسلك نفس سلوك تفاعل كمون كولومب، أما في المسافات القريبة فيدخل التصحيح الكمومي بعين الاعتبار  $\Phi(r)_{corr}$ ، أما المعامل  $\exp(-r/\lambda_D)$  فدوره إدخال فعل المحجب لديباي، وعليه فإن طاقة تفاعل كمون داتش المحجب تكتب من الشكل [9-7]:

$$U_{ie}^{SD}(r) = (\Phi(r)_{Coulomb} + \Phi(r)_{corr})(\exp(-r/\lambda_D)) \quad (42.2)$$



وبصيغة واضحة أكثر:

$$U_{ie}^{SD}(r) = -\frac{Ze^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_T)) (\exp(-r/\lambda_D)) \quad (43.2)$$

حيث  $\lambda_D$ : طول ديبياي عبارته:  $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_e e^2}}$  ، نعتبر  $\lambda'_D = 1/\lambda_D$  و  $\lambda'_T = 1/\lambda_T$  بتعويض صيغة طاقة كيون التفاعل لداتش المحجب في الصيغة (??) وبإجراء التكامل نحصل على:

$$F(q) = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right) \quad (44.2)$$

وبتعويض الصيغة (??) في (??) وباستخدام العلاقة  $q = 2k \sin \theta/2$  نحصل على:

$$\rho d\rho = 2 \frac{q}{2k} \frac{dq}{k} \left( \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right)^2 \quad (45.2)$$

بتعويض المعادلة (??) في المعادلة (??) نجد:

$$\begin{aligned} \phi &= -\frac{16}{3} \pi^2 N_e Z^2 \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dv v^5 \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ &\times \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{q^2}{4k^2} \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right)^2 q dq \quad (46.2) \end{aligned}$$

أي:

$$\begin{aligned} \phi &= -\frac{16}{3} \pi^2 N_e Z^2 \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \left( \frac{m\alpha}{\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int \frac{v^5}{k^4} dv \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ &\times \int \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right)^2 q^3 dq \quad (47.2) \end{aligned}$$

وبتعويض عبارة  $k$  في المعادلة السابقة نجد:

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{16}{3}\pi^2 N_e Z^2 \left(\frac{m}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int \frac{\hbar^4 v^5}{m^4 v^4} dv \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ & \times \int \left(\frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2}\right)^2 q^3 dq \end{aligned} \quad (48.2)$$

أو بعبارة أخرى:

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{16}{3}\pi^2 N_e Z^2 \left(\frac{\hbar}{m}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int v dv \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\ & \times \int \left(\frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2}\right)^2 q^3 dq \end{aligned} \quad (49.2)$$

نحسب تكامل الطرف الثاني:

$$\begin{aligned} & \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left(\frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2}\right)^2 q^3 dq \\ & = \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \left( \frac{1}{(q^2 + \lambda_D'^2)^2} + \frac{2}{(q^2 + (\lambda_D' + \lambda_T')^2)(q^2 + \lambda_D'^2)} + \frac{1}{((\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2)^2} \right) q^3 dq \\ & = \frac{(\lambda_D' + \lambda_T')^2}{2} \left[ \frac{[q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{((\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q_{\max}^2)((\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q_{\min}^2)} \right] \\ & + \log\left(\frac{\lambda_D'^2 + q_{\max}^2}{\lambda_D'^2 + q_{\min}^2}\right) \left[ \frac{1}{2} + \frac{\lambda_D'^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda_D' + \lambda_T')^2} \right] \\ & + \frac{\lambda_D'^2 [q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{2(\lambda_D'^2 + q_{\max}^2)(\lambda_D'^2 + q_{\min}^2)} \\ & + \log\left(\frac{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q_{\max}^2}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q_{\min}^2}\right) \left[ \frac{1}{2} - \frac{(\lambda_D' + \lambda_T')^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda_D' + \lambda_T')^2} \right] \end{aligned} \quad (50.2)$$

حيث  $q_{\min}$  و  $q_{\max}$  بدلالة  $\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  العلاقة التي تربطهما هي كالتالي:

$$\rho d\rho = \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right)^2 q dq \quad (51.2)$$

أي:

$$\begin{aligned} \rho d\rho &= \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right)^2 q dq \\ &= \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \int \left( \frac{1}{q^2 + \lambda_D'^2} + \frac{1}{(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2} \right)^2 q dq \\ &= \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \int_q^{2k} \left( \frac{q dq}{(q^2 + \lambda_D'^2)^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2q dq}{(q^2 + \lambda_D') [(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2]} + \frac{q dq}{[(\lambda_D' + \lambda_T')^2 + q^2]^2} \right) \end{aligned} \quad (52.2)$$

نضع  $Q = \frac{q}{2k}$  و  $\Lambda_{DT} = (\lambda_D' + \lambda_T')/2k$  و  $\Lambda_D' = \frac{\lambda_D'}{2k}$  بعد إجراء التكامل نحصل على الصيغة الآتية:

$$\begin{aligned} \rho^2 &= \left( \frac{2m\alpha}{2k^2\hbar^2} \right)^2 \left[ \frac{-1}{(\Lambda_D'^2 + 1)} + \frac{1}{(\Lambda_D'^2 + Q^2)} \right. \\ &\quad - \frac{2}{\Lambda_D'^2 - \Lambda_{DT}^2} \log \left( \frac{\Lambda_D'^2 + 1}{\Lambda_{DT}^2 + 1} \right) + \frac{2}{\Lambda_D'^2 - \Lambda_{DT}^2} \log \left( \frac{\Lambda_D'^2 + Q^2}{\Lambda_{DT}^2 + Q^2} \right) \\ &\quad \left. \frac{-1}{(\Lambda_{DT}^2 + 1)} + \frac{1}{(\Lambda_{DT}^2 + Q^2)} \right] \end{aligned} \quad (53.2)$$

وباستعمال التقريب للعبرة الآتية:

$$\frac{2}{\Lambda_D'^2 - \Lambda_{DT}^2} \log \left( \frac{\Lambda_D'^2 + Q^2}{\Lambda_{DT}^2 + Q^2} \right)$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2}{\Lambda_D^2 - \Lambda_{DT}^2} \log \left( 1 + \frac{\Lambda_D^2 - \Lambda_{DT}^2}{\Lambda_{DT}^2 + Q^2} \right) \\
 &\approx \frac{2}{\Lambda_{DT}^2 + Q^2} \quad (54.2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \rho^2 = \left( \frac{2m\alpha}{2k^2\hbar^2} \right)^2 &\left[ \frac{-1}{(\Lambda_D^2 + 1)} + \frac{1}{(\Lambda_D^2 + Q^2)} + \frac{-2}{\Lambda_D^2 - \Lambda_{DT}^2} \log \left( \frac{\Lambda_D^2 + 1}{\Lambda_{DT}^2 + 1} \right) \right. \\
 &\left. + \frac{2}{\Lambda_{DT}^2 + Q^2} + \frac{-1}{(\Lambda_{DT}^2 + 1)} + \frac{1}{(\Lambda_{DT}^2 + Q^2)} \right] \quad (55.2)
 \end{aligned}$$

بعد تبسيط الصيغة السابقة نحصل على معادلة من الدرجة الرابعة بمتغير  $Q$  تكتب على الشكل التالي:

$$Q^4 A + Q^2 B + C = 0 \quad (56.2)$$

نضع:

$$Q^2 = p \quad (57.2)$$

فتصبح المعادلة من الشكل:

$$p^2 A + p B + C = 0 \quad (58.2)$$

حيث نأخذ الجذر الموجب  $q$ :

$$q^2 = 4k^2 \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (59.2)$$

تعطى الثوابت:

$$\begin{aligned}
 A &= (1 + \Lambda_{DT}^2 + \Lambda_D^2 + \Lambda_D^2 \Lambda_T^2) (\rho^2 + Rg^2) + g^2 (2 + \Lambda_{DT}^2 + \Lambda_D^4) \\
 B &= (\Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^4 + \Lambda_{DT}^4 \Lambda_D^2 + \Lambda_D^4 + 2\Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^2 + \Lambda_{DT}^2 + \Lambda_D^2 + \Lambda_{DT}^4) (\rho^2 + Rg^2) \\
 &\quad + g^2 (-4 - 2\Lambda_{DT}^2 - \Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^2 - 2\Lambda_D^2 + \Lambda_D^4 + \Lambda_{DT}^4) \\
 C &= (\Lambda_{DT}^4 \Lambda_D^4 + \Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^4 + \Lambda_{DT}^4 \Lambda_D^2 + \Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^2) (\rho^2 + Rg^2) \\
 &\quad - g^2 (\Lambda_{DT}^4 + \Lambda_{DT}^2 + 2\Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^4 + 2\Lambda_{DT}^2 \Lambda_D^2 + 3\Lambda_D^4 + 3\Lambda_D^2)
 \end{aligned} \tag{60.2}$$

أين:

$$R = \frac{2}{\Lambda_D^2 - \Lambda_{DT}^2} \log \left( \frac{\Lambda_D^2 + 1}{\Lambda_{DT}^2 + 1} \right) \tag{61.2}$$

تحصلنا في الأخير على  $q_{\min}^2$  و  $q_{\max}^2$  بدلالة  $\rho_{\min}$ ،  $\rho_{\max}$  على الترتيب، حيث تأخذ  $\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  نفس القيم السابقة والتي استعملت في تفاعل داتش، وهذا لإجراء المقارنة بين كل تفاعل.

بالرجوع للصيغة (??) و الصيغة (??) و عبارتي  $\rho_{\min}$  و  $\rho_{\max}$  كحدود للتكامل نجد عبارة سعة مؤثر التصادم الإلكتروني:

$$\begin{aligned}
 \phi [s^{-1}] &= -\frac{16}{3} \pi^2 N_e Z^2 \left( \frac{\hbar}{m} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int v dv \exp \left( \frac{-mv^2}{2k_B T} \right) \\
 &\times \left[ \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2}{2} \left[ \frac{[q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{\left( (\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\max}^2 \right) \left( (\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\min}^2 \right)} \right] \right. \\
 &\quad + \log \left( \frac{\lambda_D'^2 + q_{\max}^2}{\lambda_D'^2 + q_{\min}^2} \right) \left[ \frac{1}{2} + \frac{\lambda_D'^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda'_D + \lambda'_T)^2} \right] \\
 &\quad + \frac{\lambda_D'^2 [q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{2(\lambda_D'^2 + q_{\max}^2)(\lambda_D'^2 + q_{\min}^2)} \\
 &\quad \left. + \log \left( \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\max}^2}{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\min}^2} \right) \left[ \frac{1}{2} - \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda'_D + \lambda'_T)^2} \right] \right] \tag{62.2}
 \end{aligned}$$

أو

$$\begin{aligned}
 \phi [s^{-1}cm^{-2}] = & -\frac{16}{3}\pi^2 N_e Z^2 \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \int v dv \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) \\
 & \times \left[ \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2}{2} \left[ \frac{[q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{\left((\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\max}^2\right) \left((\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\min}^2\right)} \right] \right. \\
 & + \log\left(\frac{\lambda_D'^2 + q_{\max}^2}{\lambda_D'^2 + q_{\min}^2}\right) \left[ \frac{1}{2} + \frac{\lambda_D'^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda'_D + \lambda'_T)^2} \right] \\
 & + \frac{\lambda_D'^2 [q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{2(\lambda_D'^2 + q_{\max}^2)(\lambda_D'^2 + q_{\min}^2)} \\
 & \left. + \log\left(\frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\max}^2}{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\min}^2}\right) \left[ \frac{1}{2} - \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda'_D + \lambda'_T)^2} \right] \right] \\
 & (63.2)
 \end{aligned}$$

وبتغيير  $v dv$  في التكامل السابق بالعبارة  $y dy$  حيث  $v/\bar{v} = y$  و  $\bar{v} = \sqrt{\frac{2K_B T}{m_e}}$  تصبح الصيغة كالتالي:

$$\begin{aligned}
 \phi [s^{-1}cm^{-2}] = & -\frac{16\pi^{1/2}}{3} N_e Z^2 \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{1}{\bar{v}}\right) \int y dy \exp(-y^2) \\
 & \times \left[ \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2}{2} \left[ \frac{[q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{\left((\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\max}^2\right) \left((\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\min}^2\right)} \right] \right. \\
 & + \log\left(\frac{\lambda_D'^2 + q_{\max}^2}{\lambda_D'^2 + q_{\min}^2}\right) \left[ \frac{1}{2} + \frac{\lambda_D'^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda'_D + \lambda'_T)^2} \right] \\
 & + \frac{\lambda_D'^2 [q_{\min}^2 - q_{\max}^2]}{2(\lambda_D'^2 + q_{\max}^2)(\lambda_D'^2 + q_{\min}^2)}
 \end{aligned}$$

$$+ \log \left( \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\max}^2}{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2 + q_{\min}^2} \right) \left[ \frac{1}{2} - \frac{(\lambda'_D + \lambda'_T)^2}{\lambda_D'^2 - (\lambda'_D + \lambda'_T)^2} \right] \quad (64.2)$$

### 4.3.2 طاقة كمون التفاعل لدانش الفعال

هذا التفاعل يتعلق بالتأثير الجماعي حيث نأخذ في الاعتبار تفاعل الإلكترون الحر في البلازما مع المكونات الأخرى من أيون وإلكترون أين تكون درجة الحرارة عالية. نعتبر تفاعل إلكترون-إلكترون، وتفاعل الإلكترون مع الأيونات الموزعة بانتظام واستمرار، وتفاعل الإلكترون مع الأيون، مجموع هذه التفاعلات نعبر عنه بطاقة كمون التفاعل لدانش الفعال صيغته كالتالي [14]:

$$\Phi(r) = U_{Deut}(r) + N_e e^2 \int \frac{\exp(-\beta\Phi(r')) - 1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dr' \quad (65.2)$$

$U_{Deut}(r)$ : طاقة كمون التفاعل لدانش الموصوف سابقا.

في حالة ترابط ضعيف في البلازما أو في درجة الحرارة المرتفعة، نستخدم تقريب الدالة الأسية  $(1+x)$  حيث  $x \ll 1$  فتصبح المعادلة السابقة كالتالي:

$$\Phi(r) = U_{Deut}(r) - N_e \beta e^2 \int \frac{\Phi(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dr' \quad (66.2)$$

نقوم بتحويل فوريي للكمون السابق باستعمال الصيغة (??) فنحصل على:

$$F(q) = F_{Deut}(q) - 4\pi (N_e \beta e^2 / q^2) F(q) \quad (67.2)$$

أو

$$F(q) = \frac{q^2 F_{Deut}(q)}{(q^2 + \lambda'^2)} \quad (68.2)$$

ولدينا مما سبق:

$$F_{Deut}(q) = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} \left( \frac{1}{q^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + q^2} \right) \quad (69.2)$$

حيث  $\lambda'^2 = 2\pi m k_B T / \hbar^2 \sim \frac{1}{\lambda_T^2}$  و  $\lambda''^2 = 4\pi N_e e^2 / k_B T \sim \frac{1}{\lambda_D^2}$

في حالة  $\beta = 0$  و  $\lambda_T = 0$  في المعادلة (??) يعني أن سعة التشتت  $F(q) = \frac{1}{q^2}$  وهي تخص حالة كولومب وبتعويض الصيغة (??) في الصيغة (??) وباستخدام العلاقة  $q = 2K \sin \frac{\theta}{2}$  نحصل على:

$$\rho d\rho = \frac{q}{k^2} \left[ \frac{q^2 F_{Deut}(q)}{(q^2 + \lambda''^2)} \right]^2 dq \quad (70.2)$$

نحصل على سعة مؤثر التصادم على النحو التالي:

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{16}{3} \pi^2 N_e Z^2 \left( \frac{\hbar}{e^2} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int v dv^5 \exp \left( \frac{-mv^2}{2k_B T} \right) \\ & \times \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{q^3}{4k^4} \left[ \frac{q^2 F_{Deut}(q)}{(q^2 + \lambda''^2)} \right]^2 dq \end{aligned} \quad (71.2)$$

بتعويض الصيغتين  $F_{Deut}(q)$  و  $k = mv/\hbar$

$$\begin{aligned} \phi = & -\frac{16}{3} \pi^2 N_e Z^2 \left( \frac{\hbar}{m} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int v dv \exp \left( \frac{-mv^2}{2k_B T} \right)^2 \\ & \times (G(q_{\max}) - G(q_{\min})) \end{aligned} \quad (72.2)$$

حيث  $G(x)$ :

$$G(x) = \int \left( \frac{\frac{1}{x^2} + \frac{1}{\lambda'^2 + x^2}}{\lambda''^2 + x^2} \right)^2 x^7 dx \quad (73.2)$$

نقوم إجراء التكامل للصيغة الأخيرة فنجد:

$$G(x) = x^2 + \frac{1}{4} x^4 - \frac{a^6 - 2a^8 - 3a^4 b^2 - 2a^4 b^4 + 4a^6 b^2}{2b^6 - 2a^6 - 6a^2 b^4 + 6a^4 b^2} \ln(a^2 + x^2)$$



$$- \frac{2b^8 - b^6 + 3a^2b^4 - 4a^2b^6 + 2a^4b^4}{2b^6 - 2a^6 - 6a^2b^4 + 6a^4b^2} \ln(b^2 + x^2) + \frac{a^2b^6 + a^6b^2 + a^6x^2 + b^6x^2}{D} \quad (74.2)$$

نعتبر  $b = \lambda''$ ,  $a = \lambda'$

$$D = 2a^2b^6 - 4a^4b^4 + 2a^6b^2 + 2a^4x^4 + 2a^6x^2 + 2b^4x^4 + 2b^6x^2 - 4a^2b^2x^4 - 2a^2b^4x^2 - 2a^4b^2x^2 \quad (75.2)$$

نحتاج إلى  $q_{\min}$  و  $q_{\max}$  كحدود للتكامل لنعوّضها في الصيغة (??).

$$\frac{\rho_{\max}^2}{2} = \int_{q_{\max}}^{2k} \frac{q}{k^2} \left[ \frac{q^2 F_{Deut}(q)}{(q^2 + \lambda'^2)} \right]^2 dq = \Lambda(2k) - \Lambda(q_{\max}) \quad (76.2)$$

$$\frac{\rho_{\min}^2}{2} = \int_{q_{\min}}^{2k} \frac{q}{k^2} \left[ \frac{q^2 F_{Deut}(q)}{(q^2 + \lambda'^2)} \right]^2 dq = \Lambda(2k) - \Lambda(q_{\min}) \quad (77.2)$$

$$\Lambda(x) = \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \left[ \frac{1}{2}x^2 - \frac{a^6 + a^2b^2 + a^2b^4 - 2a^4b^2}{b^6 - a^6 - 3a^2b^4 + 3a^4b^2} \ln(a^2 + x^2) - \frac{2a^2b^4 - a^2b^2 - b^6 - a^4b^2}{b^6 - a^6 - 3a^2b^4 + 3a^4b^2} \ln(a^2 + x^2) + \frac{-a^2b^4 - a^4b^2 - a^4x^2 - b^4x^2}{D} \right] \quad (78.2)$$

$$\Lambda(2k) - \Lambda(q) = \left( \frac{2m\alpha}{k\hbar^2} \right)^2 \left[ \frac{1}{2}(2k)^2 - \frac{1}{2}q^2 - A \ln \frac{a^2 + (2k)^2}{(a^2 + q^2)} - B \ln \frac{b^2 + (2k)^2}{(b^2 + q^2)} + \frac{-a^2b^4 - a^4b^2 - a^4(2k)^2 - b^4(2k)^2}{D(2k)} - \frac{-a^2b^4 - a^4b^2 - a^4q^2 - b^4q^2}{D(q)} \right] \quad (79.2)$$

المعاملات:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{a^6 + a^2b^2 + a^2b^4 - 2a^4b^2}{b^6 - a^6 - 3a^2b^4 + 3a^4b^2} \\
 B &= \frac{2a^2b^4 - a^2b^2 - b^6 - a^4b^2}{b^6 - a^6 - 3a^2b^4 + 3a^4b^2} \\
 D(2k) &= 2a^2b^6 - 4a^4b^4 + 2a^6b^2 + 2a^4(2k)^4 + \\
 &\quad 2a^6(2k)^2 + 2b^4(2k)^4 + 2b^6(2k)^2 \\
 &\quad - 4a^2b^2(2k)^4 - 2a^2b^4(2k)^2 - 2a^4b^2(2k)^2 \\
 D(q) &= 2a^2b^6 - 4a^4b^4 + 2a^6b^2 + 2a^4q^4 + 2a^6q^2 + \\
 &\quad 2b^4q^4 + 2b^6q^2 - 4a^2b^2q^4 - 2a^2b^4q^2 - 2a^4b^2q^2 \quad (80.2)
 \end{aligned}$$

باستعمال تقريب للدوال اللوغارتمية:

$$\begin{aligned}
 A \ln \frac{a^2 + (2k)^2}{(a^2 + q^2)} &\approx A \left( -1 + \frac{a^2 + (2k)^2}{(a^2 + q^2)} \right) \\
 B \ln \frac{b^2 + (2k)^2}{(b^2 + q^2)} &\approx B \left( -1 + \frac{b^2 + (2k)^2}{(b^2 + q^2)} \right) \quad (81.2)
 \end{aligned}$$

نضع  $\frac{Q}{2K}$  و  $\Lambda' = \frac{a}{2k}$  و  $\Lambda'' = \frac{b}{2k}$

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho^2}{2} &= \left( \frac{2m\alpha}{2k^2\hbar^2} \right)^2 \left[ \frac{1}{2} - \frac{1}{2}Q^2 - A' \frac{(1-Q^2)}{(\Lambda'^2 + Q^2)} \right. \\
 &\quad - B' \frac{(1-Q^2)}{(\Lambda''^2 + Q^2)} + \frac{-\Lambda'^2\Lambda''^4 - \Lambda'^4\Lambda''^2 - \Lambda'^4 - \Lambda''^4}{D'} \\
 &\quad \left. - \frac{-\Lambda'^2\Lambda''^4 - \Lambda'^4\Lambda''^2 - \Lambda'^4q^2 - \Lambda''^4q^2}{D(Q)} \right] \quad (82.2)
 \end{aligned}$$

حيث:

$$A' = \frac{\Lambda'^6 + \Lambda'^2\Lambda''^2 + \Lambda'^2\Lambda''^4 - 2\Lambda'^4\Lambda''^2}{\Lambda''^6 - \Lambda'^6 - 3\Lambda'^2\Lambda''^4 + 3\Lambda'^4\Lambda''^2}$$

$$\begin{aligned}
 B' &= \frac{2\Lambda'^2\Lambda''^4 - \Lambda'^2\Lambda''^2 - \Lambda''^6 - \Lambda'^4\Lambda''^2}{\Lambda''^6 - \Lambda'^6 - 3\Lambda'^2\Lambda''^4 + 3\Lambda'^4\Lambda''^2} \\
 D' &= 2\Lambda'^2\Lambda''^6 - 4\Lambda'^4\Lambda''^4 + 2\Lambda'^6\Lambda''^2 \\
 &\quad + 2\Lambda'^4 + 2\Lambda'^6 + 2\Lambda''^4 + 2\Lambda''^6 \\
 &\quad - 4\Lambda'^2\Lambda''^2 - 2\Lambda'^2\Lambda''^4 - 2\Lambda'^4\Lambda''^2 \\
 D(Q) &= 2\Lambda'^2\Lambda''^6 - 4\Lambda'^4\Lambda''^4 + 2\Lambda'^6\Lambda''^2 + 2\Lambda'^4Q^4 \\
 &\quad + 2\Lambda'^6Q^2 + 2\Lambda''^4Q^4 + 2\Lambda''^6Q^2 \\
 &\quad - 4\Lambda'^2\Lambda''^2Q^4 - 2\Lambda'^2\Lambda''^4Q^2 - 2\Lambda'^4\Lambda''^2Q^2 \\
 g &= \left( \frac{2m\alpha}{2k^2\hbar^2} \right) \tag{83.2}
 \end{aligned}$$

بعد النشر والتبسيط نحصل على معادلة من الدرجة الثامنة  $Q$  :

$$\begin{aligned}
 &Q^8 \left[ g^2 B_1 \left( \Lambda'^4 + \Lambda''^4 + \Lambda''^6 + 2\Lambda'^2\Lambda''^2 + \Lambda'^4\Lambda''^2 + 2\Lambda'^2\Lambda''^4 \right) + \right. \\
 &g^2 A_1 \left( -\Lambda'^4 - 2\Lambda'^2\Lambda''^2 - \Lambda''^4 - \Lambda'^6 - 2\Lambda'^4\Lambda''^2 - 2\Lambda'^2\Lambda''^4 \right) \left. \right] + \\
 &Q^6 \left[ \begin{aligned}
 &\rho^2 \left( \Lambda'^4 + 3\Lambda'^4\Lambda''^2 + \Lambda'^6 + \Lambda''^6 + \Lambda'^6\Lambda''^2 + 2\Lambda'^2\Lambda''^2 + \right. \\
 &\quad \left. 3\Lambda'^2\Lambda''^4 + 2\Lambda'^4\Lambda''^4 + \Lambda''^4 + \Lambda'^2\Lambda''^6 \right) + \\
 &g^2 B_1 \left( -\Lambda'^4 - \Lambda''^4 - \Lambda''^6 - 2\Lambda'^2\Lambda''^2 + \Lambda'^4\Lambda''^2 - \Lambda'^2\Lambda''^4 + \Lambda'^6 + \Lambda'^2\Lambda''^6 \right) + \\
 &g^2 A_1 \left( \Lambda'^4 - 2\Lambda'^6\Lambda''^2 + 2\Lambda'^2\Lambda''^2 - \Lambda'^4\Lambda''^4 + \Lambda''^4 - \Lambda'^8 \right) + \\
 &g^2 D_1 \left( -\Lambda'^4 - 3\Lambda'^4\Lambda''^2 - \Lambda'^6 - \Lambda''^6 - \Lambda'^6\Lambda''^2 - 2\Lambda'^2\Lambda''^2 - \right. \\
 &\quad \left. 3\Lambda'^2\Lambda''^4 - 2\Lambda'^4\Lambda''^4 - \Lambda''^4 - \Lambda'^2\Lambda''^6 \right) + \\
 &g^2 C_1 \left( \Lambda'^4 + 3\Lambda'^4\Lambda''^2 + \Lambda'^6 + \Lambda''^6 + \Lambda'^6\Lambda''^2 + 2\Lambda'^2\Lambda''^2 + \right. \\
 &\quad \left. 3\Lambda'^2\Lambda''^4 + 2\Lambda'^4\Lambda''^4 + \Lambda''^4 + \Lambda'^2\Lambda''^6 \right)
 \end{aligned} \right] +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[ \begin{aligned}
 & \rho^2 (\Lambda'^6 + 3\Lambda'^6 \Lambda''^2 + \Lambda'^8 + \Lambda'^2 \Lambda''^6 + \Lambda'^8 \Lambda''^2 + \\
 & 2\Lambda'^4 \Lambda''^2 + 3\Lambda'^4 \Lambda''^4 + 2\Lambda'^6 \Lambda''^4 + \Lambda'^2 \Lambda''^4 + \Lambda'^4 \Lambda''^6) + \\
 & g^2 B_1 (-3\Lambda'^4 \Lambda''^4 - \Lambda''^8 - \Lambda''^{10} - 3\Lambda'^2 \Lambda''^6 - \Lambda'^4 \Lambda''^6 - \\
 & 2\Lambda'^2 \Lambda''^8 - \Lambda'^6 - \Lambda'^2 \Lambda''^4 - 2\Lambda'^4 \Lambda''^2 - \Lambda'^6 \Lambda''^2) + \\
 & g^2 A_1 (\Lambda'^4 + 2\Lambda'^2 \Lambda''^2 + \Lambda''^4 + 2\Lambda'^6 - 2\Lambda'^2 \Lambda''^4 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^4 - 6\Lambda'^2 \Lambda''^6 - \\
 & 2\Lambda'^6 \Lambda''^4 - 2\Lambda''^8 - 4\Lambda'^4 \Lambda''^8 - 2\Lambda''^6 - 2\Lambda'^2 \Lambda''^8 + \Lambda'^6 + \Lambda'^8) + \\
 & g^2 D_1 (-\Lambda'^6 - 3\Lambda'^6 \Lambda''^2 - \Lambda'^8 - \Lambda'^2 \Lambda''^6 - \Lambda'^8 \Lambda''^2 - 2\Lambda'^4 \Lambda''^2 + \\
 & -3\Lambda'^4 \Lambda''^4 - 2\Lambda'^6 \Lambda''^4 - \Lambda'^2 \Lambda''^4 - \Lambda'^4 \Lambda''^6) + \\
 & g^2 C_1 (\Lambda'^6 + 3\Lambda'^6 \Lambda''^2 + \Lambda'^8 + \Lambda'^2 \Lambda''^6 + \Lambda'^8 \Lambda''^2 + 2\Lambda'^4 \Lambda''^2 + \\
 & 3\Lambda'^4 \Lambda''^4 + 2\Lambda'^6 \Lambda''^4 + \Lambda'^2 \Lambda''^4 + \Lambda'^4 \Lambda''^6) + \\
 & g^2 (-6\Lambda'^2 \Lambda''^4 - 5\Lambda'^4 \Lambda''^2 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^4 - 3\Lambda''^4 - 3\Lambda''^6 - \\
 & 3\Lambda'^2 \Lambda''^6 - 3\Lambda'^2 \Lambda''^2 - 2\Lambda'^4 - 2\Lambda'^6 - 2\Lambda'^6 \Lambda''^2)
 \end{aligned} \right] + \\
 & \left[ \begin{aligned}
 & \rho^2 (-\Lambda'^4 \Lambda''^4 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 - \Lambda'^6 \Lambda''^4 - \Lambda''^{10} - \Lambda'^6 \Lambda''^6 - \\
 & 2\Lambda'^2 \Lambda''^6 - 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 - 2\Lambda'^4 \Lambda''^8 - \Lambda''^8 - \Lambda'^2 \Lambda''^{10}) + \\
 & g^2 B_1 (\Lambda'^4 \Lambda''^4 + \Lambda''^8 + \Lambda''^{10} + 2\Lambda'^2 \Lambda''^6 - 2\Lambda'^4 \Lambda''^6 + \\
 & 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 - \Lambda'^6 \Lambda''^4 - \Lambda''^{10} \Lambda'^2 - \Lambda''^6 \Lambda'^6 - 2\Lambda''^8 \Lambda'^4) + \\
 & g^2 A_1 (3\Lambda'^2 \Lambda''^6 + 2\Lambda''^{10} - 4\Lambda'^6 \Lambda''^4 + 3\Lambda'^4 \Lambda''^8 + 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 - \\
 & \Lambda'^8 \Lambda''^4 - \Lambda'^6 \Lambda''^6 + \Lambda'^4 \Lambda''^2 + 2\Lambda'^2 \Lambda''^4 + \\
 & \Lambda''^6 - \Lambda'^6 \Lambda''^2 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 + \Lambda''^8 + \Lambda'^2 \Lambda''^{10} - 2\Lambda'^8 \Lambda''^2) + \\
 & g^2 D_1 (\Lambda'^4 \Lambda''^4 + 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 + \Lambda'^6 \Lambda''^4 + \Lambda''^{10} + \Lambda'^6 \Lambda''^6 + \\
 & 2\Lambda'^2 \Lambda''^6 + 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 + 2\Lambda'^4 \Lambda''^8 + \Lambda''^8 + \Lambda'^2 \Lambda''^{10}) + \\
 & g^2 C_1 (-\Lambda'^4 \Lambda''^4 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 - \Lambda'^6 \Lambda''^4 - \Lambda''^{10} - \\
 & \Lambda'^6 \Lambda''^6 - 2\Lambda'^2 \Lambda''^6 - 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 - 2\Lambda'^4 \Lambda''^8 - \Lambda''^8 - \Lambda'^2 \Lambda''^{10}) + \\
 & g^2 (-3\Lambda''^6 - 3\Lambda''^8 - 9\Lambda'^2 \Lambda''^6 - 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 - 6\Lambda'^2 \Lambda''^4 - \\
 & 10\Lambda'^2 \Lambda''^4 - 6\Lambda'^4 \Lambda''^6 - 4\Lambda'^4 \Lambda''^2 - 5\Lambda'^6 \Lambda''^2 - 4\Lambda'^6 \Lambda''^4 - \Lambda'^6 - \Lambda'^8 - \Lambda'^8 \Lambda''^8)
 \end{aligned} \right] +
 \end{aligned}$$

$$\left[ \begin{aligned} & \rho^2 (-\Lambda'^6 \Lambda''^4 - 3\Lambda'^6 \Lambda''^6 - \Lambda'^8 \Lambda''^4 - \Lambda'^2 \Lambda''^{10} - \Lambda'^8 \Lambda''^6 - \\ & 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^8 - 2\Lambda'^6 \Lambda''^8 - \Lambda'^2 \Lambda''^8 - \Lambda'^4 \Lambda''^{10}) + \\ & g^2 B_1 (\Lambda'^6 \Lambda''^4 + \Lambda'^2 \Lambda''^8 + \Lambda'^2 \Lambda''^{10} + 2\Lambda'^4 \Lambda''^6 + \Lambda'^6 \Lambda''^6 + 2\Lambda'^4 \Lambda''^8) + \\ & g^2 A_1 (3\Lambda'^4 \Lambda''^6 + 3\Lambda'^2 \Lambda''^8 + \Lambda''^{10} + 5\Lambda'^6 \Lambda''^6 + \Lambda'^4 \Lambda''^8 + 3\Lambda'^2 \Lambda''^{10} + \\ & 2\Lambda'^8 \Lambda''^6 + 4\Lambda'^6 \Lambda''^8 + \Lambda'^4 \Lambda''^{10} + \Lambda'^6 \Lambda''^4 + \Lambda'^8 \Lambda''^4 + 3\Lambda'^4 \Lambda''^4) + \\ & g^2 D_1 (\Lambda'^6 \Lambda''^4 + 3\Lambda'^6 \Lambda''^6 + \Lambda'^8 \Lambda''^4 + \Lambda'^2 \Lambda''^{10} + \Lambda'^8 \Lambda''^6 + \\ & 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 + 3\Lambda'^4 \Lambda''^8 + 2\Lambda'^6 \Lambda''^8 + \Lambda'^2 \Lambda''^8 + \Lambda'^4 \Lambda''^{10}) + \\ & g^2 C_1 (-\Lambda'^6 \Lambda''^4 - 3\Lambda'^6 \Lambda''^6 - \Lambda'^8 \Lambda''^4 - \Lambda'^2 \Lambda''^{10} - \Lambda'^8 \Lambda''^6 - \\ & 3\Lambda'^4 \Lambda''^6 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^8 - 2\Lambda'^6 \Lambda''^8 - \Lambda'^2 \Lambda''^8 - \Lambda'^4 \Lambda''^{10}) + \\ & g^2 (-\Lambda'^6 \Lambda''^2 - 3\Lambda'^6 \Lambda''^4 - \Lambda'^8 \Lambda''^2 - \Lambda'^8 \Lambda''^4 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^4 - \\ & 5\Lambda'^4 \Lambda''^6 - 2\Lambda'^6 \Lambda''^6 - 4\Lambda'^2 \Lambda''^6 - 2\Lambda'^2 \Lambda''^8 - 3\Lambda'^4 \Lambda''^8) \end{aligned} \right] = 0 \quad (84.2)$$

حيث المعاملات:

$$A_1 = \frac{3\Lambda'^2 \Lambda''^2 + \Lambda'^4}{(\Lambda'^2 + \Lambda''^2)^3}$$

$$B_1 = \frac{-3\Lambda'^2 \Lambda''^2 - \Lambda'^4}{(\Lambda'^2 + \Lambda''^2)^3}$$

$$D_1 = \frac{3\Lambda'^2 \Lambda''^2 + \Lambda'^4}{(\Lambda'^2 + \Lambda''^2)^3} * \ln \left[ (1 - \Lambda''^2)(1 + \Lambda''^2) \right]$$

$$C_1 = \frac{\Lambda'^4 + 3\Lambda'^2 \Lambda''^2 + 3\Lambda''^4 + 2\Lambda'^6 + 4\Lambda'^4 \Lambda''^2 + 2\Lambda'^2 \Lambda''^4 + \Lambda'^6 \Lambda''^2 - \Lambda'^4 \Lambda''^4 - \Lambda''^6}{\Lambda'^4 + 2\Lambda'^2 \Lambda''^2 + \Lambda''^4 + \Lambda'^6 + \Lambda'^4 \Lambda''^2 - \Lambda'^2 \Lambda''^4 - \Lambda''^6 - \Lambda'^6 \Lambda''^2 - 2\Lambda'^4 \Lambda''^6 - \Lambda'^2 \Lambda''^6}$$

نسط المعادلة السابقة لتصبح من الشكل:

$$Z^4 + aZ^3 + bZ^2 + cZ + d = 0 \quad (85.2)$$

نضع

$$Q^2 = Z$$

$$Z = X - \frac{a}{4} \quad (86.2)$$

إذا تصبح المعادلة من الشكل التالي:

$$X^4 + pX^2 + qX + r = 0 \quad (87.2)$$

أين المعاملات:

$$p = b - \frac{3a^2}{8}$$

$$q = c - \frac{ab}{2} + \frac{a^3}{8}$$

$$r = d - \frac{ac}{4} + \frac{a^2b}{16} + 3\left(\frac{a}{4}\right)^4$$

بعد الحساب نصل إلى الجذر المقبول والذي يمكن كتابته من الشكل:

$$X = Q' + w_2 - \frac{\alpha}{4} \quad (88.2)$$

حيث:

$$Q' = \sqrt{y_0}$$

$$w_2 = \sqrt{-y_0 - \frac{p}{2} + \frac{9}{4Q'}}$$

$$y_0 = s - \frac{\alpha}{3}$$

$$s = \sqrt[3]{\frac{q' + \sqrt{r'}}{2}} + \sqrt[3]{\frac{q' - \sqrt{r'}}{2}}$$

$$q' = 2\left(\frac{\alpha}{3}\right)^2 - \frac{\alpha\beta}{3} + \lambda_1$$

$$p' = \frac{\beta}{3} - \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2$$

$$r' = q'^2 + 4p'^3$$

$$\alpha = \frac{p}{2}$$

$$\beta = \frac{1}{4} \left( \frac{p^2}{4} - 5 \right)$$

$$\lambda_1 = - \left( \frac{a}{8} \right)^2$$

بعد الوصول إلى الجذر المقبول يتم تعويضه في الصيغة التالية:

$$\Phi [s^{-1}cm^{-2}] = -\frac{16}{3}\pi^2 N_e Z^2 \left( \frac{e^2}{\hbar} \right)^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int v dv \exp \left( \frac{-mv^2}{2k_B T} \right)^2 \times (G(q_{\max}) - G(q_{\min})) \quad (89.2)$$

نستبدل التكامل على  $v$  بالتكامل على  $y$  حيث تعبر العلاقة بينهما:  $y = v/\bar{v}$  و  $\bar{v} = \sqrt{\frac{2K_B T}{m_e}}$  أخيراً نصل إلى العبارة النهائية لمؤثر التصادم:

$$\phi [s^{-1}cm^{-2}] = -\frac{16\pi^{1/2}}{3} N_e Z^2 \left( \frac{e^2}{\hbar} \right)^2 \left( \frac{1}{\bar{v}} \right) \int y dy \exp(-y^2) \times (G(q_{\max}) - G(q_{\min})) \quad (90.2)$$

يبقى دائماً  $\rho_{\max}$  و  $\rho_{\min}$  تأخذ نفس الصيغ السابقة كحدود للتكامل، نغير التكامل من  $v$  إلى  $y$  حسب العلاقة التالية  $y = v/\bar{v}$ ، من أجل التكامل على  $y$  نجز برنامجاً عددياً يعمل على حساب التكامل، للحصول على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني لكل طاقة من طاقات كمون التفاعل المذكورة سابقاً؛ ثم دراسة تغيرات هاته السعة بدلالة درجة الحرارة والكثافة الإلكترونية لأيون الليثيوم شبيه الهيدروجين.

## 4.2 حساب خط الطيف ليمان $Ly - \alpha$

لحساب خط الطيف لليمان  $Ly - \alpha$  نأخذ قيمة درجة الحرارة  $T = 10^6 K$  والكثافة الإلكترونية  $N_e = 5,5 \times 10^{-19} cm^{-3}$ ، حيث نعتمد على التعريض الإلكتروني لإنشاء خط الطيف أما بقية التعريضات والتي هي (تعريض ستارك الأيوني وتعريض دوبلر

جدول 1.2: سعة مؤثر التصادم  $\phi$  [eV] لأيون الليثيوم  $T = 10^6 K$  و  $N_e = 5,5 \times 10^{-19} cm^{-3}$  لمختلف طاقات كمون التفاعل.

$\phi$ [eV]	$\phi$ [ $s^{-1}cm^{-2}$ ]	
$1,5069.10^{-4}$	$8,147.10^{27}$	طاقة كمون التفاعل لكولومب
$1,3587.10^{-4}$	$7,346.10^{27}$	طاقة كمون التفاعل لداتش
$8,8809.10^{-5}$	$4,801.10^{27}$	طاقة كمون التفاعل لداتش المحجب
$4,9145.10^{-5}$	$2,657.10^{27}$	طاقة كمون التفاعل لداتش الفعال

والتعريض الطبيعي فيتم إهمالها). ويحسب خط الطيف لليمان  $Ly - \alpha$  من الشكل [16]:

$$I(\omega) = \frac{\phi}{(\omega^2 + \phi^2)} \quad (91.2)$$

حيث  $\phi$  : سعة مؤثر التصادم الإلكتروني eV،  $\omega$  : التردد eV،  $I(\omega)$  : الشدة من أجل تردد  $\omega$ . لدينا من أجل:

$$I_{\max} = \frac{1}{\phi} \rightarrow \omega = 0 \quad (92.2)$$

ولدينا سعة مؤثر التصادم تمثل نصف العرض حيث:

$$\frac{I_{\max}}{2} = \frac{1}{2\phi} = \frac{\phi}{(\omega^2 + \phi^2)} \quad (93.2)$$

ومنه:

$$\omega^2 + \phi^2 = 2\phi^2$$



$$\omega^2 = \phi^2$$

$$\omega = +\phi$$

$$\omega = -\phi$$

(94.2)

## المراجع

- [1] H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, et G. Oertel, Phys. Rev. **125**, 177 (1962).
- [2] S. Sahal-Bréchet, Astron. Astrophys. **2**, 322 (1969).
- [3] M. Baranger, Phys. Rev. **112**, 855 (1958).
- [4] A. C. Kolb and H.R. Griem, Phys. Rev. **111**, 514-521 (1958).
- [5] M. Baranger, Phys.Rev. **111**, 494 (1958).
- [6] AV. Filinov, M. Bonitz, W. Ebeling : J. Phys. A. **36**, 5957 (2003)
- [7] C. Deutsch : Phys. Lett. A. **60**, 317 (1977)
- [8] C. Deutsch, MM. Gombert, H. Minoo : Phys Lett. A. **66**, 381 (1978)
- [9] H. Minoo, MM. Gombert, C. Deutsch : Phys. Rev. A. **23**, 924 (1981)
- [10] B.Held ; "physique des plasmas froids" ; Ed. Masson, Paris, (1994).
- [11] C. Pecker. Wimmel ; " Introduction à la spectroscopie des plasmas " ; Gordon et Breach.Science publishers, Inc. New York. (1967).
- [12] A. Bers. J. L. Delacroix , "Physique des plasmas", Savoir Actuel, InterEditions CNRS Editions,Paris,(1994).

- 
- [13] S. Sadykova, W. Ebeling, Contrib. Plasma Phys. **47**, No. 10,659–669 (2007).
- [14] S. Douis, and M.T. Meftah : Journal of Theoretical and Applied Physics, 7, 33 (2013).
- [15] H. R. Griem,” Spectral line broadening by plasmas ”; Academic Press. Inc. New York (1974); chap II.
- [16] L. D. Landau et E. M. Lifchitz : Tome I Mécanique classique Editons Mir de Moscou,(1976).
- [17] H.R. Griem;” Plasma Spectroscopy ”; McGraw-Hill, New York (1964)
- [18] S. Alexiou, Phys. Rev. A**49**, 106 (1994).

# الفصل الثالث

## نتائج وتحليل

النتائج المقدمة في هذا الفصل هي تأثير مختلف الوسائط الأساسية على مؤثر التصادم الإلكتروني، وقد أجرينا مقارنة على مختلف طاقات كيون التفاعل لقيم الكثافة الإلكترونية ودرجة الحرارة والعدد الشحني، حيث تمت الدراسة تحديدا على تفاعل إلكترون مع أيون الليثيوم  $Li^{+2}$  شبيه الهيدروجين لأربع طاقات كيون التفاعل وإجراء المقارنة فيما بينهم.

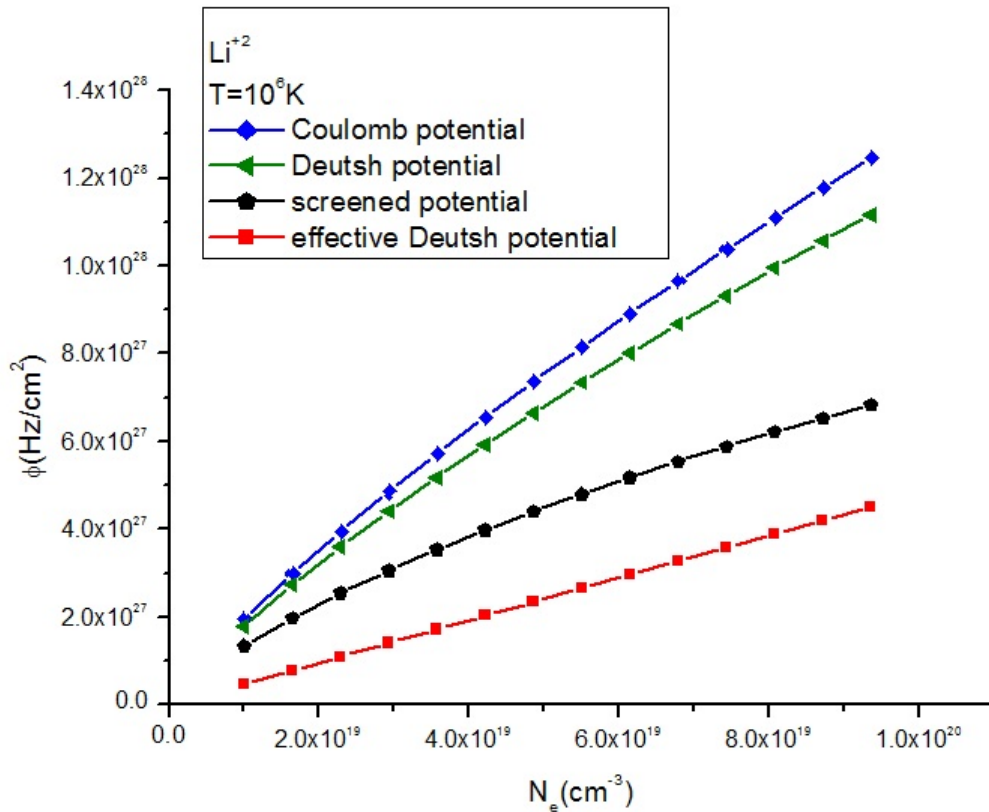
تم إعداد برنامج عددي بلغة الفورترن باستعمال طريقة شبه المنحرف، وذلك لحساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني وعلاقته الوسائط الفيزيائية لكل طاقة من طاقات كيون التفاعل وصولا إلى إنشاء خط الطيف.

### 1.3 تأثير الوسائط الفيزيائية على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني

#### 1.1.3 تأثير الكثافة الإلكترونية على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني

الشكل (??) يظهر تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة الكثافة الإلكترونية لكل من طاقة كيون تفاعل كولومب، طاقة كيون تفاعل داتش، طاقة كيون تفاعل داتش المحجب و طاقة كيون تفاعل داتش الفعال لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$  في ثبوت درجة الحرارة  $T = 10^6 K$  و  $n = n_a^2 - n_b^2$ ، حيث  $n$  العدد الكمي الرئيسي بين مستوى أعلى ومستوى أدنى على التوالي  $n = 3$ .

نلاحظ سعة مؤثر التصادم تتناسب تناسباً طردياً مع كثافة الإلكترونات لحالات طاقات الكمون الأربع ويرجع ذلك إلى أن عدد التصادمات في الثانية متناسب مع كثافة الإلكترونات، ويبدو أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني في طاقة كمون تفاعل كولومب أكبر منها في طاقة كمون تفاعل داتش، وتكون سعة مؤثر هذا الأخير أكبر من سعتي المؤثرين لطاقة كمون تفاعل داتش المحجب و داتش الفعال ويرجع الاختلاف إلى نوع طاقة التفاعل. إذ أن صيغة التفاعل تؤثر بشكل مباشر على مسار الإلكترونات الحرة، وهو الأمر الذي يؤدي إلى اختلاف التصادم مع اختلاف التفاعل.



شكل 1.3: تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة الكثافة الإلكترونية.

يوضح الجدول (??) سعة مؤثر التصادم لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$  ، لقيم مختلفة للكثافة الإلكترونية، نأخذ قيمة الكثافة الإلكترونية  $N_e = 5,5 \times 10^{19} cm^{-3}$  ودرجة الحرارة

داتش تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 9,83% بالنسبة لطاقة كيون تفاعل كولب.  $T = 10^6 K$  ، ونقوم بحساب النسبة المئوية، فلاحظنا أنه في حالة طاقة كيون تفاعل

أما في طاقة كيون تفاعل داتش المحجب تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 41,07% بالنسبة لطاقة كيون تفاعل كولب، وهذه القيمة تبدو كبيرة بالمقارنة مع القيمة السابقة لطاقة كيون تفاعل داتش.

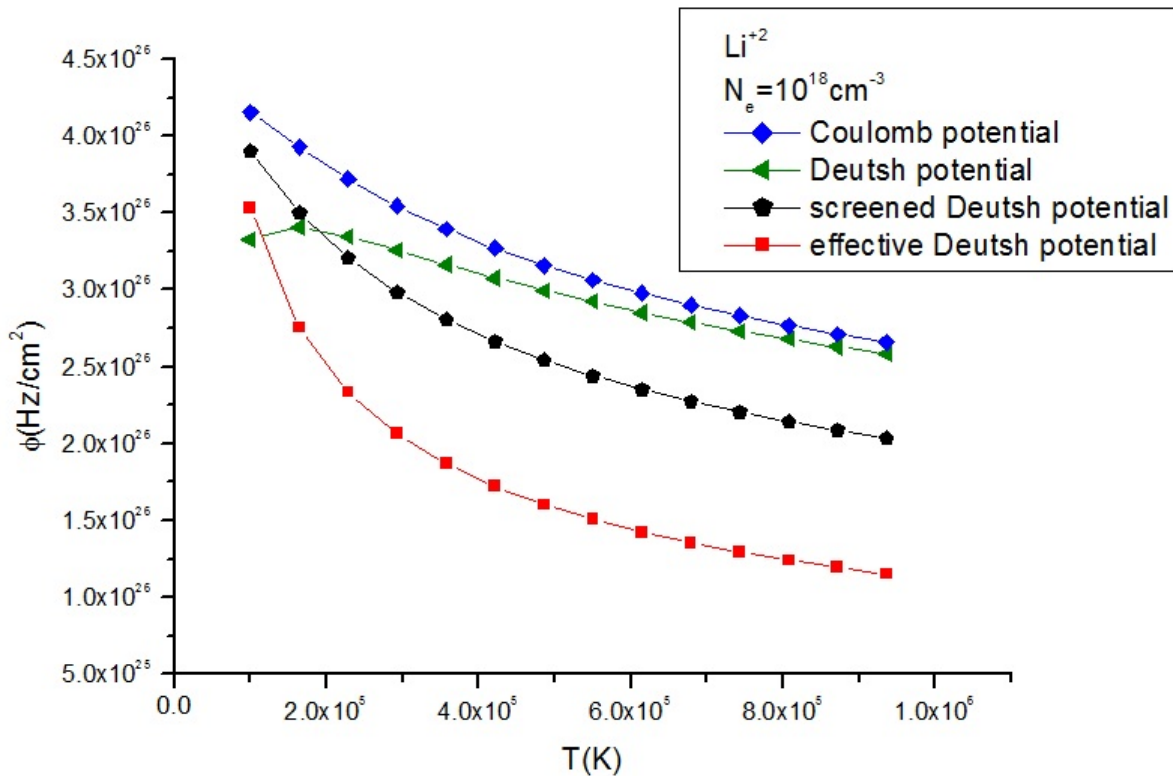
وفي طاقة كيون تفاعل داتش الفعال تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 67,38% بالنسبة لطاقة كيون تفاعل كولب، وهي نسبة كبيرة أي أنه هناك فرق كبير.

$N_e(cm^{-3})$ = 6,785.10 <sup>19</sup>	$N_e(cm^{-3})$ = 5,5.10 <sup>19</sup>	$N_e(cm^{-3})$ = 4,214.10 <sup>19</sup>	$N_e(cm^{-3})$ = 2,928.10 <sup>19</sup>	
9,651.10 <sup>27</sup>	8,147.10 <sup>27</sup>	6,558.10 <sup>27</sup>	4,857.10 <sup>27</sup>	طاقة كيون التفاعل لكولب $\Phi(Hz/cm^2)$
8,680.10 <sup>27</sup>	7,346.10 <sup>27</sup>	5,932.10 <sup>27</sup>	4,412.10 <sup>27</sup>	طاقة كيون التفاعل لداتش $\Phi(Hz/cm^2)$
5,540.10 <sup>27</sup>	4,801.10 <sup>27</sup>	3,983.10 <sup>27</sup>	3,060.10 <sup>27</sup>	طاقة كيون التفاعل لداتش المحجب $\Phi(Hz/cm^2)$
3,278.10 <sup>27</sup>	2,657.10 <sup>27</sup>	2,035.10 <sup>27</sup>	1,414.10 <sup>27</sup>	طاقة كيون التفاعل لداتش الفعال $\Phi(Hz/cm^2)$

جدول 1.3: سعة مؤثر التصادم لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$  ،  $T = 10^6 K$  من أجل قيم مختلفة للكثافة الإلكترونية.

### 2.1.3 تأثير درجة الحرارة الإلكترونية على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني

الشكل (??) يمثل تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة درجة الحرارة الإلكترونية لكل من طاقة كمون تفاعل كولومب، طاقة كمون تفاعل داتش، طاقة كمون تفاعل داتش المحجب وطاقة كمون تفاعل داتش الفعال لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$  لحظ  $Ly - \alpha$  للكثافة الإلكترونية  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$ ، نلاحظ أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني تتناقص تناقصاً أسياً بزيادة درجة الحرارة الإلكترونية لكل طاقات الكمون، ويرجع ذلك إلى أن الزيادة في درجة الحرارة يؤدي إلى الزيادة في الطاقة الحركية، كما تظهر طاقة كمون تفاعل داتش إنخفاضاً أبطأ مقارنة مع طاقات الكمون الأخرى [1].



شكل 2.3: تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة درجة الحرارة الإلكترونية.

يوضح الجدول (??) سعة مؤثر التصادم لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$ ، من أجل قيم مختلفة لدرجة الحرارة، من أجل قيمة الكثافة الإلكترونية  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$  ودرجة الحرارة  $T = 6,78 \times 10^5 K$  والسبب في اختيار قيمة درجة الحرارة هي أنها مقاربة لدرجة الحرارة الموافقة لتأين  $Li^{+2}$  والتي هي  $T = 1,41 \times 10^6 K$ ؛ نقوم بحساب النسبة المئوية، فنلاحظ أنه في حالة طاقة كمون تفاعل داتش تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 3,86% بالنسبة لطاقة كمون تفاعل كولب، وهي قيمة نوعاً ما صغيرة. وفي طاقة كمون تفاعل داتش المحجب تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 21,57% بالنسبة لطاقة كمون تفاعل كولب، وهذه القيمة تبدو كبيرة بالمقارنة مع قيمة طاقة كمون تفاعل داتش. في طاقة كمون تفاعل داتش الفعال تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 53,26% بالنسبة لطاقة كمون تفاعل كولب، وهي نسبة كبيرة.

$T(K)$ = 678571,4	$T(K)$ = 550000	$T(K)$ = 421428,6	$T(K)$ = 357142,9	
$2,901.10^{26}$	$3,063.10^{26}$	$3,269.10^{26}$	$3,3955.10^{26}$	طاقة كمون التفاعل لكولب $\Phi(Hz/cm^2)$
$2,789.10^{26}$	$2,922.10^{26}$	$3,077.10^{26}$	$3,164.10^{26}$	طاقة كمون التفاعل لداتش $\Phi(Hz/cm^2)$
$2,275.10^{26}$	$2,441.10^{26}$	$2,663.10^{26}$	$2,8066.10^{26}$	طاقة كمون التفاعل لداتش المحجب $\Phi(Hz/cm^2)$
$1,3559.10^{26}$	$1,5064.10^{26}$	$1,721.10^{26}$	$1,869.10^{26}$	طاقة كمون التفاعل لداتش الفعال $\Phi(Hz/cm^2)$

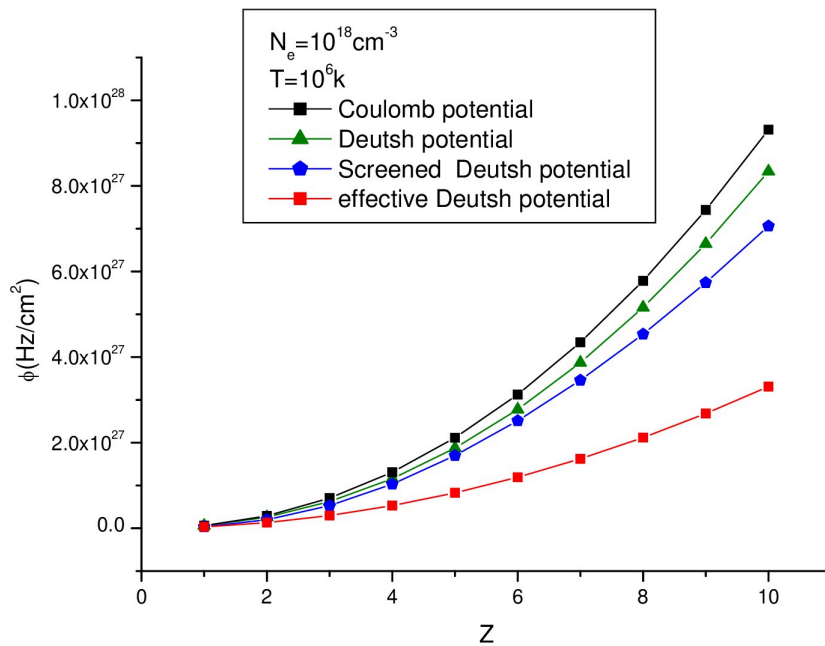
جدول 2.3: سعة مؤثر التصادم لأيون الليثيوم  $Li^{+2}$ ،  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$  من أجل قيم مختلفة لدرجة الحرارة الإلكترونية.



### 3.1.3 تأثير العدد الشحني على سعة مؤثر التصادم الإلكتروني

الشكل (3.3) يظهر تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة العدد الشحني، لكل من طاقة كيون تفاعل كولومب، طاقة كيون تفاعل داتش، طاقة كيون تفاعل داتش المحجب وطاقة كيون تفاعل داتش الفعال، من أجل  $Z = 1$ ،  $Z = 2$ ، ...  $Z = 3$

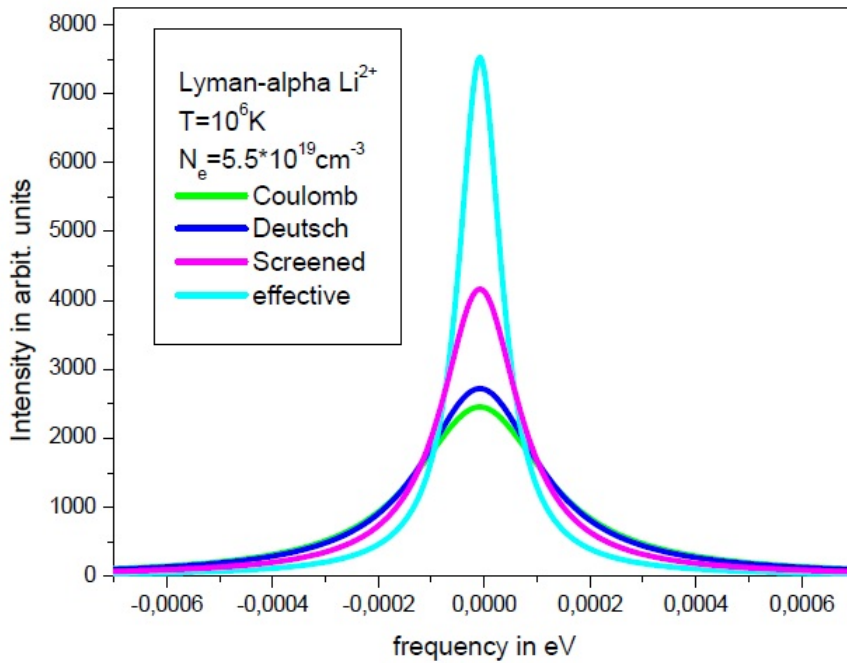
في ثبوت درجة الحرارة  $T = 10^6 K$  والكثافة الإلكترونية  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$ ، نلاحظ سعة مؤثر التصادم تتزايد بتزايد العدد الشحني  $Z$  لطاقات الكيون الأربع، كما أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني في طاقة كيون تفاعل داتش الفعال تظهر فارق أكبر بالمقارنة مع بقية الطاقات من أجل  $Z$  ثابت، ويرجع ذلك إلى طبيعة المحجب.



شكل 3.3: تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بدلالة العدد الشحني.

### 2.3 خط الطيف ليمان $\alpha$ للمشح الأيوني

الشكل (??) يوضح خط الطيف ليمان  $\alpha$ -لأيون الليثيوم في حالة  $T = 10^6 K$  و  $N_e = 5,5 \times 10^{19} cm^{-3}$  ، قمنا بإنشاء أربعة خطوط طيفية يتوافق كل منها مع طاقات كمون التفاعل: كمون كولومب، كمون داتش، داتش المحجب وداتش الفعال. نذكر هنا أن التعريض الإلكتروني فقط يؤخذ في الاعتبار لإنشاء خط الطيف أما بقية التعريضات (تعريض ستارك الأيوني وتعريض دوبلر والتعريض الطبيعي فيتم إهمالها). من الملاحظ أن صيغة التفاعل تؤثر بشكل مباشر على مسار الإلكترونات الحرة. وهو الأمر الذي يؤدي إلى اختلاف التصادم مع اختلاف التفاعل. ويظهر جليا في الطيف الشكل (??) من خلال عرض الطيف لكل نموذج [2]، علما أن هذا المقال لازال، تحت قيد التحكيم.



شكل 4.3: خط الطيف ليمان  $\alpha$  أيون الليثيوم  $Li^{+2}$

يوضح الجدول (3.3) تأثير مختلف طاقات كمون التفاعل على شكل خط الطيف  $Ly - \alpha$  للمشح الأيوني  $Li^{+2}$ ، هذا بإهمال البنية الدقيقة عند ثبات الكثافة الإلكترونية  $N_e = 5,5 \times 10^{19} cm^{-3}$  ودرجة حرارة  $T = 10^6 K$ . نلاحظ أنه في حالة استخدام طاقة كمون داتش ينخفض عرض الطيف بقيمة 9,8% بالنسبة لطاقة كمون كولمب، بينما تزداد النسبة بقيمة 10,85%؛ في طاقة كمون داتش المحجب ينخفض عرض الطيف بمعدل 40,98% وتزداد الشدة بنسبة 69,5% بالنسبة لطاقة كمون كولمب. في حالة طاقة كمون داتش الفعال ينخفض عرض الطيف بنسبة 67,2% وتزداد الشدة بنحو 200% بالنسبة لطاقة كمون كولمب.

$\Delta\omega (eV) \times 10^{-3}$	$I_{max}$	
0.30135	2.4563	طاقة كمون التفاعل لكولمب
0.27173	2.723	طاقة كمون التفاعل لداتش
0.17784	4.1636	طاقة كمون التفاعل لداتش المحجب
0.0986	7.5169	طاقة كمون التفاعل لداتش الفعال

جدول 3.3: تأثير طاقة كمون التفاعل على شكل خط الطيف ليمان  $\alpha Li^{+2}$ .

## المراجع

- [1] A. Ghazel, M.T. Meftah, S. Douis and K. Chenini , Revista Mexicana de Fisica. **63**, 481-485 (2017).
- [2] A. Ghazel, M. T. Meftah, S. Douis and K. Chenin, The African Review of Physics.(2017).

## الخلاصة

قمنا في هذا الفصل بإدراج النتائج المتعلقة بتغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني لتصادم  $(Li^{+2} - e)$  من أجل كل تفاعل: كولومب، داتش، داتش المحجب وداتش الفعال مع إجراء المقارنة بينها، كما وضعنا مدى علاقة مؤثر التصادم بالوسائط الفيزيائية للنظام.

في ظل هذه الشروط:  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$  و  $T = 6,78 \times 10^5 K$ ، وجدنا في تفاعل داتش الفعال أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني تنخفض بقيمة 53,26% بالنسبة لتفاعل كولومب، وهي القيمة الأكبر بالمقارنة مع بقية الطاقات.

وفي نفس التفاعل أيضا وعند  $N_e = 5,5 \times 10^{19} cm^{-3}$ ،  $T = 10^6 K$  تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بقيمة 67,38% بالنسبة لتفاعل كولومب. عند  $T = 10^6 K$  و  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$  وجدنا سعة مؤثر التصادم الإلكتروني متزايدة بتزايد العدد الشحني  $Z$  لطاقات الكون التفاعل الأربع.

من أجل  $Z$  ثابت تين في تفاعل داتش الفعال أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني تنخفض بقيمة كبيرة بالنسبة لتفاعل كولومب، وهي القيمة الأكبر بالمقارنة مع التفاعلات الأخرى.

لذا فإنه لا يمكن أن تهمل طاقة تفاعل داتش الفعال في حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بل يجب أن تؤخذ بالإعتبار.

كما توصلنا إلى إعداد شكل خط الطيف لطاقات كون التفاعل المذكورة سابقا، في ثبات الكثافة الإلكترونية ودرجة الحرارة، بالإنحفاظ فقط بالتعريض الإلكتروني

واهمال البنية الدقيقة، وتعريض ستارك الأيوني وتعريض دوبلر والتعريض الطبيعي. وتحديد نسبة إنخفاض عرض الطيف ونسبة زيادة الشدة بالنسبة لطاقة كمون كولومب. وجدنا أنه في الشروط:  $T = 10^6 K$ ،  $N_e = 5,5 \times 10^{19} cm^{-3}$  ينخفض عرض الطيف في تفاعل داتش الفعال بنسبة 67,2% بالنسبة لتفاعل كولومب وهي أكبر قيمة مقارنة مع الطاقات الأخرى، وينخفض كذلك بنسب مختلفة باختلاف الشروط الفيزيائية. وبالتالي فإنه لا يمكن أن نهمل تفاعل داتش الفعال في تحقق الشروط السابقة لإنشاء خط الطيف  $Ly - \alpha$ .

## الخلاصة العامة

يمكننا القول أننا تمكنا من حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني لتصادم إلكترون مع أيون شبيه الهيدروجين  $Li^{+2}$ ، باستخدام دراسة تحليلية. كما قمنا بإعداد برنامج عددي بلغة الفورترن باستعمال طريقة شبه المنحرف، وصولاً إلى إنشاء خط الطيف  $Ly-\alpha$ ، بالإحفاظ فقط بالتعريض الإلكتروني وإهمال البنية الدقيقة، وتعريض ستارك الأيوني وتعريض دوبلر والتعريض الطبيعي.

قدمنا ثلاثة فصول:

الفصل الأول:

تقديم مفاهيم عامة حول البلازما، وبعض الوسائط في البلازما ومقاديرها وخصائصها.

أما في الفصل الثاني:

دراسة مختلف طاقات كيون التفاعل لإلكترون يتحرك حول أيون موجب الشحنة  $Li^{+2}$  في درجة حرارة  $T = 10^6 K$  وكثافة إلكترونية  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$ . الطاقات المستعملة هي: طاقة كيون كولومب، طاقة كيون داتش، طاقة كيون داتش المحجب وداتش الفعال.

أجرينا الحساب النظري والدراسة التحليلية لسعة مؤثر التصادم الإلكتروني، كما تم إعداد برنامج عددي يتم فيه حساب سعة المؤثر، أخذنا بعين الاعتبار الفعل الكمي على المسافات الصغيرة، كما أن سعة المؤثر تدرس في إطار تقريب الصدم.

في الفصل الثالث تم تحليل ومناقشة النتائج المتحصل عليها في دراسة تغيرات سعة مؤثر التصادم الإلكتروني، لتصادم  $(Li^{+2} - e)$  من أجل كل تفاعل: كولومب،

داتش، داتش المحجب وداتش الفعال مع إجراء المقارنة بينها، كما وضخنا مدى علاقة مؤثر التصادم بالوسائط الفيزيائية للنظام. وجدنا في تفاعل داتش الفعال أن سعة مؤثر التصادم الإلكتروني تنخفض بقيمة تفوق 50% بالنسبة لتفاعل كولومب، في ظل الشروط المختارة من قيم الكثافة الإلكترونية ودرجة الحرارة.

من أجل  $Z$  ثابت وعند  $T = 10^6 K$  و  $N_e = 10^{18} cm^{-3}$ ، تنخفض سعة مؤثر التصادم الإلكتروني لنفس التفاعل المذكور سابقا بقيمة كبيرة بالنسبة لتفاعل كولومب، ويزداد مقدار الإخفاض بالنسبة لتفاعل كولومب بزيادة العدد الشحني.

تم إعداد شكل خط الطيف لطاقت كيون التفاعل الأربع، في الشروط:  $T = 10^6 K$ ،  $N_e = 5,5 \times 10^{19} cm^{-3}$ . وجدنا أنه ينخفض عرض الطيف في تفاعل داتش الفعال بنسبة 67,2% بالنسبة لتفاعل كولومب وهي أكبر قيمة مقارنة مع الطاقات الأخرى، وينخفض كذلك بنسب مختلفة باختلاف الشروط الفيزيائية.

لذا فإنه لا يمكن أن تهمل طاقة تفاعل داتش الفعال في حساب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني بل يجب أن تؤخذ بالإعتبار.

يفيد تحليل هذا الخط كيفيا لمعرفة العناصر التي تتشكل منها هذه البلازما، وكما لمعرفة كثافتها ودرجة حرارتها، لذا فإن الأطياف الصادرة عن البلازما مفيدة في تشخيص حالة البلازما.

بالرغم من كل ما تطرقنا له في هذا العمل إلا أن الاقتراحات تبقى مفتوحة لمجال البحث حيث يمكن:

• إعادة صياغة مؤثر التصادم الإلكتروني في حالة النسبية من أجل طاقات كيون التفاعل المدروسة، وإجراء المقارنة بين النسبية واللا نسبية.

• حساب مؤثر التصادم الإلكتروني باعتبار البنية الدقيقة في اللانسيبية.

• حساب مؤثر التصادم الإلكتروني باعتبار البنية الدقيقة في النسبية.



## الملخص :

في نظرية فيزياء البلازما، هناك العديد من النماذج التي تعطي طاقات الكهون في كل موضع في البلازما. من بين هذه النماذج: طاقة كهون كولومب، طاقة كهون داتش، طاقة كهون المحجب وطاقة كهون داتش الفعال. نفترض أن طاقة التفاعل للإلكترون الحر في البلازما موافقة لطاقة الكهون، نقدم لكل تفاعل عبارة سعة مؤثر التصادم الإلكتروني في إطار تقريب الصدم، جميع التفاعلات (باستثناء تفاعل كولومب الذي هو التفاعل المثالي)، نأخذ في الاعتبار الفعل الكهومي على مسافة قصيرة. ونحسب سعة مؤثر التصادم الإلكتروني (لأيون الليثيوم شبيه الهيدروجين، ولأيونات أخرى أشباه الهيدروجين) بإهمال البنية الدقيقة. طبقنا سعة مؤثر التصادم الإلكتروني على الخط الطيفي ليمان- $\alpha$  (لأيون الليثيوم شبيه الهيدروجين) وتبين أن الخط الطيفي يعطي فكرة عن نوع التفاعلات التي تحدث بين الجسيمات المشحونة في البلازما.

**الكلمات المفتاحية :** كهون داتش، مؤثر التصادم الإلكتروني، أيون الليثيوم شبيه الهيدروجين، خط الطيف.

## Abstract :

In the theory of plasma physics, there are many models that give potential energies in all points of the plasma. We shall consider among these models : Coulomb potential energy, Deutsch potential energy, screened Deutsch potential energy and the effective Deutsch potential energy. Assuming the interaction energy of a free electron with the plasma to be one of the corresponding potential energy, we present for each interaction, an expression of the electron collision operator amplitude in the framework of the impact approximation. All interactions (except the Coulomb interaction that is ideal), we take into account the quantum effects at short distance. The obtained amplitude collision operators are computed (for Hydrogenlike of Lithium ion, and other hydrogenlike ions) without taking into account the fine structure. We applied them to the spectral line for Lyman- $\alpha$  (Hydrogenlike of Lithium ion) showing that the spectral line can be used to get an idea about the interactions governing between the charged particles in plasma.

**key words :** Deutsch potential, the electron collision operator , Hydrogenlike of lithium ion , the spectral line.

## résumé :

Dans la théorie de la physique des plasmas, il existe de nombreux modèles qui donnent les énergies potentielles dans tous les points du plasma. Nous allons considérer parmi ces modèles : l'énergie potentielle de Coulomb, l'énergie potentielle de Deutsch, l'énergie potentielle de Deutsch écranté et l'énergie potentielle de Deutsch effectif. En supposant que l'énergie d'interaction d'un électron libre dans le plasma correspondante soit à une des énergies potentielles, nous présentons pour chaque interaction, une expression de l'amplitude de l'opérateur de collision électronique dans le cadre de l'approximation d'impact. Toutes les interactions (sauf l'interaction Coulomb qui est idéale), prennent en compte des effets quantiques à courte distance. L'amplitude de l'opérateur de collision obtenu est calculée (lithium-Hydrogèneoïde, et d'autres ions hydrogèneoïdes) sans tenir compte de la structure fine. Nous l'avons appliqué à la raie spectrale Lyman- $\alpha$  (lithium-Hydrogèneoïde) et nous avons montré que le profil de raie peut être utilisé pour avoir une idée sur les interactions entre les particules chargées dans un plasma.

**Mots clés :** potentielle Deutsch, l'amplitude de l'opérateur de collision électronique, ion de lithium-hydrogèneoïde, le profil de raie.