



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

جامعة الشهيد حمه لخضر بالوادي

كلية العلوم الدقيقة

القسم: الفيزياء



رقم الترتيب:

رقم التسلسل:

اطروحة دكتوراه الطور الثالث - LMD-

الميدان: علوم المادة

تخصص: فيزياء تطبيقية

إعداد الطالبة: ليفة آمال

العنوان:

محاكاة الخصائص الإشعاعية التي تؤثر على الحركة الذرية:

تطبيق لبعض العمليات الأولية لبلازما ساخنة.

نوقشت يوم: 2023/06/25

أمام لجنة المناقشة المكونة من الأساتذة:

رئيساً.	جامعة الوادي	أستاذ	بوراس فتحي
ممتحناً.	جامعة ورقلة	أستاذ	دويس سعيد
ممتحناً.	جامعة الوادي	أستاذ	عطية محمد الهادي
ممتحناً.	جامعة الوادي	أستاذ	ماجوري عبد القادر
ممتحناً.	جامعة ورقلة	أستاذ	مفتاح محمد الطيب
مشرفاً.	جامعة الوادي	أستاذة	ديلمي سامية

الموسم الجامعي: 2022 / 2023

REPUBLIQUE ALGERIENNE DE MOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de L'Enseignement Supérieur

et de la Recherche Scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar - El Oued

FACULTE DES SCIENCES EXACTE



N° d'ordre:

N° de série:

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT -LMD -

Domaine: Sciences de la Matière

Filière: physique

Spécialité: physique appliquée

Présenté par: LIFA AMEL

Thème

Simulation des propriétés radiatives affectant la cinétique atomique:

Application pour quelques processus élémentaires d'un plasma chaud

Soutenue en: 25/06/2023 devant le Jury composé de:

Président: Fethi Bouras	Professeur	Université d'El Oued
Examineur: M. El Hadi Attia	Professeur	Université d'El Oued
Examineur: Said Douis	Professeur	Université de Ouargla
Examineur: Abdelkader Majori	Professeur	Université d'El Oued
Examineur: M.Tayeb Meftah	Professeur	Université de Ouargla
Rapporteur: Samia Dilmi	Professeur	Université d'El Oued

Année Universitaire: 2022 / 2023

الإهداء

اهدي ثمرة جهدي إلى:

الوالدين العزيزين أطال الله في عمرهما وأشكرهما على الدعم والتشجيع.

أخوتي وأخواتي.

كل عائلتي.

الأحبة و الأصدقاء.

إلى كل طالب علم مجتهد.

شكر و عرفان

أتقدم أولا وأخيرا بالشكر لله عز وجل الذي وفقني في إنجاز هذا العمل والصلاة والسلام على الحبيب محمد عليه أفضل الصلاة والسلام.

أتقدم بأسى عبارات الشكر والتقدير والعرفان الجميل إلى التي أنارتنا بإشرافها على هذه المذكرة الأستاذة الفاضلة حبيبتنا و مرشدتنا " ديلمي سامية " ، وعلى ماقدمته لنا من نصح وإرشاد وتوجيه ومتابعة مكثفة طوال فترة إعدادها دون كلل أو ملل.

فجزاها الله كل الخير وجعلها في خدمة العلم والوطن.

كما أشكر أعضاء لجنة المناقشة على قبولهم تقييم و مناقشة هذا العمل بداية برئيس اللجنة الأستاذ الفاضل "بوراس فتحي" وكذلك المناقشين الأساتذة الكرام الأستاذ "دويس سعيد" والأستاذ "محمد الهادي عطية" والأستاذ "ماجوري عبد القادر" والأستاذ "مفتاح محمد الطيب".

ونأمل أن تكون ملاحظاتهم القيمة نبراسا لنا لكي نرقى بها إلى أرفع الدرجات العلمية.

كل الشكر والتقدير موصول لأساتذتي الكرام.

فهرس المحتويات

I	فهرس المحتويات
IV	قائمة الأشكال
VI	قائمة الجداول
VII	قائمة الترميزات
2	مقدمة عامة
6	قائمة المراجع
7	الفصل الأول: عموميات حول المطيفية والآليات الذرية الأساسية في البلازما
8	2.1 مقدمة
8	2.1 البلازما الساخنة المنتجة داخل المخبر
8	2.1.1 إنتاج البلازما
9	2.2.1 انصهار نووي حراري محكوم
11	3.1 البلازما الطبيعية
12	4.1 الأطياف الذرية
12	1.4.1 مستويات الطاقة
13	2.4.1 الإنتقالات الذرية
14	5.1 شدة الخطوط الطيفية
15	6.1 تعريض الخطوط الطيفية
16	1.6.1 التعريض الطبيعي
16	2.6.1 تعريض دوبلر
17	3.6.1 التعريض بواسطة التصادم
18	4.6.1 تعريض ستارك
18	7.1 الآليات الذرية الأساسية في البلازما
19	1.7.1 الانتقالات الاشعاعية
20	2.7.1 التصادم
21	3.7.1 التأين
22	1.3.7.1 التأين بواسطة الفوتونات
22	2.3.7.1 التأين بالتصادم بالإلكترون
23	4.7.1 الإثارة
23	1.4.7.1 الإثارة بواسطة الفوتونات

23	2.4.7.1 الإثارة بالتصادم الإلكتروني
24	3.4.7.1 الإثارة بواسطة الذرات أو الأيونات
25	5.7.1 إعادة التركيب
25	1.5.7.1 إعادة التركيب الإشعاعي
26	2.5.7.1 إعادة التركيب ثنائي الإلكترون
27	3.5.7.1 إعادة التركيب ثلاث أجسام
27	8.1. نماذج التوازن في البلازما
28	1.8.1 نموذج التوازن الحراري الكامل (ETC) Complete thermodynamical equilibrium
28	2.8.1 التوازن الحراري المحلي (ETL) Local thermodynamical equilibrium
30	3.8.1 النموذج التاجي (CM) Corona model
31	4.8.1 نموذج التصادم الإشعاعي (CR) Radiative collisional
32	خلاصة
33	قائمة المراجع
37	الفصل الثاني: التأين بواسطة التصادم الإلكتروني
37	1.1. مقدمة
37	2.1. المقطع الفعال للتصادم
38	3.1. التقريبات المستعملة في حساب المقاطع الفعالة للإثارة
38	1.3.1. تقريب بورن كولومب (CB) Coulomb Born
39	2.3.1. تقريب الأمواج المشوهة (DW) Distorted Waves
40	3.3.1. تقريب باث (Bethe approximation)
42	4.3.1. الحساب العددي للمقاطع الفعالة للإثارة بالتصادم الإلكتروني
43	4.1. آلية التأين بالتصادم الإلكتروني
43	1.4.1. التأين بواسطة التصادم الإلكتروني
44	2.4.1. طاقة التأين
45	5.1. بعض الطرق المعتمدة في حساب المقاطع الفعالة
46	1.5.1. النظرية الكلاسيكية
46	2.5.1. نظرية شبه الكلاسيكية
46	3.5.1. تقريب بورن كولومب (CB) Coulomb Born
48	4.5.1. المعادلات شبه التجريبية
50	5.5.1. حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني بواسطة البرامج الذرية
50	1.5.5.1 برنامج FAC

54	2.5.5.II تطبيق برنامج FAC على بعض الأيونات
54	6.II. حساب المقاطع الفعالة للتأين للأيوني Li^+ و Be^{2+} الشبيهة بالهيليوم
58	7.II. حساب المقاطع الفعالة للتأين للأيوني Cu^{+27} و Fe^{+24} الشبيهة بالهيليوم
61	خلاصة
62	قائمة المراجع
65	الفصل الثالث: تأثير دوال توزيع الطاقة على حساب معدل التأين بواسطة التصادم الإلكتروني
66	1.III. مقدمة
66	2.III. دوال توزيع الطاقة الإلكتروني
66	1.2. III. دالة توزيع ماكسويلي
67	2.2. III. دالة التوزيع غير الماكسويلي
67	3.2. III. دالة التوزيع الغاوسي
68	4.2. III. دالة توزيع قانون القوة
69	3.III. حساب معدلات التأين بالتصادم الإلكتروني.
70	4.III. تأثير دوال توزيع الطاقة ونسبة الإلكترونات الساخنة: نتائج و مناقشة
70	1.4.III. حساب معدلات التأين لأيون البريليوم
76	2.4.III. حساب معدلات التأين لأيون الليثيوم
80	خلاصة
81	قائمة المراجع
83	خلاصة عامة
85	ملحق: برنامج FAC
85	1-1 مقدمة
85	2-1 تثبيت البرنامج
85	3-1 الإجراءات التثبيتية المتبعة للبرنامج
86	4-1 أمثلة عن كيفية عمل البرنامج من اجل حساب بعض الملفات
87	5-1 بعض الأمثلة عن حساب المقاطع الفعالة للتأين لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم
105	ملخص

قائمة الأشكال

10	الشكل (1-1): الاندماج النووي.
12	الشكل (2-1): مختلف أشكال البلازما.
14	الشكل (3-1): رسم تخطيطي يوضح مستويات الطاقة داخل الذرة.
15	الشكل (4-1): الانتقالات الذرية بين المستويات الطاقوية.
16	الشكل (5-1): شكل خط الطيف.
20	الشكل (6-1): وصف مختلف الانتقالات الإشعاعية.
21	الشكل (7-1): تصادم مرن أحادي البعد.
21	الشكل (8-1): تصادم مرن ثنائي البعد.
22	الشكل (9-1): عملية التأين بالتصادم الإلكتروني.
24	الشكل (10-1): عملية الإثارة بالتصادم الإلكتروني والعملية العكسية لها.
26	الشكل (11-1): عمليتي إعادة التشكيل الإشعاعي والتأين الضوئي.
26	الشكل (12-1): عملية إعادة تشكيل ثنائي إلكترون.
37	الشكل (1-II): رسم تخطيطي مبسط لتوضيح مفهوم المقطع الفعال.
44	الشكل (2-II): عملية التأين بالتصادم الإلكتروني.
55	الشكل (3-II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^+ بدلالة الطاقة.
56	الشكل (4-II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Be^{2+} بدلالة الطاقة.
57	الشكل (5-II): قيم المقاطع الفعالة لتأين Li^+ المتحصل عليها من قبل Arnaud et al. و Lotz et al.
58	الشكل (6-II): قيم المقاطع الفعالة لتأين Li^+ بدلالة الطاقة المتحصل عليها عن طريق برنامج FAC مقارنة مع بعض النتائج التجريبية.
59	الشكل (7-II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Cu^{+27} بدلالة الطاقة.
59	الشكل (8-II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Fe^{+24} بدلالة الطاقة.
60	الشكل (9-II): قيم المقاطع الفعالة للتأين لـ Li^+ بدلالة الطاقة مقارنة مع نتائج Arnaud et al.
60	الشكل (10-II): قيم المقاطع الفعالة لتأين لـ Be^{2+} بدلالة الطاقة مقارنة مع نتائج Arnaud et al.
71	الشكل (1-III): معدلات التأين لـ Be^{2+} المتحصل عليه بواسطة دالة التوزيع غير ماكسويلي لمختلف القيم لنسبة الإلكترونات الساخنة: 0.7، 0.9، 1.0، 0.8. f_{hot} .
73	الشكل (2-III): معدلات التأين لـ Be^{2+} باستخدام دالة توزيع ماكسويلي لطاقة الإلكترون وقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} .
74	الشكل (3-III): معدلات التأين لـ Be^{2+} باستخدام دوال توزيع طاقة الإلكترون: ماكسويلي، غاوسي وقانون القوة من أجل $f_{hot} = 0.1$.

75	الشكل (4-III): معدلات التأين لـ Be^{2+} باستخدام دالة توزيع طاقة الإلكترون لقانون القوة لمختلف ثوابت الانحلال $\gamma = 2$ (a)، $\gamma = 3$ (b)، $\gamma = 4$ (c) وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة المختلفة f_{hot} .
75	الشكل (5-III): معدلات التأين لـ Be^{2+} باستخدام دوال توزيع طاقة الإلكترون: ماكسويلي، غاوسي وقانون القوة لنسبة الإلكترونات الساخنة $f_{hot} = 0.1$ وقيم مختلفة لثابت انحلال γ .
76	الشكل (6-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع ماكسويلي لطاقة الإلكترونات وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة f_{hot} .
77	الشكل (7-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع غاوسي لطاقة الإلكترونات وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة.
78	الشكل (8-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع قانون القوة لطاقة الإلكترونات بقيم مختلفة لثابت الانحلال $\gamma = 2$ ، $\gamma = 3$ ، $\gamma = 4$ وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة f_{hot} .
79	الشكل (9-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالتي التوزيع: غاوسي وقانون القوة لطاقة الإلكترونات بقيم مختلفة لثابت الانحلال γ ونسبة الإلكترونات الساخنة (a) $f_{hot} = 0.01$ (b) $f_{hot} = 0.4$.

قائمة الجداول

45	الجدول (II - 1): طاقة التأين لبعض الذرات.
54	الجدول (II - 2): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^+ محسوبة عن طريق برنامج FAC.
55	الجدول (II - 3): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Be^{2+} محسوبة عن طريق برنامج FAC.
57	الجدول (II - 4): مختلف قيم المقاطع الفعالة للتأين بالتأثير الإلكتروني لـ Li^+ التي تم الحصول عليها بواسطة برنامج FAC وبعض النتائج التجريبية.
58	الجدول (II - 5): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Cu^{+27} ببرنامج FAC.
71	الجدول (III - 1): الاختلافات النسبية في معدل التأين في حالة توزيع غير ماكسويلي.
87	الجدول (1-1): المقاطع الفعالة لتأين Li^+ محسوبة عن طريق برنامج FAC.

قائمة الترميزات

الرموز اللاتينية :

a_0	نصف قطر بور .
A_i	معامل أينشتاين للانبعاث التلقائي.
B_{ij}	معامل أينشتاين للامتصاص.
B_{ji}	معامل أينشتاين للانبعاث المحرض.
c	سرعة الضوء في الفراغ.
C_e	معدل الإثارة.
C_d	معدل التصادم.
e	الكثرون.
D_{ij}	معدل إعادة تركيب ثنائي الإلكترون.
ΔE	الفرق الطاقي الموافق للانتقال.
E_j	طاقة المستوى الذري j .
E_i	طاقة المستوى الذري i .
E_{ion}	طاقة التأين للأيون.
F_M	دالة توزيع ماكسويلي.
F_{MN}	دالة توزيع غير ماكسويلي.
$f(E)$	دالة توزيع الطاقة.
f_{hot}	نسبة الإلكترونات الساخنة.
h	ثابت بلانك .
$f(V)$	دالة توزيع السرعة.
I_{ij}	معدل التأين بالتصادم.
I	شدة الخط الطيفي.
g_{ij}	الوزن الإحصائي.
k_B	ثابت بولتزمان.
L	العزم الزاوي المداري الكلي.
M	عدد كمي مغناطيسي.
m_e	كتلة الإلكترون.
$h\nu_{ij}$	كثافة الطاقة الطيفية للإشعاع التي وضعها بلانك.
N_e	كثافة الإلكترونات.
N_i	كثافة الأيونات.
N_j	كثافة الإسكان في الحالة j .
N_i	كثافة الإسكان في الحالة i .
N	عدد إلكترونات.

$n(v)$	عدد الفوتونات.
N_{sc}	عدد الطبقات الفرعية.
P	احتمال انتقال الإشعاعي.
R	ثابت ريد بيرغ.
R_{ij}	معدل إعادة التشكيل الإشعاعي.
J	العزم الزاوي الكلي للإلكترون.
s	اللف الكلي.
T	درجة الحرارة.
T_{ij}	معدل إعادة التشكيل لثلاث أجسام.
T_e	درجة حرارة الإلكترونات.
T_{hot}	درجة حرارة الإلكترونات الساخنة.
T_{bulk}	درجة حرارة الإلكترونات الباردة.
W	مصفوفة الانتقال التصادمي الإشعاعي.
X_Z	طاقة التأين للأيون .
Z	العدد الذري.
t_c	زمن الاصطدام.
V_X	سرعة الذرة في اتجاه المراقب.
V	السرعة النسبية للجسيمات المتصادمة.

الرموز اليونانية :

ϵ_0	طاقة الإلكترون.
ϵ_j	طاقة الربط للإلكترون في الطبقة الفرعية j .
ξ	عدد الإلكترونات التكافؤ تحت طبقة الفرعية التي لها طاقة X_Z .
ξ_j	عدد الإلكترونات المكافئة في الطبقة الفرعية j .
χ_Z	طاقة التأين للأيون.
δE	الفرق الطاقوي.
Γ	معدل التأين التلقائي.
σ	المقطع الفعال.
τ	معدل التأين بالتصادم الإلكتروني.
τ_i	مدة الحياة في المستوي.
ν	تردد الإشعاع.
λ	طول الموجي.
ν_{ab}	تردد طيف الانبعاث أو الامتصاص.
ν_{coll}	معدل التصادم.

Δv	تعريض الخط.
ρ_v	كثافة الطاقة الطيفية للإشعاع.
w	عرض خط الطيف.
γ	ثابت انحلال.

المؤشرات :

bulk	أجسام الباردة .
j	مستوى مثار.
i	مستوى أساسي.
ion	التأين.
G	توزيع غاوسي.
hot	أجسام الساخنة
M	توزيع ماكسويلي.
NM	توزيع غير ماكسويلي.
P	توزيع قانون القوة.

الاختصارات :

نموذج التوازن الحراري الكامل.	"Modèle d'équilibre thermodynamique complet" ETC
ثنائي القطب.	"Dipôle de rencontre binaire" BED
تبادل بورن كولومب.	"Coulomb Born exchange" CBE
نموذج التاجي.	"Modèle coronal" CM
نموذج التصادم الإشعاعي.	"Modèle collisionnel radiatif" CR
موجة مشوهة.	"Ondes déformées" DW
نموذج التوازن الحراري المحلي.	"Modèle d'équilibre thermodynamique local" ETL
بورن للموجة المشوهة.	"Approximation des ondes déformées Born" DWBA
برنامج الذري المرن.	"Code Atomique flexible" FAC

مقدمة عامة

مقدمة عامة:

تشكل البلازما الحالة الرابعة للمادة بالإضافة إلى الصلبة، السائلة والغازية، نحصل عليها عندما يتعرض الغاز لحقل كهربائي قوي أو يتم تسخينه بشدة، ويتم فصل الإلكترونات عن ذرات غاز الوسط ونحصل على غاز متعادل كهربائياً ولكنه يتكون من جسيمات مشحونة: الأيونات والإلكترونات، الفوتونات.

يمكن وصف البلازما بأنها تجمع لجسيمات متأينة، تتفاعل جماعياً بالقوى الكهرومغناطيسية بعيدة المدى والمرتبطة بشحناتها وحركتها [1]. اعتبر العالم الفيزيائي الإنجليزي "William Grookes" في عام 1879 أن البلازما حالة مادية رابعة وأطلق عليها اسم المادة المشعة [2]. وفي عام 1879 اكتشف الفيزيائي البريطاني "Joseph Thomson" خصائص البلازما وطبيعتها [3]. وقد أدخل مصطلح البلازما سنة 1928 بواسطة الفيزيائي الأمريكي "Irving Langmuir" [4]. تم تقديم مصطلح البلازما لأول مرة لتعيين مناطق معينة متساوية الجهد تحتوي على غاز مؤين متعادل كهربائياً في أنابيب [5]. يمكن أن تكون البلازما غاز متأين جزئياً أو كلياً، حيث تحتوي على عدد كافٍ من الجسيمات المشحونة وتحجب نفسها إلكتروناتيكياً عند مسافات صغيرة، مما يجعل هذا الغاز ناقل كهربائي [6]. وعموماً يمكن وصف البلازما بأنها جملة إحصائية تحمل شحنات متحركة [7].

غالباً ما يكون معظم المواد الموجودة في الكون على شكل بلازما، إذا تمثل نسبة 99% من المادة الكونية بين النجوم والمجرات من حيث الكتلة والحجم. وللبلازما شكلين: بلازما طبيعية وهي بحد ذاتها نوعان بلازما طبيعية كونية تمثل نسبة كبيرة وهي مثل: شمس، النجوم، الرياح الشمسية، سديم المجرات، مذنبات، الفراغ المحيط بين الكواكب والنجوم والمجرات...، وبلازما طبيعية أرضية والتي تحدث على مستوى كوكب الأرض مثل: البرق أو حتى النجوم (التي يوجد في قلبها البلازما الساخنة)، الصواعق، الشفق القطبي.... الضوء المنبعث خلال هذه الظواهر الطبيعية يرجع إلى انبعاث فوتونات من قبل أنواع البلازما المحايدة والأيونية على مستويات مثارة إشعاعية. وهناك أيضاً شكل الثاني للبلازما هي بلازما صناعية وهي نادرة في محيطنا ولهذا لجأ الإنسان لتوليدها صناعياً فلغاز الموجود في المصابيح (لمبات الفلوريسنت) هو بلازما وشاشات تلفزيون البلازما، القوس الكهربائي، الاندماج النووي (Tokmak)، إنتاج الأشعة السينية أو الطاقة [3، 6، 8].

يتم تصنيف البلازما إلى نوعين وفقاً لدرجة حرارتها ودرجة التأين، البلازما التي تختلف وفقاً لدرجة حرارتها هما "البلازما الساخنة" و"البلازما الكهربائية" (الباردة). وفي البلازما الساخنة تكون الإلكترونات والجسيمات في حالة توازن حراري مع بعضها، حيث أن البلازما المستخدمة في مفاعلات

الاندماج هي بلازما حرارية، ومن مساوئ هذه الأخيرة أنها ذات طبيعة تدميرية عالية من خلال زيادة درجة حرارة المواد الملامسة. أما البلازما الكهربائية فهي البلازما المشحونة كهربائياً "التفريغ الغازي الأيوني"، وبحكم درجة حرارتها المنخفضة يطلق عليها اسم البلازما الباردة، وهي غاز متأين ليس في حالة توازن حراري. تتصف هذه البلازما بخصائص ومقادير مميزة، ومن إحدى صفاتها ميلها إلى التوازن لتبقى متعادلة كهربائياً. ولها تطبيقات عديدة ومن بين المجالات العلمية التطبيقية للبلازما نذكر: الفيزياء الفلكية، التحكم بالاندماج النووي الحراري، كيمياء البلازما، المعالجة السطحية وتصنيع المواد الإلكترونية الدقيقة.

تطورت فيزياء البلازما من خلال دمج جميع التطورات في الفيزياء الحديثة وتشمل جميع مجالات الفيزياء تقريباً (الديناميكا المغناطيسية، نظرية الاصطدام، الفيزياء الذرية والجزيئية، الفيزياء النووية، النظرية الحركية، الديناميكا الحرارية، انتشار الموجات، الإشعاع، التحليل الطيفي...)، وتؤدي جميعها عموماً إلى معادلات صعبة الحل. يتطلب تشخيصها ثروة من البيانات الموثقة حول العمليات الإشعاعية والتصادمية التي تتحكم في تأين البلازما وإثارة الأيونات [3,4]. ومع ذلك، فإن تطبيقاتها تحظى باهتمام كبير مثل إنتاج الطاقة عن طريق تفاعل الاندماج، ولهذا تم تطوير دراستها النظرية والمحاكاة العددية على نطاق واسع.

يعتبر علم فيزياء البلازما من أهم العلوم الحديثة، وذلك لما لها من استخدامات واسعة أخرى قيد الاكتشاف، وبالتالي معرفة سلوك البلازما يمكننا من التعرف أكثر والتحكم الجيد في هذا العلم. تعتبر المعطيات الذرية الناتجة من إحدى العمليات الذرية الأساسية في البلازما، أدوات مهمة من أجل دراسة وتحليل الأطياف، ومعالجة انبعاثات البلازما [9].

من المعروف أن آلية التأين بالتأثير الإلكتروني هي عملية مهمة في نموذج التصادم الإشعاعي الذري. تم إجراء العديد من الأبحاث لدراسة وتحسين نظرية التأين عن طريق التصادم الإلكتروني للذرات، الأيونات والجزيئات. وتم تقديم نظريات وطرق تقريبية وتجريبية لتحديد المقاطع الفعالة ومعاملات معدل التأين بالتأثير الإلكتروني. وهو أمر مهم في فهم ودراسة توازن التأين في كل من البلازما المخبرية والفيزياء الفلكية، ومعالجة وتشخيص انبعاثات البلازما.

يعد فهم دور الإلكترونات الساخنة في البلازما أمراً مهماً بشكل خاص بسبب تأثيرها على ديناميكيات البلازما وإنتاج الإشعاع وميزانيات الطاقة. الدافع التاريخي الرئيسي في دراسة البلازما مع الإلكترونات الساخنة هو مسألة التسخين في الليزر الآلي. يمكن لليزر المكثف الذي يتفاعل مع الأهداف الكثيفة أن يودع طاقة كبيرة في الإلكترونات الساخنة من خلال امتصاص الرنين، ويمكن أن

تؤدي هذه الإلكترونات إلى خسائر كبيرة في الطاقة ولها تأثيرات ضارة على الاستقرار والتحكم في البلازما. في حالات أخرى، تكون تأثيرات الإلكترونات الساخنة مرغوبة، على سبيل المثال عندما تزيد من ناتج إشعاع عالي الطاقة من مصادر بلازما منخفضة الطاقة نسبيا. سواء كانت الإلكترونات الساخنة مفيدة أو ضارة، فإن اكتشافها وتوصيفها في بلازما المختبر يعد خطوة مهمة نحو التحكم في آثارها.

إن فهم دور الإلكترونات الساخنة في البلازما مهم بشكل خاص بسبب تأثيرها على أطياف الانبعاثات وغيرها من خصائص البلازما واستقرارها، ويمكن لهذه الإلكترونات أن تفقد طاقة كبيرة من خلال التصادمات [10]. وقد اكتشفت مجموعة متنوعة من مصادر البلازما المخبرية من ذلك التوكاماك [12، 11] وبلازما الليزر [13] وكذلك مصادر الفيزياء الفلكية مثل التوهجات الشمسية [14]، بالإضافة إلى مصادر الأشعة السينية التصادمية التي تقيس العمليات الذرية الأساسية [15].

في هذا العمل، نهتم بحساب المقاطع الفعالة ومعدلات التأين لبعض الذرات الشبيهة بالهيليوم في البلازما. استخدم العديد من المؤلفين وفي عدة أنواع من البلازما [16-18] توزيع طاقة غير ماكسويلي للإلكترونات الساخنة لمحاكاة أطياف الخطوط. يركز هدفنا من خلال هذا العمل على دراسة تأثير الإلكترونات الساخنة وكذا دوال توزيع طاقة الإلكترون على حساب معدلات التأين للأيونات المدروسة.

تم توزيع العمل الذي تم تطويره في هذه الأطروحة وفق الخطة التالية:

الفصل الأول: تطرقنا فيه لدراسة عامة حول المطيافية ومختلف العمليات الذرية الأساسية للبلازما وذلك بتقديم معلومات عامة حول مطيافية البلازما، ثم التعرف على مختلف العمليات الإشعاعية التصادمية التي تحدث في البلازما، بدءا بالانتقالات الإشعاعية، الإثارة التصادمية، وأيضا التأين بواسطة التصادم الإلكتروني، وكذلك عملية التأين التصادمي وإعادة التركيب ثلاثي الأجسام، التأين الضوئي وإعادة التركيب الإشعاعي. بالإضافة إلى دراسة مختلف قوانين ونماذج التوازن للبلازما التي تسمح بتشخيص ونمذجة البلازما.

الفصل الثاني: يتضمن دراسة عملية التأين بالتصادم الإلكتروني، وذلك من خلال التعرف على مختلف طرق الحساب النظري للمقاطع الفعالة لتأين، تم التطرق إلى برنامج الحساب المعتمد في حساب المقاطع الفعالة المستعملة لحساب معدلات التأين وذلك من خلال تطبيق برنامج FAC على بعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم.

الفصل الثالث: يدرس تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترون ونسبة الإلكترونات الساخنة على حساب معامل معدلات التأين، وذلك من خلال دالة التوزيع غير الماكسويلي. يتم حساب معاملات معدلات التأين بتوظيف دوال توزيع طاقة مختلفة مع تغيير نسبة الإلكترونات الساخنة بواسطة برنامج حساب عددي، وفي الأخير مناقشة النتائج المتحصلة عليها.

كما تطرقنا في الملحق طريقة عمل برنامج FAC، وذلك بداية بتثبيت برنامج ثم الإجراءات المتبعة لتثبيته، ومعرفة كيفية عمل البرنامج من اجل حساب بعض الملفات (مثال: ذرة الهيليوم He) و تقديم بعض الأمثلة عن حساب المقاطع الفعالة للتأين لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم (مثال: أيون L^+)، وذلك حيث يتم استخراج قيم المقاطع الفعالة والطاقات الموافقة لها المحسوبة بواسطة برنامج FAC من ملفات الاخراج.

و في الأخير تم التطرق إلى كل ما جاء في الأطروحة من خلال خلاصة عامة.

قائمة المراجع

- [1] H.R. Griem, plasma spectroscopy Mc Graw Hill, 1964.
- [2] W. Crookes, On a ourth State of Matter, Proceedings of the Royal Society of London, Vol.30, 1893.
- [3] J.J. Thomson, Philosophicall Magazine, 44, 1897.
- [4] I. Langmuir, Oscillations in Ionized Gases, Proc. Natl. Acad. Sci., vol. 14, Aout 1928.
- [5] J. L. Delacroix et A. Bers, Physique des Plasmas .Ed. EDP Science, vol. I, 1994.
- [6] D.R. Nicholson, introduction to plasma theory, University of Iowa, John Wiley, Sons, Inc. U.S,1983.
- [7] C.K. Birdsall and A.B. Langdon. Plasma Physics via Computer Simulation. Institute of Physics (IOP), Series in Plasma Physics, 1991.
- [8] J.L. Delcroix et A . Bers, physique des plasmas I+II Inter Edition / CNRSEditions,1994.
- [9] F.B. Rosmej, A.Escarguel, C.Brault, Th.Pierre, R.Stamm and K.Quotb, Neutral Helium Line Emission for Edge Plasma Conditions, Journal of Nuclear Materials, 2005.
- [10] A.S. Shlyaptseva, S.B. Hansen, V.L. Kantsyrev, D.A. Fedin, N. Ouart, K.B. Fournier, and U.I. Safronova, Phys. Rev. E 67, 2003.
- [11] M. Rubel et al, Overview of Erosion–Deposition Diagnostic Tools for the ITER-Like Wall in the JET Tokamak, Journal of Nuclear Material, 2013.
- [12] R.A. Pitts et al, Material Erosion and Migration in Tokamaks , Plasma Phys. Control. Fusion 47, 2005.
- [13] R. Bartiromo, F. Bombarda, and R. Giannella, Phys. Rev, A 32, 531, 1985.
- [14] A.G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima, T. Auguste, P. D’Olivera, S. Hulin, P. Monot, A. Ya.Faenov, T. A. Pikuz, and I. Yu.Skobelev, Phys. Rev E 60, 1999.
- [15] S.B. Hansen and A.S. Shlyaptseva, Effects of the Electron Energy Distribution Function on Modeled X-Ray Spectra, Physical Review E70, 2004.
- [16] S. B. Hansen and A. S. Shlyaptseva, Physical Review E 70, 36402, 2004.
- [17] A. Escarguel, F. B. Rosmej, C. Brault, Th. Pierre, R. Stamm and K. Quotb, Plasma Phys. Control. Fusion 49, 85–93, 2007.
- [18] T. Kato, T. Fujiwara, and Y. Hanaoka, Astrophys. J. 492, 822, 1998.

الفصل الأول

عموميات حول المطيافية والآليات
الذرية الأساسية في البلازما

1-1 مقدمة

في العديد من مجالات الفيزياء يعتبر التفاعل بين الجسيمات (الذرات، الإلكترونات، الأيونات، الفوتونات) من أهم العمليات الذرية لكثير من مجالات الفيزياء مثل: فيزياء البلازما، الفيزياء الفلكية وعلم الأحياء الإشعاعي، ينتج عن هذا التفاعل عدة آليات ذرية أساسية تساعد في دراسة وتحليل الأطياف الذرية على سبيل المثال الآليات الأولية للتفاعل (التصادم، التأين، الإثارة، إعادة التركيب بأنواعه) والتي تحدث خلال تشكل الأجسام الكونية، والإشعاع الكلي الناتج عن البلازما الفلكية والذي ينتج من تراكب جميع العمليات الإشعاعية التي تعتمد على الأهمية النسبية للموجة ودرجات كثافة الجسيمات المشحونة الذي يشع البلازما [1-4]. سنتعرف في هذا الفصل على المطيافية ومختلف العمليات الذرية الأساسية في البلازما، ودراسة مختلف القوانين ونماذج التوازن التي تسمح بتشخيص ونمذجة البلازما.

2-1 البلازما الساخنة المنتجة داخل المخبر

البلازما الساخنة (البلازما الحرارية) هي بلازما تامة التأين وتعد الوسط الملائم الذي يمكن أن يحدث فيه الاندماج النووي. لقد كان الاتحاد السوفياتي سابقاً في إنشاء معجلات التوكاماك الذي تتراوح فيه درجة الحرارة بين المئات إلى عدة ملايين كالفن، ثم تبعته دول أخرى في هذا المضمار نذكر مفاعل البلازما الاندماجي مثل جهاز JET الموجود ببريطانيا TFTR بالولايات المتحدة JT-60 باليابان والعديد من الأجهزة ذات الأنظمة المختلفة مثل نظام الاحتواء المغناطيسي للبلازما الذي يستخدم مغناط ضخمة ونظام الاحتواء القصوري الذاتي الذي يعتمد على أشعة الليزر، في كثير من الدول التي يعمل على تطويرها لأجل الحصول على الطاقة الكهربائية بشكل اقتصادي من التفاعلات الاندماجية [5].

1-2-1 إنتاج البلازما

يمكن إنتاج البلازما برفع درجة حرارة المادة أين يتم الحصول على تأين كسري مرتفع بشكل معقول. في ظل ظروف التوازن الديناميكي الحراري، درجة التأين ودرجة حرارة الإلكترون ترتبطان ارتباطاً وثيقاً. يتم إعطاء هذه العلاقة من خلال معادلة Saha [6]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2 \frac{Z_i}{Z_a} \left(\frac{2\pi m_e K_B T}{h^2} \right)^{3/2} e^{\left(-\frac{E_{ion}}{K_B T} \right)} \quad (I.1)$$

حيث أن:

n_i : كثافة الذرات المتأينة (الأيونات) (cm^{-3}).

n_e : كثافة الإلكترونات (cm^{-3})، n_a : كثافة الذرات (cm^{-3}).

T : درجة الحرارة النظام (K)، K_B : ثابت بولتزمان.

m_e : كتلة الإلكترون، h : ثابت بلانك.

E_{ion} : طاقة التأين للذرة.

Z_a و Z_i : هما على التوالي دالة تقسيم الأيونات والذرات.

يمكن أيضا إنتاج البلازما من خلال عمليات التأين التي ترفع درجة التأين أعلى بكثير من قيمة توازنها الحراري، هناك طرق عديدة ومختلفة لتكوين البلازما في المختبر. واعتمادا على الطريقة، قد يكون للبلازما كثافة عالية أو منخفضة، درجة حرارة عالية أو منخفضة، قد تكون ثابتة أو عابرة أو مستقرة أو غير مستقرة إلخ.

فيما يلي وصف موجز يتم من خلاله تقديم أكثر العمليات المعروفة للتأين الضوئي والتفريغ الكهربائي في الغازات.

◀ في عملية التأين الضوئي: يحدث التأين عن طريق امتصاص الفوتونات الساقطة التي تساوي طاقتها التأين أو تفوق طاقتها إمكانية امتصاص الذرة. يتم تحويل الطاقة الزائدة للفوتون إلى طاقة حركية الزوج إلكترون-أيون المتكون. على سبيل المثال، الطاقة الكامنة للتأين للإلكترون الخارجي للأوكسجين الذري هي 13.6eV، والتي يمكن توفيرها عن طريق إشعاع بطول موجة أصغر من حوالي 91nm، أي في الأشعة فوق البنفسجية البعيدة. يمكن أيضا أن يكون التأين ناتجا عن الأشعة السينية أو أشعة جاما، والتي لها أطوال موجية أصغر بكثير.

◀ تفريغ الغاز (في التفريغ الكهربائي للغاز): يتم تطبيق مجال كهربائي عبر الغاز المتأين، مما يسرع الإلكترونات الحرة حيث ينتج طاقات عالية بما يكفي لتأين ذرات أخرى عن طريق الاصطدامات. إحدى سمات هذه العملية هي أن ينقل المجال الكهربائي المطبق الطاقة بشكل أكثر كفاءة إلى الإلكترونات من الأيونات الثقيلة نسبيا.

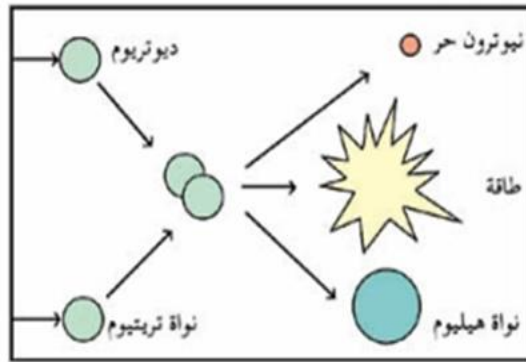
عندما يتم إيقاف تشغيل المصدر المؤين، ينخفض التأين تدريجياً بسبب إعادة التركيب حتى تصل إلى قيمة التوازن بما يتوافق مع درجة حرارة الوسط. في المختبر، تحدث إعادة الدمج عادة بسرعة كبيرة بحيث تختفي البلازما تماماً في جزء صغير من الثانية.

فيما يلي نعرض أهم مجالات العملية التطبيقية للبلازما:

2-2-1 انصهار نووي حراري محكوم

أهم تطبيق للبلازما من صنع الإنسان هو في السيطرة على تفاعلات الاندماج النووي الحراري، والتي تنطوي على إمكانات هائلة لتوليد الطاقة.

الاندماج النووي هو العملية التي يتم بواسطتها اتحاد النوى لتكوين نواة أثقل، وتكون الكتلة النهائية الكلية أقل من الكتلة الأولية، ويظهر فرق الكتلة (Δm) على شكل طاقة (ΔE) وفقاً لقانون أينشتاين الشهير: $\Delta E = (\Delta m)c^2$ ، حيث تشير c لسرعة الضوء، وتفاعل الاندماج النووي هو مصدر الطاقة في النجوم بما فيها الشمس [5]. في الاندماج النووي للهيدروجين، تشمل التفاعلات الرئيسية على نظائر الديوتيريوم (H_2) والتريتيوم (H_3) للهيدروجين الشكل (1-1).



الشكل (1-1): الاندماج النووي.

المشكلة الأساسية في تحقيق الاندماج هو توليد بلازما عند درجات حرارة عالية جداً وتبقى جزيئاتها معاً لفترة طويلة تكفي لعدد كبير من تفاعلات الاندماج. والحاجة لدرجات حرارة عالية تأتي من حقيقة أنه من أجل الخضوع للانصهار، يجب أن تقترب النوى الموجبة الشحنة من بعضها، والتي تتطلب طاقة حركية كافية للتغلب على التنافر الإلكترونيستاتيكي كولوم، ويمكن تقديرها فقط للجسيمات الساقطة ذات الطاقات فوق 10 KeV على الأقل. وهذا يعني أن البلازما يجب أن تحتوي على درجات حرارة تساوي 10^8 K. تم اقتراح وبناء العديد من أنواع مخططات الاحتواء لتكوين المجال

المغناطيسي، ويمكن تصنيف الجهود التجريبية الرئيسية لتحقيق ظروف الاندماج للبلازما في أربعة أنظمة:

(أ) أنظمة مفتوحة (مرايا مغناطيسية) ؛ (ب) أنظمة مغلقة (توروس) ؛ (ج) أنظمة خطية ؛ (د) اندماج الحبيبات بالليزر.

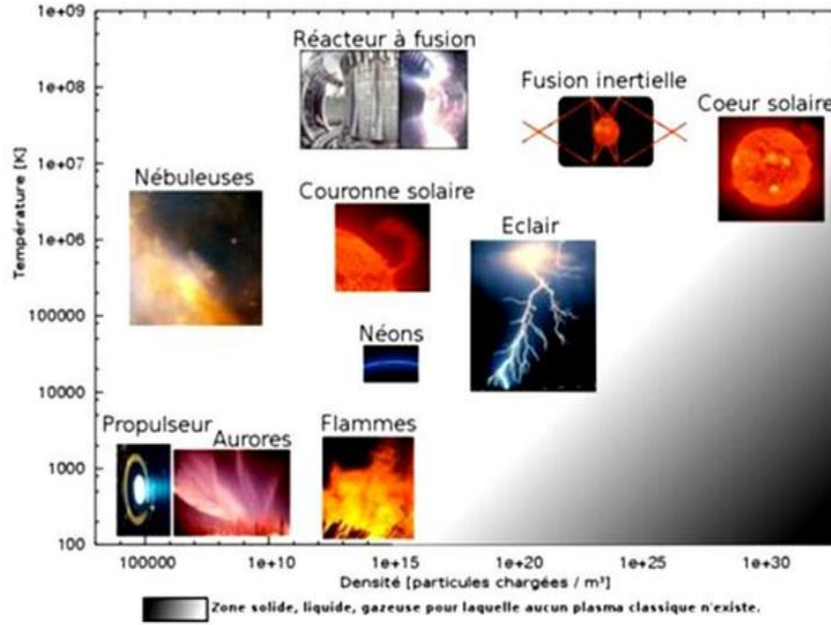
3-1 البلازما الطبيعية

تعد الشمس أول ما شوهد من البلازما بالنسبة للبشر منذ آلاف السنين قبل اكتشاف العالم إرفينغ لانغموير (Irving Langmuir) لمصطلح البلازما الذي استخدم للمرة الأولى سنة 1923م للدلالة على غاز مضيء يحوي إلكترونات وعدة أنواع من الأيونات وبعض الذرات المتعادلة كهربائياً [6]. لقد كانت الملاحظات الأولى حول الغاز المؤين حول الأرض قد درست من قبل أوليفر هيفيسايد (Oliver Heaviside) منذ أكثر من 100 سنة حيث افترض وجود طبقة حول الأرض وعلى ارتفاع 300-400 كم ذات غاز مؤين عالي الكثافة تعكس أمواج الراديو، وقد عرفها باسم الأيونوسفير، وقدم شرحاً يفيد أن مصدر هذه الطبقة هو الأشعة فوق البنفسجية والأشعة X الصادرة عن الشمس. وقد بينت الأبحاث أن 99% من الكون في حالة بلازما، بدءاً من الشمس والنجوم الساخنة بما يكفي لتكون تقريباً متأينة بالكامل مع كثافة هائلة ($N_e \simeq 10^{33} \text{ m}^{-3}$) إلى كواكب ورياح شمسية. وابتداءً من علو حوالي 60 Km من الشمس، تغمر الغلاف الجوي مجموعة متنوعة من الإشعاع فوق البنفسجي الذي يمتصه الغاز الموجود في الغلاف الجوي، وخلال هذه العملية تستقبل أعداداً كبيرة من جزيئات الهواء والذرات ما يكفي من الطاقة لتصبح متأينة، وينشأ عن الإلكترونات الحرة والأيونات الموجبة تشكل طبقة الأيونوسفير [8,9].

إن الحد الأقصى لكثافة التأين تحدث في المنطقة F من الأيونوسفير من علو حوالي 350 Km، حيث $N_e \simeq 10^{12} \text{ m}^{-3}$ و $N_n \simeq 3.3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ، وبالتالي تكون درجة التأين في حدود 10^{-2} . عند ارتفاعات أعلى من ذلك، يكاد يكون الهواء متأيناً تماماً، ويهيمن على حركة الجسيمات المشحونة الحقل المغناطيسي للأرض، في منطقة تعرف باسم المغنيتوسفير [9]. إذن البلازما الحالة الغالبة في هذا الكون الفسيح لأن أغلبه متأين، ويمكن تقسيمها إلى (انظر الشكل (1-2)) [5,8,9]:

◀ بلازما طبيعية كونية: مثل الشمس، النجوم، الرياح الشمسية، سديم المجرات، المذنبات، الفراغ الكوني...

بلازما طبيعية أرضية: وهي محصورة على مستوى الكرة الأرضية مثل البرق، الصواعق، الشفق القطبي، طبقة الأينوسفير... .



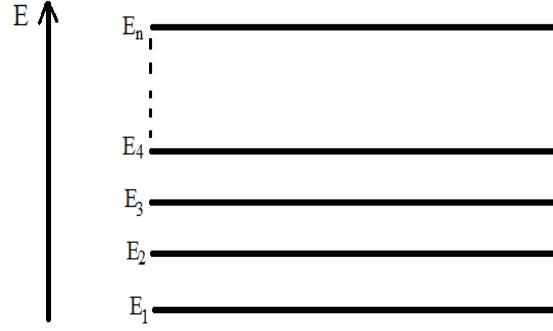
الشكل (2-1): مختلف أشكال البلازما.

4-1 الأطياف الذرية:

أظهرت الأبحاث المنجزة في عام 1859 بين الباحثين "Gustav Kirchhoff" و "Robert Bunsen" أن الذرات هي من يمتص أو يبعث الضوء، كل عملية امتصاص أو انبعاث للضوء يعطي طيف للذرة وهذا الطيف هو بصمة لها لأن كل الذرات يمكن التعرف عليها من خلال طيفها [10]. حيث يتكون خط الطيف من مجموعة خطوط المنفصلة، تنشأ هذه الخطوط من الانتقالات بين الحالات المنفصلة داخل الذرة. إن دراسة نظرية الأطياف الذرية تتطلب معرفة ودراسة مستويات الطاقة ومختلف التحولات الذرية.

1-4-1 مستويات الطاقة:

جميع الذرات لديها سلسلة من مستويات منفصلة تسمى مستويات الطاقة. ويستند مفهوم سوية الطاقة إلى التشابه بين الطاقة المستقرة والطاقة الكامنة لجسم ما عندما يكون على ارتفاعات مختلفة. ويبين الشكل (3-1) مخطط لمستويات الطاقة حيث نرملها بخطوط أفقية تفصل بينها قيم تتناسب مع الاختلافات في قيم الطاقة والموافقة للحالات المستقرة [11-13].



الشكل (3-1): رسم تخطيطي يوضح مستويات الطاقة داخل الذرة.

2-4-1 الانتقالات الذرية:

تحدث الانتقالات الذرية بين مستويات الطاقة المختلفة، ويتم تمثيل الانتقالات بين مستويين على مخطط طاقة بواسطة خطوط تربط بين خطوط أفقية، وبالتالي يتناسب فرق الطاقة (ΔE) بين مستويين للطاقة مع تردد، أو الطول الموجي وذلك من خلال علاقة بلانك التالية [12-14]:

$$\Delta E = E_j - E_i = h\nu_{ij} \quad (I.2)$$

$$\bar{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} \quad (I.3)$$

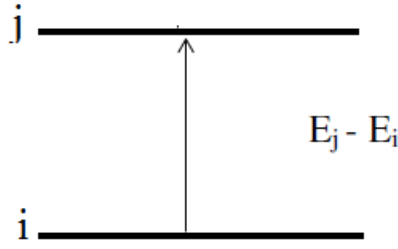
ΔE : الفرق الطاقي الموافق للانتقال.

E_i : طاقة المستوي الذري i ، E_j طاقة المستوي الذري j .

h : ثابت بلانك.

ν_{ij} : تردد الإشعاع.

يحدث الانتقال الموضح في الشكل (4-1) نتيجة التفاعل بين الإشعاع والإلكترونات الذرية، حيث أن عدد الفوتونات يتغير نتيجة لهذه الانتقالات ويكون هذا الانتقال مصحوب بامتصاص أو انبعاث للطاقة على شكل أشعة.



الشكل (4-1): الانتقالات الذرية بين المستويات الطاقة.

5-1 شدة الخطوط الطيفية:

إن الانتقال من مستوى طاقة منخفضة إلى مستوى طاقة أعلى آخر يزيد من طاقة المجموعة الذرية التي تمتص فوتون، وسيؤدي الانتقال من مستوى مرتفع إلى مستوى منخفض آخر إلى انخفاض في طاقة المجموعة الذرية أي انبعاث فوتون. تتعلق شدة كل خط طيفي معين باحتمال انتقالات مختلفة بين المستويات الطاقة التي لها نفس التواتر، وبعدد المجموعات الذرية في مختلف الأوضاع المستقرة، أي بإسكان مختلف سويات الطاقة وتعطى عبارة الشدة بـ:

$$I = N \cdot A \cdot h\nu_{ij} \quad (I.4)$$

حيث أن

I : شدة الخط الطيفي.

N : عدد الذرات في إحدى المستويات الطاقة.

A : معامل أينشتاين للانبعاث التلقائي.

وعليه فإن شدة طيف الامتصاص تتعلق بإسكان السويات المنخفضة، بينما شدة طيف الانبعاث تتعلق بإسكان السويات المرتفعة. حيث أن إسكان السويات يتعلق بوجود أو عدم وجود التوازن الترموديناميكي الموافق لدرجة حرارة معينة فإن إسكان السويات يتناقص كلما زادت طاقة هذه السويات وذلك وفقا لقانون ماكسويل- بولتزمان التالي [15، 16]:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \cdot e^{-(E_i - E_j)/K_B \cdot T} = \frac{g_i}{g_j} \cdot e^{-(h\nu_{ij})/K_B \cdot T} \quad (I.5)$$

حيث أن:

$h\nu_{ij}$: عدد الذرات في المستوى.

$g_{i,j}$: الوزن الإحصائي.

K_B : ثابت بولتزمان.

T : درجة الحرارة.

6-1 تعريض الخطوط الطيفية:

تعريض الخطوط الطيفية المنبعثة من البلازما هي أداة مهمة لدراسة انبعاث الأيونات، وهو بسيط يستخدم لإعطاء معلومات عن درجة الحرارة المحلية والكثافة التي لا يمكن الحصول عليها من خلال وسائط أخرى. خطوط طيفية ناتجة عن الامتصاص أو الانبعاث في المواد المشعة ترتبط بتردد الانتقال، أي أن الخطوط الطيفية لديها نفس توزيع الترددات [17، 14].

يتم تعريف عرض الخط باستخدام وحدة التردد على أنه الفرق بين الترددات $\delta\nu$. ومن منحنى الخط الطيفي الموضح في الشكل (5-1)، نلاحظ أن أكبر عرض للخط يوافق منتصف الكثافة، ويعطى عرض الخط عموماً بوحدة التردد كما يلي:

$$\omega = 2\pi\nu \Rightarrow \delta\omega = 2\pi\delta\nu \quad (I.6)$$

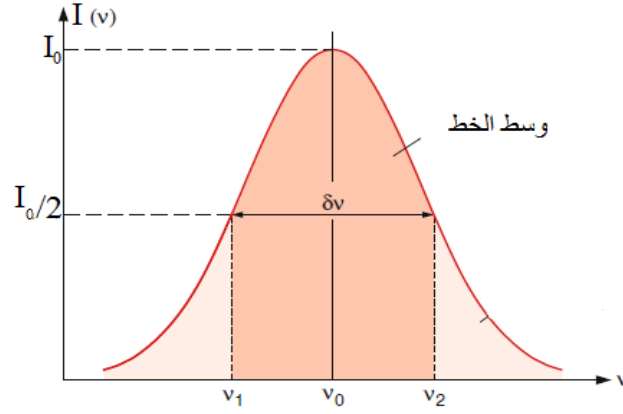
أو باستعمال وحدة الطول الموجي λ حيث:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \delta\nu = \left(\frac{-c}{\nu^2}\right) \delta\nu = \left(\frac{-\lambda}{\nu}\right) \delta\nu \quad (I.7)$$

كما أنه يوجد العديد من العوامل التي تؤدي إلى تعريض الخطوط و عليه يمكن تصنيفها إلى أربع

فئات:

- التعريض بواسطة الإشعاع: التعريض الطبيعي.
- التعريض بواسطة فعل دوبلر.
- التعريض بواسطة التصادم.
- تعريض ستارك.



الشكل (5-1): شكل خط الطيف.

1-6-1 التعريض الطبيعي:

يعتبر التعريض الطبيعي أبسط آلية لتعريض (توسيع) الخطوط الطيفية، وهو يتعلق بمدة حياة الذرات في المستوى خلال المرحلة الانتقالية، حيث أنه تزيد أو تنقص نسبة إكسان هذه السويات بسبب الامتصاص أو الانبعاث التلقائي، حيث أنه في حالة الانبعاث التلقائي لدينا [10]:

$$\frac{dN_j}{dt} = -A_{ij} \cdot N_j \quad (I.8)$$

مع العلم أن: $A_{ij} = \frac{1}{\tau_i}$ ، τ_i : مدة الحياة في المستوى i.

حسب مبدأ الارتياح لهيزنبرغ لدينا:

$$\Delta E \cdot \tau = \hbar \Rightarrow \Delta E = \frac{\hbar}{\tau} \quad (I.9)$$

مع العلم أنه لدينا:

$$\Delta v = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\hbar}{\tau \cdot h} = \frac{h}{2\pi \cdot \tau \cdot h} \Rightarrow \Delta v = \frac{A}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \quad (I.10)$$

2-6-1 تعريض دوبلر:

ينشئ تعريض دوبلر للخطوط الطيفية عن طريق تحديد توزيع الترددات من خلال تحديد توزيع سرعة الذرات المتحركة أو من خلال تحديد توزيع السرعة الحرارية. من المعلوم أنه في حالة انبعاث أو امتصاص الأشعة فإن الجزيئات (الذرات أو الأيونات...) تتحرك حركة مستمرة، وعند انبعاث

الإشعاع فإن المطياف (المراقب) يقيس ترددات مختلفة حيث أن هذه الترددات المقاسة تعتمد على السرعة النسبية للذرات بالنسبة للمراقب ويظهر ذلك في معادلة دوبلر التالية [12]:

$$v = v_0 \left(1 + \frac{V_x}{c} \right) \Rightarrow \Delta v = \frac{v_0 \cdot V_x}{c} \quad (\text{I. 11})$$

حيث أن Δv : تعريض الخط.

V_x : سرعة الذرة في اتجاه المراقب.

وفي حالة التوازن الحراري فإن توزيع سرعة الذرات تتبع توزيع ماكسويل بولتزمان:

$$f_{V_x}(V_x) dV_x = \left(\frac{m}{2\pi T_e} \right)^{1/2} e^{\left(-\frac{mV_x^2}{2T_e} \right)} dV_x \quad (\text{I. 12})$$

حيث أن T_e : درجة حرارة الوسط.

m : كتلة الذرات.

$f(V_x)$: دالة توزيع السرعة.

من قانون السرعة الحرارية لدينا:

$$kT = \frac{1}{2} mV^2 \rightarrow V = \sqrt{(2kT/m)} \rightarrow \Delta v = v_0 \sqrt{(2kT/m)}/c \quad (\text{I. 13})$$

ومنه فإن تعريض دوبلر يتناسب مع درجة حرارة الوسط، وإن شكل خط في هذا التعريض هو غاوسي وغير متجانس.

3-6-1 التعريض بواسطة التصادم:

ينتج هذا التعريض عن التفاعل والتصادم المرن بين الذرات التي تنبعث منها أشعة كهرومغناطيسية. ويسبب التصادم انقطاع الإشعاع المنبعث من الذرة ويستمر هذا الانقطاع لفترة قصيرة جدا حوالي (10^{-13} ثانية) مما يسبب إحداث قفزات عشوائية في الطول الموجي، والنتيجة النهائية لهذه التصادمات هي التعرض في نطاق الترددات المنبعثة من ذرات المتصادمة حول التردد الأصلي (v_0) وفي هذه الحالة فإن الدالة التي تعطي شكل الخط الطيفي هي:

$$g(v) = \frac{\Delta v}{2\pi} \frac{1}{(v - v_0)^2 + (\Delta v/2)^2} \quad (\text{I. 14})$$

والشرط الأساسي لتحقيق هذه المعادلة هو أن يكون الزمن بين التصادمات أكبر بكثير من زمن التصادم نفسه أي أن $(T_c \gg t_c)$.

حيث أن T_c : الزمن بين الاصطدامات.

t_c : زمن الاصطدام.

ويعطى التعريض في الخط الطيفي بالعلاقة التالية:

$$\Delta\nu = v_{coll}/2 \quad (I.15)$$

حيث v_{coll} : معدل التصادم.

4-6-1 تعريض ستارك:

ينتج هذا التعريض من تأثير الحقول الكهروستاتيكية المحلية الناتجة عن الأيونات التي انقسمت وغيّرت مستوياتها الطاقوية بعدد من مستويات الطاقة القريبة جدا. وينتج كذلك عندما يكون زمن التفاعل بين المضطرب والمشع أكبر من زمن بين تصادمين حيث المضطرب عبارة عن أيون سرعته أقل بكثير من سرعة الإلكترونات ويصبح لهذا التعريض أهمية في حالة البلازما شديدة التأين. إن الآلية الأساسية لهذا التعريض هو الحقل الكهروستاتيكي المتولد بين المضطرب والمشع، حيث يضاف هذا التفاعل بين المضطرب والمشع إلى مؤثر الحد [13]:

$$H_{elec} = -\vec{F} \cdot \vec{d} \quad (I.16)$$

حيث أن $\vec{F}$: الحقل الكهروستاتيكي.

$\vec{d}$: عزم ثنائي القطب الكهربائي للأيون.

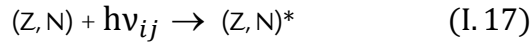
7-1 الآليات الذرية الأساسية في البلازما:

تحدث الآليات الذرية الأساسية نتيجة التفاعل بين مكونات البلازما (إلكترونات، أيونات وذرات، الفوتونات). إن انبعاث الإشعاع من البلازما ناتج عن حدوث إحدى الآليات الذرية الأساسية مثل العمليات الإشعاعية والعمليات التصادمية. وتتميز كل آلية بمعطيات ذرية خاصة كالمقاطع الفعالة ومعاملات معدل حدوث هذه العمليات.

1-7-I الانتقالات الإشعاعية:

ان الانتقالات بين مستويات الطاقة يزيد أو يقلل من طاقة المجموعة الذرية، وهذه الانتقالات تعطي أشعة نتيجة امتصاص أو انبعاث الطاقة [18].

• الامتصاص الإشعاعي: يحدث عندما تمتص ذرة كمية من الطاقة ($h\nu_{ij}$) ويتم إثارتها ونقلها من مستوى طاقة (E_i) الذي كانت فيه إلى مستوى أعلى (E_j) كما تمثل في الشكل (6-I) ويمكن تمثيله بالمعادلة التالية:



(Z, N): ذرة في حالة أساسية من العدد الذري Z، N: عدد الإلكترونات.

(Z, N)*: ذرة في الحالة المثارة.

تعطى كثافة الإشعاع التي تمتصها ذرة في المستوى i للقفز إلى مستوى j بالعلاقة:

$$N_i h\nu_{ji} B_{ij} \rho_\nu \quad (I. 18)$$

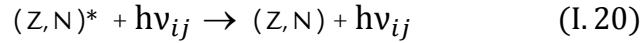
حيث N_i : عدد الذرات في حالة i، و ρ_ν : كثافة اشعاع لتردد ν .

B_{ij} يسمى معامل اينشتاين للامتصاص ويعطى بـ [18]:

$$B_{ij} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_{ji}^3} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} \quad (I. 19)$$

حيث g_i و g_j هي الوزن الإحصائي، وتعرف أيضا معامل التحلل، في حالتين i و j على التوالي.

• الانبعاث التلقائي والمعرض (المحفز): عندما تكون ذرة في حالة مثارة، فإنها تعود من المستوى j أي عندما تكون ذرة في حالة إثارة منبعثة كمية من الطاقة $h\nu_{ij}$ الى مستوى اقل i (أساسي) كما تمثل في الشكل (6-I) وتمثل بالتفاعل التالي:



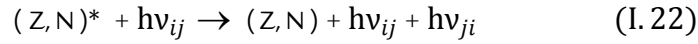
تعطى كثافة طيف انبعاث من مستوى j الى مستوى i بالعلاقة [14]:

$$N_j h\nu_{ji} A_{ji} \quad (I. 21)$$

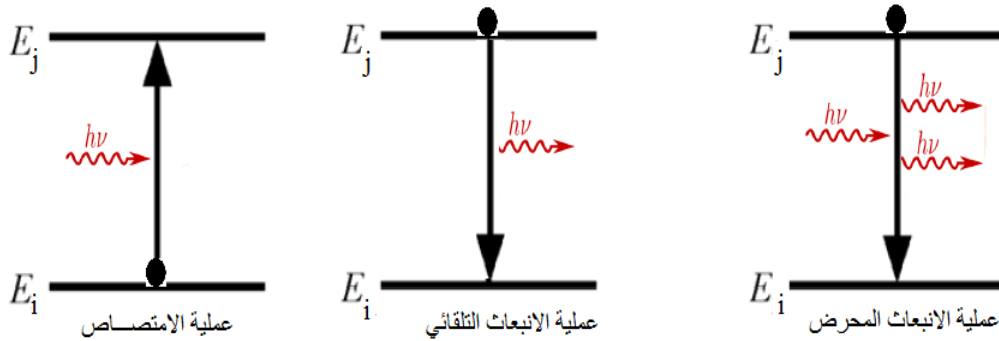
حيث N_j : عدد ذرات في الحالة j لكل وحدة حجم، $h\nu_{ji}$: تعطي فرق الطاقة بين مستويات.

A_{ji} يسمى معامل اينشتاين للانبعاث التلقائي، ويعطي عدد انتقالات ذرة في ثانية من حالة j مثارة الى حالة أساسية i . وهذه كمية مهمة لقياس احتمال حدوث انتقال معين.

يحدث انبعاث محفز وغير تلقائي عندما تكون ذرة في حالة مثارة j يمكنها امتصاص كمية من الطاقة $h\nu_{ij}$ وعند عودة الى المستوى الاساسي i تبعث كميتين من الطاقة كما هي ممثلة في الشكل (6-1) وتمثل بالتفاعل الآتي:



ويوضح الشكل (6-1) مختلف الانتقالات الإشعاعية التي تحدث على المستوى الذري.



الشكل (6-1): وصف مختلف الانتقالات الإشعاعية.

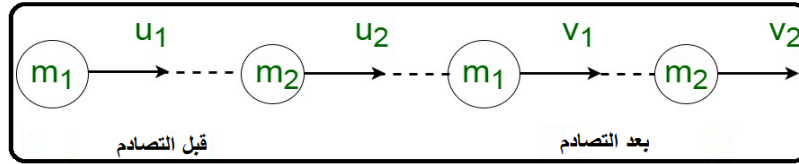
2-7-1 التصادم:

إن ظاهرة تصادم الأجسام من أهم الظواهر الفيزيائية، لأن من خلالها يحصل تبادل طاقة والدفع الزاوي...، معظم التصادمات تنطوي على جسمين إذ أن أغلب التصادمات هي تصادمات ثنائية. في الأساس ظواهر التصادم الذري تحدث بين الجسيمات الأولية (الفوتونات، الإلكترونات،...) والنظام الذري (ذرة، أيون، جزيء) أو بين نظامين ذريين، ويوجد نوعين من التصادمات المرنة وغير المرنة [19].

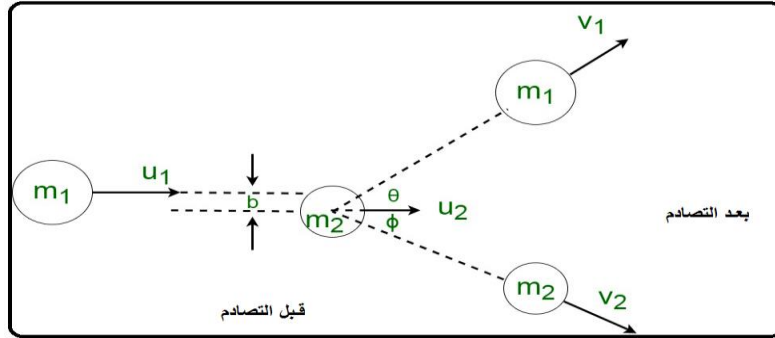
• التصادم المرن:

يقال أن هناك تصادم مرن عندما يبقى عدد الجسيمات ثابت والطاقة الداخلية للجسيمات لم تتغير قبل وبعد الصدمة، بعبارة أخرى الجسيمات لا تشوه أو تغير طبيعتها.

التصادمات المرنة هي الآلية الرئيسية لتبادل الحركة بين الجسيمات، وهي تحدد معاملات النقل مثل: التنقل الكهربائي أو معاملات النشر. هناك نوعين من التصادمات: المرنة أحادية البعد وثنائية البعد كما هي مبينة في الشكل (7-1) والشكل (8-1) على التوالي.



الشكل (7-1): تصادم مرن أحادي البعد.



الشكل (8-1): تصادم مرن ثنائي البعد.

• التصادم غير المرن:

يقال أن التصادم غير مرن عندما تحول جزء من الطاقة الحركية الأولية للنظام إلى أشكال أخرى من الطاقة، ثم يصاحب التصادم تغير في الطاقة الداخلية وتغيير في عدد الجسيمات بعضها يمكن أن تنشأ عن تجزئة أو تكافؤ الطاقة الكلية، نتيجة هذا يتعرض الجسيم الهدف (ذرة أو جزيء) للإثارة أو تأين خلال تصادم غير مرن.

3-7-1 التأين:

التأين هو عبارة عن عملية تتحول فيها الذرة أو الجزيء إلى أيونات وذلك بإضافة أو إزالة جسيمات مشحونة مثل الإلكترونات أو أيونات أخرى. يوجد نوعين للتأين (المباشر وغير المباشر)، وهناك عدة آليات لحدوث التأين، نذكر منها التأين بالصدم الإلكتروني. إن احتمال حدوث عملية التأين يعتمد على طاقة الإلكترون في الذرة و طاقة التأين. إذا ورد إلى وسط جسيمات بطاقة كافية يمكن للإلكترونات المقيدة ضمن مداراتها امتصاص قدرًا محددًا من الطاقة يسمح لبعضها بالتغلب على القوة الجاذبة التي تربطها بالنواة والانفلات من مداراتها والانفصال عن الذرة فنقول أن الذرة تأينت، ويمكن للإلكترون أن يترك الذرة، فإذا تركها إلكترون واحد حصلنا على أيون مشحون بشحنة إيجابية واحدة، وإذا تركها إلكترونين حصلنا على أيون مشحون بشحنة إيجابية مضاعفة وهكذا، لكن الطاقة اللازمة أو الكمون اللازم لهذه العملية يزداد لأنه كلما ازداد عدد الإلكترونات التي تفقدها الذرة ازدادت طاقة الإلكترونات المتبقية [21,20].

هناك أنواع للتأين:

1.3.7.1 التأين بواسطة الفوتونات:

التأين الضوئي أو التأين الإشعاعي هو عبارة عن امتصاص فوتون طاقته ($h\nu$) من طرف أيون، ويتم تحرير إلكترون بحيث أن طاقة الفوتون أكبر من طاقة التأين للأيون ويعبر عن ذلك بالعلاقة التالية [22]:

$$(Z, N) + h\nu \rightarrow (Z, N-1) + e^- \quad (I. 23)$$

2.3.7.1 التأين بالتصادم الإلكتروني:

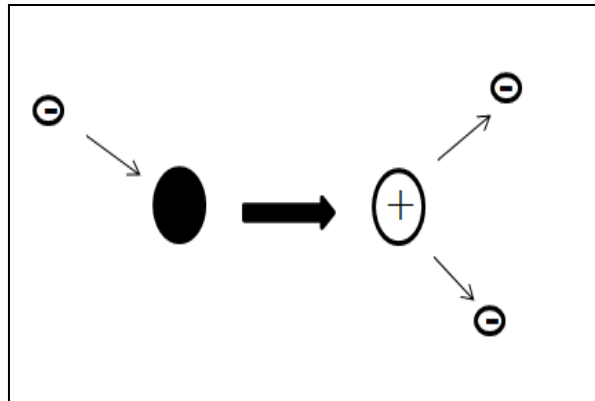
يعتبر التأين لذرة أو أيون أو جزيء عن طريق التأثير الإلكتروني من أهم عمليات التصادم الإلكتروني وتسمى العملية العكسية لها بإعادة التركيب ثلاثة الأجسام، وتحدث هذه العملية المبينة في الشكل (9-1) نتيجة تفاعل بين الإلكترون والذرة لتعطي زوج أيون - إلكترون حر، هذا التفاعل يضمن نقل الطاقة وكمية الحركة بين الإلكترونات، يجب أن تكون طاقة الإلكترون الوارد أعلى من طاقة التأين للذرة، ويمكن التعبير عن هذه الظاهرة بالمعادلة التالية [26،22،21]:

$$(Z, N) + e^- \rightarrow (Z, N-1) + e^- + e^- \quad (I. 24)$$

في حالة تفاعل أيون مع إلكترون حر ينتج تحرير إلكترون آخر من أيون الهدف.

$$X^{z+} + e^- \rightarrow X^{(z+1)} + e^- + e^- \quad (I. 25)$$

ويوجد نوعين للتأين بالتصادم الإلكتروني، تأين مباشر وتأين غير مباشر.



الشكل (9-1): عملية التأين بالتصادم الإلكتروني.

■ التآين المباشر:

تحدث عملية التآين عن طريق التأثير الإلكتروني المباشر عند تشتت الإلكترون الوارد ويتم تحرير واحد من الإلكترونات المرتبطة مباشرة عند التفاعل، وفي هذه الحالة يجب أن تكون طاقة الإلكترون الوارد أكبر من طاقة ربط الإلكترون المحرر من الأيون أو الذرة، إذا كانت الطاقة الحركية للإلكترون الوارد كبيرة بما فيه الكفاية لاقتلاع إلكترون من الطبقة الداخلية هذا يؤدي إلى أيون أو الذرة في حالة مثارة [25-23].

■ التآين غير المباشر:

تحدث هذه العملية عندما تكون طاقة الإلكترون الوارد عالية، فيثار إلكترون ينتهي إلى الطبقة الفرعية الداخلية لأيون أو الذرة الهدف، وهذا يؤدي إلى أيون أو الذرة في الإثارة المضاعفة، والتي يمكن أن يتبعها تآين تلقائي، وهذا يتطلب أن تكون طاقة الإلكترون الوارد أكبر أو مساوية لطاقة التآين الأولى للأيونات أو الذرات. ولقد درست هذه العملية منذ منتصف عام 1960 تلعب هذه العملية دورا حاسما في تحديد حالة التآين في البلازما الساخنة [27-23].

4.5.1 الإثارة:

عندما تكتسب ذرة كمية محددة من الطاقة التي يمتصها أحد الإلكترونات الداخلية في الذرة تكفيه للقفز إلى مدار خارجي ذو سوية طاقة أعلى، وبذلك تنتقل من حالتها المستقرة إلى حالة جديدة مثارة عندها نقول أن الذرة قد تعرضت لعملية تهيج أو إثارة، أما الإلكترون فتزداد طاقته الكامنة بعد هذا الانتقال [28-26].

يمكن أن تحدث إثارة للذرات بالطرق الآتية:

1.4.7.1 الإثارة بواسطة فوتونات:

تتم الإثارة بواسطة الفوتونات بتعريض المادة المراد إثارتها لإشعاع معروف التركيب يكون عادة مؤلفا من مجموعة معينة من إشعاعات وحيدة اللون، أو بعبارة أخرى إعطاء المجموعات الذرية دفعات محددة تماما من الطاقة مساوية لـ $h\nu$ ، وتتميز الإثارة الضوئية بإمكانية إيقافها في لحظة معينة، وهذا ما يسمح بدراسة الإصدار غير الحراري الحاصل بعد وقف الإثارة أي ما يسمى بالإضاءة بلا حرارة، وبالضبط دراسة مدة الحياة وقوانين التخماد، إن الإصدار الذي يملك إثارة لاحقة ذات مدة حياة صغيرة يسمى استشعاع أو ما يعرف بإضاءة الإشعاع، أما الذي تمتد إثارته اللاحقة لمدة

طويلة فيسمى الوميض الفسفوري أو إصدار ضيائي وهو حالة انتقال مشع يكون فيه تواتر الضوء الممتص نفس تواتر الضوء الصادر [26].

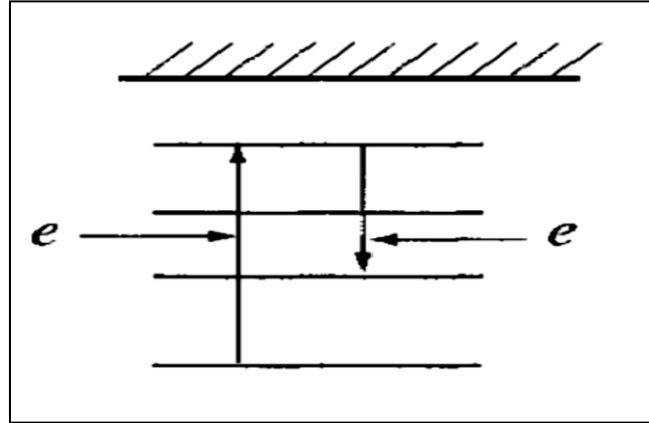
$$(Z, N) + h\nu \rightarrow (Z, N)^* \quad (I. 26)$$

2.4.7.1 الإثارة بالتصادم الإلكتروني:

في حالة الإثارة يعطي الإلكترون الساقط جزءا من طاقته إلى الذرة أو الأيون لتنتقل بذلك إلى حالة أعلى للطاقة، العملية العكسية لها هي العودة من الإثارة كما هو موضح في الشكل (10-1) ومن خلال التفاعل التالي [28،27،22]:

$$(Z, N) + e^- \leftrightarrow (Z, N)^* + e^- \quad (I. 27)$$

$$X^{Z+} (i) + e^- (\epsilon_i) \rightarrow X^{Z+} + e^- (j) + e^- (\epsilon_j) \quad (I. 28)$$



الشكل (10-1): عملية الإثارة بالتصادم الإلكتروني والعملية العكسية لها.

3.4.7.1 الإثارة بواسطة الذرات أو الأيونات:

بفرض أن الذرة ذات كتلة هي في حالة سكون وأن ذرة أخرى واردة ذات كتلة وبتاقة حركية عندئذ يحصل التفاعل الآتي:

$$A + B \rightarrow A + B^* \quad (I. 29)$$

من الواضح أن هذه الطاقة الحركية أكبر من الطاقة اللازمة في حالة الفوتونات أو الإلكترونات وذلك لأنه في حالة الذرات الواردة لا تكتسب الذرة الهدف إلا جزءا من الطاقة الواردة.

5.7.1 إعادة التركيب:

إعادة تركيب (إلكترون - أيون) تحدث في معظم الأحيان في الحالات المثارة، وذلك من خلال إلغاء إثارة الأيون وإعادته إلى الحالة الأساسية أو حالات شبه مستقرة وذلك في سلسلة من التحولات الإشعاعية وهناك عدة آليات لإعادة التركيب نذكر منها [29]:

■ إعادة التركيب الإشعاعي.

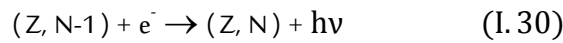
■ إعادة تركيب ثنائي الإلكترون.

■ إعادة تركيب ثلاث أجسام.

1.5.7.1 إعادة التركيب الإشعاعي:

التركيب الإشعاعي ينتهي إلى العمليات الإشعاعية الأساسية التي تميز تفاعل الإشعاع الكهرومغناطيسي مع الذرات أو الأيونات والانبعثات الإشعاعية الناتجة عن تصادمات الأيونات والإلكترونات، الذي كثيرا ما يستخدم في البحوث المتعلقة بالتفاعلات الإشعاعية والتصادمية الأساسية ولتشخيص البلازما كذلك [31,30,21].

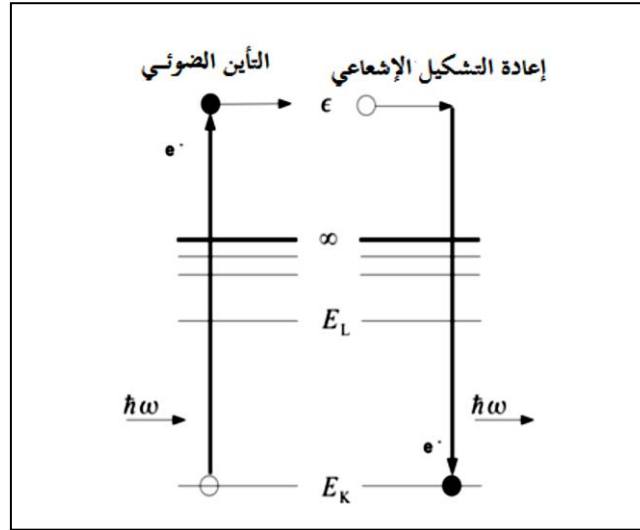
وتتمثل آلية إعادة التركيب الإشعاعي في التقاط إلكترون حر بواسطة أيون $(Z-1, N)$ ويتم إرسال فوتون طاقته $h\nu$ ويعبر عن هذه العملية كالتالي:



وبالتالي إعادة التركيب الإشعاعي يتوافق مع العملية العكسية للتأين الضوئي كما يبينه الشكل (I-11)، إن طاقة الفوتون المنبعث وفقا لمبدأ الحفظ على الطاقة يعطى بواسطة العلاقة التالية:

$$h\nu = E - X_Z \quad (I.31)$$

حيث X_Z : يمثل طاقة التأين لأيون إعادة تركيب.



الشكل (11-1): عمليتي إعادة التشكيل الإشعاعي والتأين الضوئي.

2-5-7-1 إعادة تركيب ثنائي الإلكترون:

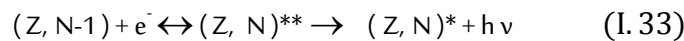
إن آلية إعادة تركيب ثنائي الإلكترون مهمة جدا في البلازما عالية درجة الحرارة، ولها دور كبير في زيادة فعالية الإلكترونات والأيونات لإعادة تشكيل البلازما، وتحدث عملية إعادة التركيب ثنائي الإلكترون على مرحلتين هما [26،20]:

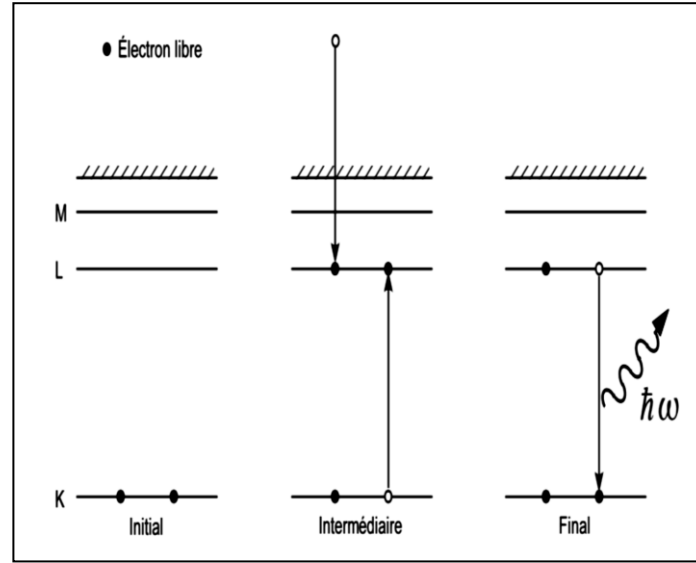
- التقاط (أسر): ويتصادم فيها الإلكترون الحر مع أيون طاقته الحركية أقل من طاقة الإثارة، وتتشكل الحالة المثارة على نحو مضاعف وهو عملية عكسية للتأين الذاتي التي يعود فيها النظام إلى حالته الأصلية كما موضحة في الشكل (12-1) أي تحدث إعادة التركيب كما يلي:



حيث $(Z, N)^{**}$: هي حالة إثارة مضاعفة.

- الاستقرار الإشعاعي: التي ينتقل فيها الأيون غير المستقر إلى حالة أكثر استقرارا إما بتأين تلقائي أو بانبعث فوتون كما هو مبين في الشكل (12-1) ويعبر عنه بالمعادلة التالية:

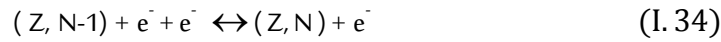




الشكل (12-1): عملية إعادة تشكيل ثنائي إلكترون.

3-5-7-1 إعادة تركيب ثلاث أجسام:

تحدث هذه العملية عندما يتفاعل اثنين من الإلكترونات الحرة في نفس الوقت مع الأيون، حيث يلتقط أحدهما من قبل الأيون أما الثاني ينتشر فيحمل الطاقة الإضافية، وهي العملية العكسية للتأين بالتصادم الإلكتروني ويعبر عنها وفق التفاعل التالي [21.20]:



إعادة تركيب ثلاث أجسام مهمة فقط في حالة البلازما الكثيفة (كثافة الإلكترون $n_e \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) لأن هناك احتمال كبير أن يقترب إلكترونين اثنين من أيون في نفس الوقت في حال كانت كثافة الإلكترونات كبيرة.

8-1 نماذج التوازن في البلازما:

البلازما هي وسط للعديد من العمليات الذرية الأولية من التصادم، إعادة التكوين الإشعاعي، إعادة التكوين الإلكتروني، الإثارة، والتأين. وللتفسير الصحيح للإشعاع الناشئ عن البلازما واستنتاج خواصه الفيزيائية، ينبغي اقتراح نماذج تعتمد على عدة معاملات من N_e الكثافة الإلكترونية و T_e درجة حرارة الإلكترونات. وهذه النماذج التقريبية تظهر في نموذج التوازن الحراري الكامل (ETC)، نموذج التوازن الحراري المحلي (ETL) والنموذج التاجي (CM) ونموذج التصادم الإشعاعي (CR)، حيث سنتعرض لهم تباعا بالتفصيل.

1-8-I نموذج التوازن الحراري الكامل (ETC) Complete thermodynamical equilibrium:

في البلازما يحدث تفاعل بين الجسيمات (الإلكترونات، الذرات، الأيونات، الفوتونات)، وينتج عن هذا التفاعل عدة عمليات ذرية إشعاعية وتصادمية. وعندما تكون كل عملية من هذه العمليات متوازنة، يمكن استبدال تفاصيل هذه العمليات بقوانين إحصائية بسيطة تستند إلى عدد صغير جداً من المعاملات المجهرية. في ظل هذه ظروف يقال أن البلازما في حالة توازن حراري كامل (ETC)، حيث تكون درجة الحرارة والضغط كافيتين لتحديد ذلك. ودرجات الحرارة الإلكترونية والأيونية والإشعاعية متساوية. ويصادف هذا الوضع في البيئات المحاطة بالجدران الحاجبة تماماً للإشعاع: أجسام سوداء. وفي أي حالة أخرى، فإن الإصدارات المشعة من المادة، وعدم ثبات الإسكان يحول دون الوصول إلى توازن حراري كامل [33،32].

2-8-I توازن الحراري المحلي (ETL) Local thermodynamical equilibrium:

ينطبق نموذج توازن الحراري المحلي على أنواع معينة من البلازما الثابتة، تلك التي تتميز بكثافة إلكترونية عالية وحرارة ضعيفة نسبياً. في نظام ETL تسيطر العمليات التصادمية على الإشعاعية، مما يؤدي إلى إضفاء الطابع الرسمي على الأيونات بواسطة الإلكترونات الحرة [34-36]. الشرط الخاص بنظام ETL المتعدد الأطراف يكتب كما يلي:

$$N_e \sum_{j < i} C_{ij} \gg \sum_{j < i} A_{ij} \quad (I. 35)$$

A_{ij} : احتمال الانتقال الإشعاعي من المستوى i إلى j ، C_{ij} : معدل إثارة.

وفي هذا النموذج تحدد كثافة الإسكان لجميع المستويات الذرية حصراً بواسطة العمليات الجماعية. في الواقع عندما تصبح كثافة الإلكترون عالية جداً $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ، فإن معدلات الإثارة للمستويات الذرية يحكمها مبدأ التوازن المفصل، وتكاد تكون ظاهرة الانبعاثات التلقائية غائبة. لدينا المساواة بين درجة حرارة الأيونات والإلكترونات الحرة $kT_e = kT_i$ ، لأن قابلية الرجوع الجزئي مكفولة للعمليات الجماعية التي هي أكثر احتمالاً بكثير من العمليات المضافة. ويمكن لنظام ETL أيضاً التوصل إلى مجال نسبي قوي ويسمى عندئذ التوازن الحراري المحلي بالنظام الإشعاعي.

يتم تعريف التوازن الترموديناميكي لنظام معزول بواسطة الحد الأقصى للإنتروبي S كما يلي:

$$\Delta S = \Delta(k \ln P(n_1, n_2, \dots, n_N)) = 0 \quad (\text{I. 36})$$

حيث P : هو احتمال توزيع الجسيمات N ، مع إسكان كل منها $n_1, n_2, \dots, n_N$.

سرعة الإلكترون الحر v التوزيع يتبع قانون ماكسويل:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} v e^{-mv^2/2kT_e} \quad (\text{I. 37})$$

وعلى العكس من ذلك إذا كانت الإلكترونات الحرة منحلة، فإنها تتبع توزيع فيرمي - ديراك.

يتوزع إسكان المستويين i وز من نفس الأيونات n_i و n_j وفقا لقانون بولتزمان:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\Delta E_{ji}/kT_e} \quad (\text{I. 38})$$

حيث ΔE_{ji} : هي الطاقة الانتقالية بين المستويات i و j ، و g_i و g_j : أوزان احصائية للمستوي i و j .

إن الإسكان الذري لمستويات أيونات مختلفة يتبع معادلات Saha - Boltzmann:

$$\frac{N_i^{Z+1}}{N_j^Z} N_e = 2 \frac{g_i^{Z+1}}{g_j^Z} \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{h^3} e^{-\Delta E_{ji}^{Z,Z+1}/kT_e} \quad (\text{I. 39})$$

حيث: $\Delta E_{ji}^{Z,Z+1}$ هي الطاقة الانتقالية بين المستويات i لحالة الشحنة $Z + 1$ و j لحالة الشحنة Z .

g_i^Z و g_i^{Z+1} : هي أوزان إحصائية.

وبافتراض وجود حقل إشعاع حراري عند درجة الحرارة kT ، يتم توزيع الفوتون بواسطة:

$$\rho(v) = \frac{8\pi h v^3}{C^3} \frac{1}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1} \quad (\text{I. 40})$$

ومع ذلك علينا أن نشير إلى أنه إذا كان التوازن محليا فقط، فإن الفوتونات لن تتبع قانون بلانك. ويحدث ذلك لأن الفوتونات تهرب بسهولة من منطقة معينة من البلازما على عكس الأيونات والإلكترونات، هذه الحالة تتعلق بالبلازما الرقيقة. والفرق بين التوازن الحراري الكامل والتوازن الحراري المحلي يرجع إلى وجود درجات الحرارة و الكثافة.

I-3-8 النموذج التاجي (CM) Corona model:

ينطبق هذا النموذج على بلازما ذات درجات حرارة العالية وكثافة منخفضة نسبياً، التي تتكرر في وسائط الفيزياء الفلكية، وكذلك في الأجهزة المختبرية (مثل التوكاماك وغيرها من آلات البلازما المنخفضة الكثافة) [37]، حيث تسيطر العمليات الإشعاعية في هذا النموذج على الاصطدام:

$$N_e \sum_{j < i} C_{ij} \ll \sum_{j < i} A_{ij} \quad (I.41)$$

A_{ij} : احتمال الانتقال الإشعاعي من المستوى i إلى j ، C_{ij} : معدل إثارة.

وفي هذه ظروف من درجة الحرارة والكثافة، فإن التوازن الحراري الديناميكي أبعد ما يكون عن التحقيق، ولم يعد من الممكن وصف ظاهرتي التأين والإثارة بقوانين ساها وبولتزمان البسيطة [38].

يمكن إهمال العديد من العمليات الذرية مثل إعادة التركيب الثلاثي، التي تختلف في كثافة الإلكترونات N_e . ونجدها في حالة التاج النجمي أين تكون كثافة الإلكترونات منخفضة $10^7 \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ مع ارتفاع درجة الحرارة الإلكترون $T_e \geq 10^6 \text{ K}$. بالنسبة للحالة الأرضية، وعليه فإن العمليات الذرية المسيطرة هي إعادة التركيب الإشعاعي R و التأين الجماعي I ، ومن هذا يمكننا الكتابة في حالة أرضية g :

$$\frac{dn_g}{dt} = \sum_j (n_j R_{j,g}^{z+1,z} + n_j I_{j,g}^{z-1,z} - n_g I_{g,j}^{z,z+1} - n_g R_{g,j}^{z,z-1}) \quad (I.42)$$

ويمكننا أيضاً أن نهمل جميع العمليات الناشئة عن الحالة المثيرة حيث أن الحالات المثارة هي في الغالب مأهولة بالإثارة الجماعية التي تنشأ من الحالة الأرضية وتخلو من الإسكان عن طريق الانحلال الإشعاعي. وقد تكون الحالة المثارة عادة مأهولة أيضاً بالانحلال الإشعاعي للحالة ذات التأين الذاتي الأعلى، ولكن هذه العملية مهمة فقط بالنسبة للأيونات الثقيلة. المعادلة الحركية للحالة المثارة تعطى بالشكل:

$$n_i^z = n_g^z N_e \frac{C_{g,i}}{A_{ig}} \quad (I.43)$$

حيث يتعلق الرمز g بالمستوى الأساسي.

إن النموذج التاجي الذي يصف الحالة الثابتة لمثل هذه البلازما ينجم عن العمليات التالية: الإثارة عن طريق الاصطدامات والأثارة الضوئية، الإثارة الإشعاعية التلقائية، التأين المباشر وغير المباشر، إعادة التركيب الإلكتروني والإشعاعي [39]. ويمكن حدوث تأين ذرة أو أيون عن طريق الاصطدام بالإلكترونات أو الإثارة التي يعقبها التأين الذاتي. ويمكن إهمال التأين الذاتي وكذلك التأين الضوئي لأن البلازما من المفترض أن تكون رقيقة من الناحية البصرية ولا تتعرض لمصدر مشع يحيط بها.

4-8-1 نموذج التصادم الإشعاعي Radiative collisional (CR):

إن نموذج التصادم الإشعاعي (CR) هو نموذج وسيط بين النموذجين (ETL) و (CM) حيث يميل نموذج CR إلى (CM) في حدود الكثافة المنخفضة (المعتدلة)، و (ETL) ذات الكثافة العالية للبلازما. فإنه ينطبق على البلازما الكثيفة والمعتدلة، لهذه البلازما تكون الكثافة الإلكترونية في حدود $10^{14} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ، مثل البلازما المنتجة في المختبر بواسطة أشعة الليزر [40-42].

وفي هذه الكثافات لم يعد بوسعنا أن نهمل عمليات الإثارة الجماعية ويتم تحديد كثافة الإسكان للأيونات في المستويات من خلال حل نظام المعادلات المقترنة [43]:

$$N_j \left(N_e \left(\sum_{k < j} C_e(j \rightarrow k) + \sum_{k > j} C_d(j \rightarrow k) \right) + \sum_{k > j} A(j \rightarrow k) \right) = \sum_{k < j} N_k A(k \rightarrow j) + N_e \left(\sum_{k > j} N_k C_e(k \rightarrow j) + \sum_{k < j} N_k C_d(k \rightarrow j) \right) \quad (I. 44)$$

$C_e(j \rightarrow k)$ و $C_d(j \rightarrow k)$: على التوالي، معاملات معدل الإثارة التصادمية وإزالة الإثارة الجماعية من المستوى j إلى المستوى k .

$A(j \rightarrow k)$ و $A(k \rightarrow j)$: وتشير على التوالي إلى احتمالات الانتقال الإشعاعي من المستوى j إلى k والعكس بالعكس.

خلاصة

لقد تناولنا في هذا الفصل مختلف جوانب التحليل الطيفي للبلازما وذلك بمعرفة كل من الأطياف الذرية و الانتقالات الذرية وأسباب تعريض الخطوط الطيفية وشدة الخطوط الطيفية، التي تعد مهمة من أجل تشخيص ومعالجة انبعاثات البلازما. ثم تطرقنا إلى معرفة مختلف العمليات الذرية الأساسية التي تحدث في البلازما، مثل الانتقال الإشعاعي وعمليات التصادم، الإثارة، التأين وإعادة التركيب الإشعاعي بجميع أنواعها، وتتميز كل آلية بمعطيات ذرية خاصة متمثلة في المعدلات والمقاطع الفعالة لهذه الآليات؛ وهي مهمة جدا لتشخيص وتحليل الأطياف ودراسة البلازما المخبرية والفيزياء الفلكية، وفي الأخير تم التعرف على مختلف نماذج وقوانين التوازن في البلازما.

قائمة المراجع

- [1] C.P. Ballance, N.R. Badnell and K. A. Berrington, J. Phys. B. 34, 3287, 2001.
- [2] M.K. Steven, E. Behar, A. Kinkhabwala et al, X-ray Spectroscopy of Astrophysical Plasmas, Phil. Trans. R. Soc. Land, Vol.360, P.1923, 2002.
- [3] A.R. Foster, L.J, R.K. Smith and N.S, Update Data and For-Calculations X-Ray Spectroscopy, Calculations Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MAO 2144, 2012.
- [4] V.K. Boris, M. Smirnov, Atomic and Molecular Radiative Processes, Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics, Vol.108, 2019.
- [5] A. Piel, Plasma Physics, An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-642-10491-6, 2010.
- [6] A. Bar-Shalom, M. Klapisch et J. Oreg : HULLAC, an integrated computer package for atomic processes in plasmas. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 38, 108, 2001.
- [7] B. Held, Physique Des Plasmas froids, Masson Paris, 1994.
- [8] T.E. Cravens, Physics of Solar System Plasmas, Cambridge University Press, 1997.
- [9] S. Chandrasekhar, Principles of Stellar Dynamics, University of Chicago Press, 1942.
- [10] W. Demtroider, Atoms, Molecules and Photons An Introduction to Atomic, Molecular and Quantum-Physics, Springer Verlag Berlin Heidelberg Germany, 2006.
- [11] E.U. Condon and G.H. Shartley, the Theory of Atomic Spectra, University Press, London 1959.
- [12] J.T. Son, Astronomical Spectroscopy An Introduction to the Atomic and Moléculaire Physics of Astronomical Spectra, University College London, 2005.
- [13] الدكتور محمد انور بطل، الفيزياء الذرية والجزيئية، منشورات جامعة حلب كلية العلوم، مديرية الكتب المطبوعات الجامعية ، 1989.
- [14] A. Corney, Atomic and Laser Spectroscopy, Oxford University Press, New York 1977.
- [15] G.W. F. Droke, Springer Handbooks of Atomic, Moléculaire, and Optical Physics, Canada 2006.

- [16] B.H. Bransden C. J. Joachain, Physics of Atoms and Molecules, New York 1983.
- [17] D. Soblmann, Atomic Physics in Hot Plasma, Oxford University Press, New York 1998.
- [18] V.P. Krainov and H. R. Reiss, B. M. Smirnov, Radiative Processes in Atomic, America 1997.
- [19] B.H. Bransden and C.J. Joachain, Physics of Atoms and Molecules, New York, 1983.
- [20] K. Hans-Jochin, Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics, Introduction to Plasma Spectroscopy, Verlag Berlin Heidelberg, Vol.56 , 2009.
- [21] T. Fujimoto, A. Iwamane, Plasma Polarization Spectroscopy, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 44, Kyato, Japan 2007.
- [22] H.J. Kunze, Introduction to Plasma Spectroscopy, Springer, Berlin 2009.
- [23] D. Salzman, Atomic Physics in Hot Plasmas, Oxford University Press, New York 1998.
- [24] W. Kossel and C. Gerthsen, prüfung von d-leuchten, das von einem nahezu parallelen elektronenbündel angeregt ist, auf polarisation, Ann. Phys. Leipzig. 273- 283, 1925.
- [25] J.V. Paradis and A.M. Bleaker, X-Ray Spectroscopy in Astrophysics, Springer Series on Atomic, Netherlands, 1997.
- [26] S. Dilmi, Etude de quelques Processus Atomiques Affectant la Cinétique Atomique: Application à L'hélium Neutre et quelques Ions Heliumoïdes, Thèse docteur, en Physique Université Badji Mokhtar, Annaba 2014.
- [27] S. Dilmi, E.H. Guedda and A.M. Boumali, Study of Ionization Raise of Helium Maxwellian Plasma Series on Atomic, Journal of Fundamental and Applied Sciences ISSN1112-9867,30June, Universities d'el-oued Algeria, 2011.
- [28] D. Salzman, Atomic physics in Hot Plasma, Oxford University Press, New York, 1998.
- [29] E. Arimondo, P.R. Berman and C.C. Lin, Advances in Atomic, Molecular, and optical physics, volume 55, USA 2008.
- [30] H.A. Kramers, Philos. Mag. 46, 836, 1923.
- [31] W. Gordan, Ann. Phys. Leipzig 2, 1031, 1929.
- [32] J. Chapelle. L'arc électrique et ses applications: Etude physique de l'arc électrique – Tome 1. CNRS édition, 1984.

- [33] J. Abdallah, Jr., D. P. Kilcrease, A. Y a .Faenov and T. A. Pikuz: The Calculation of Satellite Line Structures in Highly Stripped Plasmas, Multicharged Ion Spectra Data Center, 1462, 95050, 1998.
- [34] D. Salzmann, Atomic Physic in Hot Plasmas, Oxford University Press, New York 1998.
- [35] F.B. Rosmej, A. Escarguel, C. Brault, Th. Pierre, R. Stamm and K. Quatts, Neutral Helium Line Emission for Edge Plasma Conditions, Journal of Nuclear Materials, 337-339, 2005.
- [36] T. Blenski, A. Grimaldi et F. Perrot: Hartree-Fock statistical approach to atomsand photoabsorption in plasmas. Physical Review E, 55:4889, 40, 108, 1997.
- [37] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W. Goldstein, D. Shvarts et A. Zigler: Supertransition- arrays: A model for the spectral analysis of hot, dense plasma. Phys. Rev. A, 40:3183–3193,40, 1989.
- [38] V. Nagels-Silvert, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, France, 2004.
- [39] J.C.Raymond and N.C. Brickhouse, Atomic Processes in Astrophysics, 1996.
- [40] A. Burgess and H.P. Summers, Astrophys. J. 157, 1007, 1969.
- [41] J.C. Raymond and N.C. Brickhouse, Atomic Processes in Astrophysics, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 237, 321, 1996.
- [42] O. Peyrusse, J. Phys. B. 33, 4303, 2000.
- [43] D.R. Bates et al., Proc. R. Soc. London. Ser. A, 267- 297, 1962.

الفصل الثاني

التأين بواسطة التصادم الإلكتروني

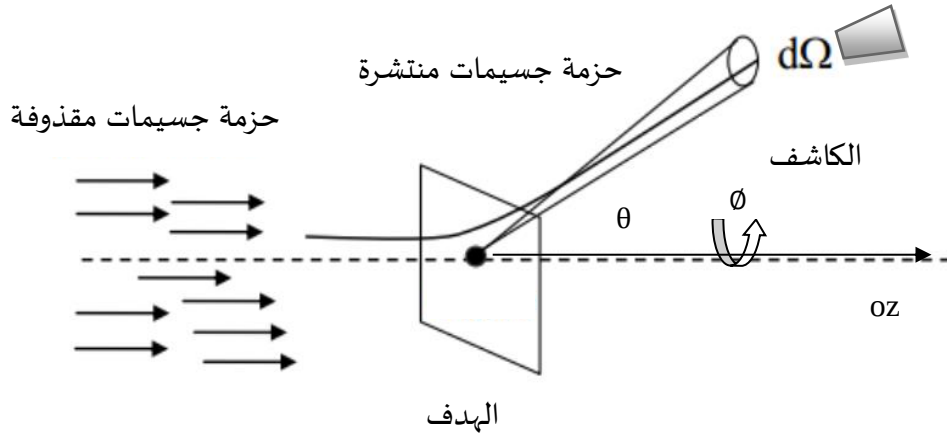
1-II مقدمة

تعتبر الإثارة والتأين التصادمية من العمليات الأساسية الرئيسية في فيزياء البلازما. في السنوات الأخيرة تم اقتراح العديد من النماذج العددية و النماذج الرياضية المناسبة لأنواع مختلفة من البلازما، نتيجة تطور فيزياء البلازما من خلال دمج جميع التطورات في الفيزياء الحديثة. وكلها تؤدي بشكل عام إلى معادلات يصعب حلها حتى مع التقنيات الرقمية الحالية التي تتطلب ثروة من البيانات الموثقة حول العمليات الإشعاعية و التصادمية التي تتحكم في تأين البلازما وإثارة الأيونات لتشخيصها.

في هذا الفصل سنهتم بحساب المقاطع الفعالة للتأين للأيونات: Li^{+1} ، Cu^{+27} ، Be^{+2} و Fe^{+24} الشبيهة بالهيليوم حيث سيتم التطرق أولاً إلى التقريبات المستعملة في حساب المقاطع الفعالة للإثارة ثم إلى التقريبات المستعملة في حساب المقاطع الفعالة للتأين و بعدها سوف نقوم بحساب المقاطع الفعالة للتأين عن طريق التصادم الإلكتروني مع تحليل و مناقشة هذه المنحنيات المتحصل عليها أساساً من برنامج FAC.

2.II المقطع الفعال للتصادم:

يعد المقطع الفعال من أهم المعطيات الذرية في العمليات التصادم. وهو المقطع الذي يصف تشتت الأجسام لما تقترب من الهدف (الذرة، الجزيء، أيون)، وكما هو موضح في الشكل (1-II) نعتبر تدفق الجسيمات الواردة في اتجاه أحادي البعد الموازي للمحور OZ التي تصدم بجسيمات الهدف وتقاس الانتشار الجسيمات بواسطة كاشف مستوى السطح، موجه بشكل عمودي على التدفق. يحتوي هذا الكاشف على النوى الأهداف التي تعتبر أقراص نصف قطرها r . يمكننا بسهولة حساب الاحتمال p أن جسيماً ما يصطدم بهدف، هي نسبة السطح الذي تشغله الأهداف إلى المساحة الكلية للكاشف. وبالتالي يمكن يتم التعبير عن احتمال حدوث تفاعل بين جسمين في الشكل المقطع الفعال للتفاعل، يشار إليه عموماً بـ σ ، ويرتبط المقطع الفعال باحتمال الانتقال من الحالة الابتدائية إلى الحالة النهائية خلال وحدة الزمن، وايضاً كما يرتبط الاحتمال الانتقال بالطاقة الابتدائية والطاقة النهائية للتصادم. وله أبعاد المساحة وحدته (m^2) [3-1].



الشكل (1-II): رسم تخطيطي مبسط لتوضيح مفهوم المقطع الفعال.

II. 3 التقريبات المستعملة في حساب المقاطع الفعالة للإثارة:

توجد العديد من الطرق والتقريبات النظرية من أجل حساب المقاطع الفعالة للإثارة بالتصادم الإلكتروني. ومن بين هذه التقريبات ما يلي:

II. 3. 1 تقريب بورن كولومب (CB):

يعد النموذج الذي طوره بورن أحد أكثر التقريبات استخداما لحساب المقاطع الفعالة، ويلعب دورا مهما في دراسة التصادمات الذرية. في هذا النموذج، يفترض أن إمكانات التشتت التي تصف تفاعل كولوم للقذيفة مع الهدف صغيرة مقارنة بالطاقة الإجمالية للهدف بالإضافة إلى طاقة الإلكترون الوارد، وبالتالي يمكن اعتبارها اضطرابا. في هذا النموذج، يتم تمثيل الجسيمات الواردة والمبعثرة بواسطة الموجات المستوية [4].

في تقريب كولوم-بورن، يفترض أن الإلكترون الصادم لا يخترق السحابة الإلكترونية للهدف، مما يؤدي رياضيا إلى تبسيط مركبة الهاملتوني التي تصف التفاعل الكهروستاتيكي إلكترون - قذيفة - إلكترون الخاصة بالهدف. عندما يتم ضم التفاعلات المسؤولة عن انتشار البلازما في نظرية الاضطرابات، يتم تكييف تقريب بورن - كولوم مع الحالة التي تكون فيها الإلكترونات الحرة سريعة مقارنة بالإلكترونات المرتبطة في الذرة.

يتم وضع تقريب Born وتعديلاته ضمن مجال كولوم، وجعل كل عبارات المقاطع الفعالة منظمة، في هذه الحالة التي يمكن فيها اعتبار التفاعل المسؤول عن التشتت بمثابة اضطراب ويمكن إهمال التبادل بين إلكترونات النظام، فإن تقريب كولوم بورن يثبت أنه من الممكن الحصول على صيغ عامة بسيطة للمقاطع الفعالة دون استخدام تغيير في عبارة دالة الموجة [5]:

$$dw = \pi \left| \int \varphi_{k_i}^*(r) \left\langle \psi_{a_i} M_i \left| \sum_{i=1}^N \frac{2}{r_i - r} - \frac{2Z}{r} \right| \psi_{a_f} M_f \right\rangle \varphi_{k_f}(r) \right|^2 \delta(E_i - E_f) dk_f \quad (\text{II. 1})$$

$$d\sigma^B = \frac{8\pi}{k_i^8 g_i} \sum_{t=0}^{\infty} (2t+1) \left\langle a_i J_i \left| \left| \sum_i j_t(qr_i) r C_i^{(t)} \right| \right| a_f J_f \right\rangle^2 \frac{dq}{q^3} \quad (\text{II. 2})$$

$$d\sigma^B = \frac{8\pi}{k_i^8 g_i} \sum_{t=0}^{\infty} (2t+1) \langle a_i J_i \| C^{(t)} \| a_f J_f \rangle^2 \left(\int_0^{\infty} P_{l_i}(r) j_k(qr) P_{l_f}(r) dr \right)^2 \frac{dq}{q^3} \quad (\text{II. 3})$$

$$\sigma_{a_0 a_f}^B = \frac{8\pi}{k_i^2 g_i} \sum_{t=0}^{\infty} (2t+1) \langle a_i; J_i | C^{(t)} | a_f; J_f \rangle \int_{k_i+k_f}^{k_i-k_f} [R_t(q)]^2 \frac{dq}{q^3} \quad (\text{II. 4})$$

2.3.II تقريب الأمواج المشوهة (DW):

من الممكن الوصول إلى معادلات الموجات المشوهة من خلال نظرية الاضطراب عن طريق استبدال احتمالية الانتقال للأمواج المستوية، والتي تقبلها معادلة شرودنجر دون تغيير الكمون $[-\Delta^2 + -\kappa^2]\phi k(r) = 0$ ، بموجات مشوهة بجهد الأيون الساقط [6,7]:

$$[-\nabla^2 + 2V(r) - \kappa^2]\phi k(r) = 0 \quad (\text{II. 5})$$

يتم الحصول على المقطع الفعال التفاضلي للإثارة الناتجة عن التصادم من احتمال الانتقال، وذلك عندما يكون تدفق الإلكترونات الساقطة على الهدف ثابتاً. من خلال ملاحظة أن الأمواج المستوية الواردة والموجة الصادرة تختلفان، وهذا ما يعرف بالأمواج المشوهة.

مع العلم أنه يمكن كتابة أي دالة يمكن جمعها على أساس التوافقيات الكروية، وبالتالي يمكننا كتابة دالة الموجة الصادرة:

$$\varphi_{k_i} = \frac{4\pi}{k_i^{3/2}} \sum_{l_i, m_i} i^{l_i} \frac{F_{l_i}^{k_i}(r)}{r} \cdot y_{l_i, m_i}(r) y_{l_i, m_i}^*(k_i) \quad (\text{II. 6})$$

الدالة $F_{l_i}^{k_i}(r)$ هي حل المعادلة:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - 2u(r) + \kappa^2 \right] F_l^k(r) = 0 \quad (\text{II. 7})$$

بحيث تكون الدوال: $F_{l_i}^{k_i}(r)$ منظمة إلى 1 عندما يؤول r إلى لانهاية.

إن القيمة المتوسطة لزاوية الإلكترون الحر الوارد في الحالة الابتدائية والإلكترون الصادر، يبسط التوافقيات الكروية التي تعتمد على k_i و k_f التي تظهر في عبارة المقطع الفعال:

$$\sigma_{a_i M_i m_i^*, a_f M_f m_f^*} = \frac{4\pi}{k_f k_i^3} \sum_{l_f, m_f, l_i, m_i} \left| \int \frac{F_{l_i}^{k_i}(r)}{r} Y_{l_i m_i}^* \langle \psi_{a_i M_i} | \sum_{i=1}^N \frac{2}{r-r_i} - \frac{2Z}{r} | \psi_{a_f M_f} \rangle \frac{F_{l_f}^{k_f}(r)}{r} Y_{l_f m_f} dr \right| \quad (\text{II.8})$$

حيث: m_i^* و m_f^* تمثل العدد الكمي المغزلي للإلكترونات الحرة.

سنقدم شكلاً آخر لهذا المقطع العرضي حتى نستطيع من خلالها حساب قوة الاصطدام.

يتم تنظيم الدالتين $F_{l_f}^{k_f}$ و $F_{l_i}^{k_i}$ إلى 1 عند اللانهاية، ونعيد تنظيم الدالتين $F_{l_i}^{-1/2}$ و $F_{l_f}^{-1/2}$ بضرب الصيغة السابقة في $k_f k_i$ ، فنجد:

$$\sigma_{a_i M_i, a_f M_f} = \frac{2\pi}{k_i^2} \sum_{l_i m_i^*}^{l_f m_f m_f^*} \left| \langle \psi_{a_i M_i, k_i l_i m_i^*} | V_{interaction} | \psi_{a_f M_f, k_f l_f m_f m_f^*} \rangle \right|^2 \quad (\text{II.9})$$

باختصار، فإن طريقة الاقتران المغلق "Close Coupling" [8] تضع نظاماً تفاضلياً - تكاملياً المحتملة سهل بطريقة تكرارية لحساب حالات نظام الإلكترون-أيون. عدد الحالات المحتملة متغير ولكن قد يشمل تلك الناتجة عن التفاعلات الذرية، مثل التأين والتشتت أو تأثير أوجيه. إن أوقات الحساب متوفرة وممتدة، إلا أن التعقيد الموجود في البرمجة هو الثمن الذي سندفعه من أجل الدقة العالية في النتائج لهذه الطريقة. يقوم تقريب الموجة المشوهة (Distorted waves) [9] بتقليل عدد قنوات التفاعل بشكل كبير من خلال افتراض أن الاقتران بين جميع الحالات الممكنة المختلفة ضعيف جداً، مما يجعل من الممكن تقليل عدد قنوات التفاعل إلى 2. وبالتالي ستظل الدقة جيدة، خاصة بالنسبة للأيونات متعددة الشحنات.

3.3.II تقريب باث Bethe approximation:

تنبثق فكرة هذا التقريب عن التقريب السابق Born، حيث يمكن من خلاله إثبات أنه بالنسبة لإثارة إلكترون على المستوى الذري المسموح به (حسب قواعد الاصطفاء)، فإن المقطع الفعال للإثارة يتصرف بشكل مقارب مع طاقات الإلكترون العالية، والبدية تكون مع دوال Bessel من الدرجة الأولى من النشر [10]:

$$j_t(qr)_{qr \rightarrow 0} \rightarrow \frac{2^t t! q^t}{(2t+1)!} r^t \quad (\text{II.10})$$

وهذا في حالة الانتقالات ثنائية القطب (المسموح بها): $\Delta l = \pm 1$ ، بالتالي فالتقريبان السابقان يحولان عنصر المصفوفة الانتقال من:

$$d\sigma^B = \frac{8\pi}{k_i^2 g_i} \sum_{t=0}^{\infty} (2t+1) \left\langle a_i J_i \left\| \sum_i j_t(qr_i) r C_i^{(t)} \right\| a_f J_f \right\rangle^2 \frac{dq}{q^3} \quad (\text{II. 11})$$

إلى

$$\sum_{t=0}^{\infty} [t] \left\langle a_i J_i \left\| \sum_i j_t(qr_i) r C_i^{(t)} \right\| a_f J_f \right\rangle^2 = \frac{q^2}{3} \left\langle a_i J_i \left\| \sum_i r C_i^{(1)} \right\| a_f J_f \right\rangle^2 = \frac{q^2 g}{\Delta E} f_{a_i a_f} \quad (\text{II. 12})$$

حيث $f_{a_i a_f}$ هي قوة الهزاز ثنائي القطب الكهربائي، وعبارتها كالتالي:

$$f_{a_i a_f} = \frac{\Delta E}{3g_i} \left\langle a_i J_i \left\| \sum_i r C_i^{(1)} \right\| a_f J_f \right\rangle^2 \quad (\text{II. 13})$$

ويطلق على التقريب الناتج بتقريب باث Bethe approximation ويتم كتابة عبارته على الشكل التالي:

$$\sigma_{a_i a_f}^{Bethe} = \frac{8\pi}{k_i^2 \Delta E_{if}} f_{a_i a_f} \ln \left(\frac{k_i + k_f}{k_i - k_f} \right) \approx \frac{8\pi}{E_i^2 \Delta E} f_{a_i a_f} \ln \left(\frac{4E_i}{\Delta k_i - k_f E} \right) = \frac{8\pi}{\Delta E^2} f_{a_i a_f} \frac{\ln 4X}{X} \quad (\text{II. 14})$$

حيث:

E : الطاقة الحركية للإلكترونات.

X : نسبة الطاقة الواردة إلى طاقة العتبة.

$f_{a_i a_f}$: شدة الهزاز في الانتقالات المسموحة.

ينتج عن هذه المعادلة مباشرة أن الرسم البياني للدالة $\sigma(E)$ مقابل $\ln X$ يجب أن يكون خطا مستقيما مع ميل يتناسب مع $f_{a_i a_f}$ عند الطاقات العالية ليكون تقريب Bethe صالحا. علاوة على ذلك، فإن تقاطع هذا الخط مع محور $\ln X$ ينتج عنه قيمة تجريبية لـ X ، بغض النظر عن التنظيم normalisation. في حالة انتقالات الرنين في الهيليوم He . فقد تم حساب شدة الهزاز بدقة عالية للغاية، وتم تأكيدها من خلال قياسات حديثة عالية الدقة.

4.3.II الحساب العددي للمقاطع الفعالة للإثارة بالتصادم الإلكتروني:

على الرغم من تقديم طرق تقريبية نظرية مختلفة لتقييم المقاطع الفعالة للإثارة للحصول على حسابات أكثر دقة، فإن الحصول على تقدير تقريبي لسلوك المقاطع الفعالة الحقيقية لعملية التصادم لا يزال صعباً للغاية، وأيضاً يتطلب وقت لحساب معظم التقريبات النظرية. ولهذا لجأ بعض الباحثين إلى إيجاد الصيغ شبه التجريبية لتقييم المقاطع الفعالة للإثارة والتأين لتقدير دقة النتائج النظرية من خلال مقارنتها مع النتائج الصيغ شبه التجريبية.

يتم حساب المقاطع الفعالة للإثارة الإلكترونية عن طريق تطبيق الصيغ شبه التجريبية من حيث قوة الاصطدام $\Omega\left(\frac{E}{\Delta E}\right)$ من خلال العبارة التحليلية التالية [11-13]:

$$\sigma(E) = \pi a_0^2 \frac{R_y}{g_i E} \Omega\left(\frac{E}{\Delta E}\right) (cm^2) \quad (II. 14)$$

حيث:

E : طاقة الإلكترون الوارد.

g_i : الوزن الاحصائي للحالة الابتدائية.

R_y : ثابت ريد بيرغ.

a_0 : نصف قطر بوهر.

ومنه نجد أن عبارة المقطع الفعال كالتالي:

$$\sigma_{if} = 1.1969 \times 10^{-15} \times \frac{\Omega_{if}}{W_i E_e} (cm^2) \quad (II. 16)$$

حيث:

E_e : طاقة الإلكترون الوارد.

W_i : الوزن الاحصائي.

Ω_{if} : قوة التصادم.

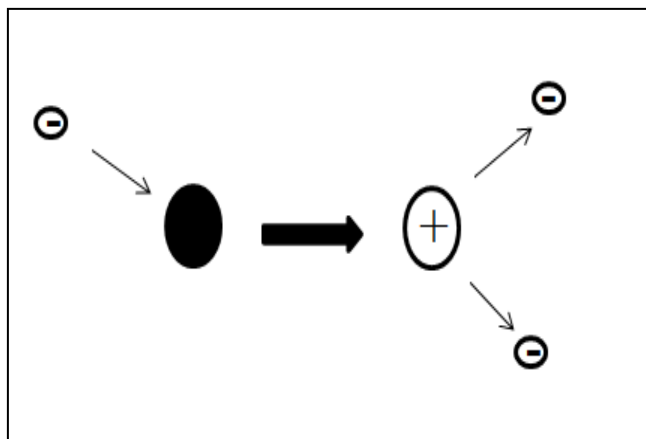
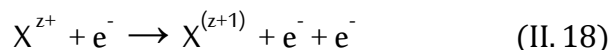
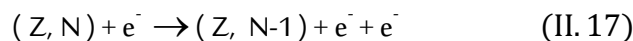
4.11 آلية التأين بالتصادم الإلكتروني

تعتبر آلية التأين بالتصادم الإلكتروني من أهم العمليات الأساسية التي تحدث في مجالات الفيزياء الفلكية، الفيزياء الذرية والجزيئية وفيزياء البلازما. هناك العديد من البحوث التي أجريت من أجل دراسة وتحسين نظرية التأين بالتصادم الإلكتروني للذرات والجزيئات، مع تقديم نظريات وأساليب تقريبية وتجريبية لتحديد المقاطع الفعالة و معاملات معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني. [15،14].

انطلق الحساب النظري من أجل تحديد المقاطع الفعالة في وقت مبكر سنة 1912 من قبل "Thomson"، ثم توالى العديد من المنشورات من طرف الباحثين منهم "Bethe" سنة 1930، "Secton" سنة 1959، "Trefftez" وآخرون سنة 1963، "Yong" وآخرون سنة 1965، من أجل تحسين وتطوير نظريات المقاطع الفعالة [16]. تمت دراسة وتنفيذ العديد من الحسابات الخاصة بالتوازن التي من خلالها تم اعتماد أساليب بسيطة نسبياً أي تقريبية لحساب معاملات معدل التأين والمقاطع الفعالة للتأين بالتأثير الإلكتروني. ولقد وضعت الصيغة شبه التجريبية لمعامل معدل التأين في سنة 1964 من طرف "Seaton" وذلك بعد التعقيب على دراسة "Elwert" المنجزة سنة 1952، وفي نفس السنة وضع كذلك أسلوب الكلاسيكي من قبل "Burgess"، وقد تم اعتماد "Beigman" وآخرون سنة 1971 لاستخدام تقريبات "Coulomb-Born" المبسطة. وطور الحساب النظري لنموذج كولومب من طرف "Moore" سنة 1972، تمت دراسة القيم التجريبية سنة 1975 عن طريق "Presnyakov" الذي أظهر العلاقة بين المقاطع الفعالة لـ "Coulomb-Born" وصيغة "Seaton". وقدم "Burgess" وآخرون سنة 1977 تطورات في المقاطع الفعالة التجريبية للتأين بالتصادم الإلكتروني [17،18]. ويقوم حساب معاملات معدلات التأين بالتصادم الإلكتروني انطلاقاً من قيم المقاطع الفعالة للتأين لهذه العملية، وهناك العديد من الطرق النظرية التقريبية والصيغ التجريبية المقترحة من طرف العديد من العلماء من أجل حساب المقاطع الفعالة للتأين ومعدلات التأين.

1.4.11 التأين بواسطة التصادم الإلكتروني:

تحدث عملية التأين للذرة أو الأيون بواسطة التصادم عن طريق التأثير الإلكتروني، كما هو الموضح في الشكل (II-2) نتيجة التفاعل بين الإلكترون والذرة لتعطي زوج أيون - إلكترون حر. هذا التفاعل يضمن نقل الطاقة وكمية الحركة بين الإلكترون الوارد والإلكترون الذرة، ومن أجل تحرير الإلكترون يجب أن تكون طاقة الإلكترون الوارد أكبر من طاقة التأين للذرة. ويمكن التعبير عن هذا التفاعل بالمعادلة التالية:



الشكل (2-II): عملية التأين بالتصادم الإلكتروني.

2.4.II طاقة التأين:

تعرف طاقة التأين لذرة بأنها الطاقة اللازمة لنزع الإلكترون منها لتصبح أيون، وقيمة هذه الطاقة تدلنا على صعوبة نزع الإلكترون من الذرة، فكلما كانت كبيرة كان تأين العنصر صعب. وفي أغلب الأحيان يحدث النزع على عدة مراحل متتالية وتسمى الطاقة لنزع الإلكترون الأول بطاقة التأين الأولى، وعندما ينتزع الإلكترون الثاني من الذرة تسمى بطاقة التأين الثانية. وزيادة عدد البروتونات في النواة يؤدي إلى زيادة جذب الإلكترونات في الذرة، ولذلك فتزداد الطاقة اللازمة لنزع الإلكترون من الذرة، أي تزداد طاقة التأين. تتناسب طاقة التأين عكسيا مع نصف القطر الذري فكلما ازداد نصف القطر الذري زاد بعد الإلكترونات عن المستويات الخارجية للنواة فيقل جذب النواة لها وبالتالي يسهل نزعها من الذرة، أي تقل طاقة التأين.

وتعطى طاقة التأين في وحدات الفيزياء الذرية بالإلكترون فولط (eV) أو بالكيلو إلكترون فولط (KeV) ويبين الجدول (1-II) طاقة التأين لبعض الذرات [19].

الجدول (1-II): طاقة التأين لبعض الذرات.

العنصر	الرمز الذري	العدد الذري	طاقة التأين (eV)
الهيليوم	He	2	24.587
النيون	Ne	10	21.564
الأرغون	Ar	18	15.759
أزوت	N	7	14.534
كربتون	Kr	36	13.999
أكسجين	O	8	13.618
هيدروجين	H	1	13.598
زينون	Xe	54	12.13
كربون	C	6	11.26
الزنك	Ze	30	9.394
بريليوم	Be	4	9.322
الذهب	Au	79	9.225
بلاتين	Pt	78	9
تنغستان	W	74	7.98
الحديد	Fe	26	7.87
النحاس	Cu	29	7.726
المغنيزيوم	Mg	12	7.646
مولبيدوم	Mo	42	7.099
تيتانيوم	Ti	22	6.82
المنيوم	Al	13	5.986

5.II بعض الطرق المعتمدة في حساب المقاطع الفعالة:

هناك عدة طرق مختلفة للحساب النظري للمقاطع الفعالة للتأين $\sigma_z^{ion} \left(\frac{\varepsilon}{X_z} \right)$ ، نذكر منها ثلاث طرق تقريبية: النظرية الكلاسيكية وشبه الكلاسيكية، تقريب بورن- كولومب والمعادلات شبه التجريبية.

1.5.II النظرية الكلاسيكية:

قدم العالم "Thomson" لأول مرة صيغة المقطع الفعال سنة 1912، وتعطي هذه النظرية طومسون عتبة خطية منخفضة تتوافق مع نتيجة ميكانيك الكم، وصيغة المقطع الفعال تكتب كالتالي [20]:

$$\sigma = 4\xi(I_H/I)^2 u^{-1}(1 - u^{-1})\pi a_0^2 \quad (\text{II. 19})$$

ξ : عدد الإلكترونات في المدار ذات طاقة ربط (التأين) I.

I_H ، $u = E/I$: هي طاقة التأين لـ H هيدروجين.

قام جريزينسكي "Gryzinski" سنة 1965 بتحسين النظرية الكلاسيكية وذلك باعتماد اشتقاق بسيط يعبر عن المقطع الفعال لتأين الذرة، ويكتب كما يلي [20]:

$$\sigma = \sigma_o g(u) \xi / I^2 \quad (\text{II. 20})$$

حيث:

$$\sigma_o = Z^2 6.56 \times 10^{-14} \text{ev}^2 \text{cm}^2 \quad (\text{II. 21})$$

$$g(u) = \frac{1}{u} \left(\frac{u-1}{u+1} \right)^{\frac{3}{2}} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{2u} \right) \ln \left[2.7 + (u-1)^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \quad (\text{II. 22})$$

2.5.II نظرية شبه الكلاسيكية:

وهي طريقة وضعت من قبل "Burgess" (1963-1964) [21]. حيث قام بتحسين نظرية "Thomson" من خلال مراعاة بعض الخصائص الميكانيكية الكمومية، وخاصة التبادل بين الإلكترونات وهي الطريقة الأكثر استخداما في التصادم الكلاسيكي، وكذلك معالجة المقاطع الفعالة للتصادم ذات معاملات كبيرة و التي تتطلب معرفة قوة الاهتزاز.

3.5.II تقريب بورن كولومب (CB):

يستند تقريب بورن على الموجات المشوهة ("Distorted Waves Born" "DWBA") Approximation) على التفاعل بين الإلكترونات التي تملك مدى طويل أين يجب أن يكون تأثير الإلكترونات الواردة والهدف في دوال الموجية. هذه حالة يمثل الإلكترون الوارد بموجة مشوهة محسوبة عن طريق حل معادلة شرودنغر التي تتضمن كمون الهدف، في حين أن الإلكترونات المنتشرة

ممثلة بموجات مشوهة محسوبة عن طريق معادلة شرودنغر والتي تحتوي على طاقة التأين. لكن على رغم من أن هذا التقريب يأخذ في الاعتبار تفاعل الإلكترونات الحرة مع إلكترونات الهدف، فإنه يظل تقريبا من الدرجة الأولى لأنه يرى أن القذيفة لا تتفاعل إلا مرة واحدة مع الهدف. عندما تكون طاقة القذيفة منخفضة يكون التفاعل مع إلكترونات الهدف ضئيلا كما هو الحال بالنسبة للتقريب بورن، و عليه تخضع دالة الموجة للقذيفة لتأثير احتمال حدوث تشوه قبل الاصطدام بالهدف وبعده، ويصبح الجهد القصير المدى عمليا معدوما بعد مسافة معينة ومنه يمكن تمثيل الإلكترونات الواردة والمتشتتة بموجات مشوهة، وعندما تكون الطاقات الصادرة أو الواردة كبيرة جدا تصبح تأثيرات التشويه والتبادل ضعيفة [22].

وقد تم تنفيذ عمل كبير لحساب المقاطع الفعالة التأين باستخدام تقريب بورن - كولومب، وقد لخص هذا العمل من قبل "Vainshtein" وآخرون [23]، والمعادلات المقترحة من أجل حساب المقاطع الفعالة ومعاملات معدل التأين هي على التوالي:

$$\sigma_z^{ion} = \pi a_0^2 \frac{\xi}{2l_0 + 1} \left(\frac{X_H}{X_Z} \right)^{\frac{3}{2}} \Phi_i(u) \quad (cm^2) \quad (II.23)$$

$$C_Z = 10^{-8} \frac{\xi}{2l_0 + 1} \left(\frac{X_H}{X_Z} \right)^{3/2} e^{-\beta} G_i(\beta) \quad (cm^3.S^{-1}) \quad (II.24)$$

حيث أن a_0 : نصف قطر بور.

ξ : عدد إلكترونات تكافؤ ما تحت الطبقة الفرعية (العدد المداري l_0) ذات الطاقة X_Z ، $u = \frac{\varepsilon}{X_Z}$ ، $\beta = \frac{X_Z}{T_e}$ ، كما أنه تعطي قيم X_Z ، ε ، T_e بإلكترون فولت (eV).

الدالتين $\Phi_i(u)$ ، $G_i(\beta)$ معرفتان بـ:

$$\Phi_i(u) = \frac{(u-1)}{u} \frac{c_1}{(u-1)+c_2} \quad (II.25)$$

$$G_i(\beta) = \frac{c_3 \sqrt{\beta}}{\beta + c_4} \quad (II.26)$$

حيث أن المعاملات C_1, C_2, C_3 و C_4 يتم حصول عليها بطريقة المربعات الدنيا انطلاقا من الحساب العددي.

4.5.II المعادلات شبه التجريبية:

قدم كل من "Kato" وآخرون [24] مجموعة من المعادلات من أجل حساب المقاطع الفعالة التأين ومعاملات معدل التأين، من بينها معادلة "Lotz" [25] و "Arnaud" وآخرون [26]، ومجموعة "Belfast" [27].

• معادلة Lotz:

وتستخدم معادلة Lotz على نطاق واسع لحساب المقاطع الفعالة ومعاملات معدل التأين، واستنتج Lotz المقطع الفعال لتأين من البيانات التجريبية لأيونات ضعيفة التأين ومنخفضة الشحنة Z كمايلي:

$$\sigma = \sum_{j=1}^{N_{sc}} a_j \tau_j \frac{\ln u_j}{u_j X_j^2} \{1 - b_j \exp[-c_j(u_j - 1)]\} \quad (cm^2) \quad (II. 27)$$

لدينا $u_j = \frac{\varepsilon}{X_j}$ ، طاقة ربط الإلكترون في الطبقة الفرعية j.

τ_j : عدد الإلكترونات في الطبقة الفرعية j.

a_j, b_j, c_j : ثوابت يمكن ضبطها انطلاقاً من معطيات تجريبية.

N_{sc} : عدد الطبقات الفرعية.

كما أنه يتم الحصول على معامل معدل التأين من خلال مكاملة المقطع الفعال باستعمال توزيع ماكسويل:

$$C = 6.710^7 \sum_{j=1}^N \frac{a_j \xi_j}{T_e^{\frac{3}{2}}} \left\{ \frac{1}{X_j/T_e} \int_{X_j/T_e}^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx - \frac{b_j \exp(c_j)}{X_j/T_e + c_j} \int_{X_j/T_e}^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy \right\} \quad (II. 28)$$

• معادلة Arnaud وآخرون: قدم كل من Arnaud و Rothenflug حسابات للمقاطع الفعالة لأيونات H, Ni, Fe, Ca, Ar, S, C-Si, He وذلك باستعمال المعادلة الحدودية التي قدمها Younger من أجل حساب المقاطع الفعالة للتأين المباشر:

$$\sigma = \sum_j \frac{1}{u_j X_j^2} \left[a_j \left(1 - \frac{1}{u_j}\right) + b_j \left(1 - \frac{1}{u_j}\right)^2 + c_j \ln(u_j) + d_j \frac{\ln(u_j)}{u_j} \right] \quad (cm^2) \quad (II. 29)$$

حيث أن: a_j, b_j, c_j و d_j ثوابت قدمها Arnaud وآخرون.

ويعطى معامل معدل التأين مباشرة:

$$C_{DI} = \frac{6.69 \times 10^7}{T_e^{\frac{3}{2}}} \sum_j \frac{\exp(-x_j)}{-x_j} F(x_j) \quad (cm^3/s) \quad (II. 30)$$

وتعطى $F(x_j)$ بالعلاقة التالية:

$$F(x_j) = a_j[1 - x_j f_1(x_j)] + [1 + x_j - x_j(2 + x_j)f_1(x_j)] + c_j f_1(x_j) + d_j f_2 \quad (II. 31)$$

حيث أن:

$$f_2(x) = e^x \int_1^\infty \frac{dt}{t} e^{-tx} \ln(t) , f_1(x) = e^x \int_1^\infty \frac{dt}{t} e^{-tx} , x_j = \frac{x_j}{T_e}$$

- مجموعة Belfast: قدم كل من Lennon, Bell وآخرون المقاطع الفعالة للتأين للأيونات F-Ni, H-O عن طريق المعادلة التالية:

$$\sigma = \frac{1}{uI^2} \left[A \ln u + \sum_{i=1}^N B_i \left(1 - \frac{1}{u} \right)^2 \right] \quad (cm^2) \quad (II. 32)$$

$$A = \frac{I}{\pi \alpha} \int_I^\infty \frac{\sigma_{ph}}{\epsilon} d\epsilon \quad (II. 33)$$

حيث أن المعاملان A و B_i نحصل عليهما عن طريق المربعات الدنيا و $N = 5$.

σ_{ph} : المقطع الفعال لتأين الضوئي و α ثابت.

كما أنه تعطى معامل معدل التأين من أجل درجات الحرارة في المجال $(\chi/10 \leq T \leq 10\chi)$

كما يلي:

$$C = \exp\left(-\frac{\chi}{T_e}\right) \left(\frac{T_e}{\chi}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=0}^5 a_n \left[\log\left(\frac{T_e}{\chi}\right) \right]^n \quad (cm^3/s) \quad (II. 34)$$

ومن أجل $T > 10\chi$ تعطى كالتالي:

$$C = \left(\frac{\chi}{T_e}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\alpha \ln\left(\frac{T_e}{\chi}\right) + \sum_{n=0}^2 \beta_n \left(\frac{\chi}{T_e}\right)^n \right] \quad (cm^3/s) \quad (II. 35)$$

حيث أن قيم كل من α ، والمعاملات $a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, a_5$ ، $\beta_0, \beta_1, \beta_2$ وتعطى في المرجع [27] على شكل جداول.

5.5.II حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني بواسطة البرامج الذرية:

تتطلب دراسة بلازما المختبرات والفيزياء الفلكية والانصهار النووي الحراري إيجاد الحلول للمشاكل المتعلقة بها و معرفة مسبقة بالمعطيات الذرية مثل الطاقات، الدوال الموجية لمختلف المستويات، المقاطع الفعالة.

يعد الحساب النظري المباشر لهذه المعطيات الذرية صعباً (معقدة) بالنسبة للذرات متعددة الإلكترونات وذات الأعداد الكمية كبيرة. وفي هذه الحالة نلجأ إلى برامج حساب المعطيات الذرية المستندة على النظريات (التقريبات). على الرغم من العدد الكبير من برامج الحساب الموجودة لمعالجة البيانات الذرية نذكر منها: FAC - COWAN - SCO - ATOM - TRANSPEC - HULLAC، إلا أن هناك اختلاف بينها في الطرق و التقريبات المعتمدة لإجراء الحساب وكذلك نوع الذرات والأيونات المراد دراستها، وتسعى جميعها إلى إعطاء نتائج قريبة من النتائج التجريبية.

وفي دراستنا اخترنا العمل وفق برنامج FAC [28]، نظراً لمرونته وسهولة استخدامه ومن أجل الحصول على النتائج قريبة من النتائج التجريبية قدر الإمكان.

1.5.5.II برنامج FAC:

تم تطوير برنامج FAC من قبل "Ming-Feng Gu" [29]، حيث يشمل حزمة متكاملة لحساب البنية الذرية ومختلف العمليات الذرية الإشعاعية والتصادمية بما في ذلك مستويات الطاقة، الانتقالات الإشعاعية، معادلات الانتقال الإشعاعي، الإثارة التصادمية، التأين بالتأثير الإلكتروني، التأين الضوئي ومختلف عمليات إعادة التركيب الإشعاعي، كما يتضمن هذا البرنامج نموذج تصادمي إشعاعي من أجل تركيب أطياف البلازما تحت شروط فيزيائية مختلفة.

يعتمد برنامج FAC "the flexible atomic cod" (الرمز الذري المرن) للبنية الذرية على التفاعل بين التشكيلات النسبية والدوال الموجية للجسيمات المستقلة. ويتم الحصول على هذه الأسس من الدوال الموجية انطلاقاً من كمون مركزي محلي والذي يتم تحديده بطريقة منتظمة ذاتياً. ويتم توظيف نهج النسبية بشكل كامل استناداً إلى معادلة ديراك التي تسمح بالتعامل مع الأيونات ذات القيم الكبيرة في الشحنة، مع تطبيق طرق الأمواج المشوهة (Distorted waves). وهو يعتبر من أكثر البرامج المستخدمة من أجل حساب المعطيات الذرية.

الهدف الرئيسي من إنشاء مثل هذه الحزمة شاملة هو دمج العمليات الذرية المختلفة في إطار نظري واحد وتوفير واجهة مستخدم مرنة و سهلة الاستخدام للوصول إلى جميع المهام الحسابية. وتوجد الآن العديد من البرامج لحساب العمليات الذرية، باستخدام إما تقريبات غير النسبية أو الأساليب النسبية الكاملة. ويهتم معظمها بشكل أساسي بالتركيب الذري والعمليات المرتبطة على سبيل المثال COWAN. ويستخدم برنامج FAC (الرمز الذري المرن) لاحقا لحساب التركيب الذري والخصائص التصادمية والإشعاعية لأيونات الشبهه بالهيليوم.

• الأسس النظرية للحساب في برنامج FAC "Flexible Atomic Code":

يتم الحصول على مستويات الطاقة لأيون الذري الذي يحوي N إلكترون عن طريق تقطير الهاملتوني النسبي H الذي تعطى علاقته على النحو التالي [29]:

$$H = \sum_{i=1}^N H_D(i) + \sum_{i=1}^N \frac{1}{r_{ij}} \quad (\text{II.36})$$

حيث $H_D(i)$: هو مؤثر ديراك للهاملتوني من اجل كمون ناتج عن شحنة نووية. $\emptyset_v$: الحالات الأساسية، حيث يشار إليها عموما باسم دوال الحالة للتوزيع (CSF)، وهي مجاميع غير متناظرة لنواتج N إلكترون ديراك المغزلي (لفي) φ_{nkm} :

$$\varphi_{nkm} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} P_{nk}(r) \chi_{km}(\theta, \emptyset, \sigma) \\ iQ_{nk}(r) \chi_{-km}(\theta, \emptyset, \sigma) \end{pmatrix} \quad (\text{II.37})$$

حيث χ_{km} : هي دالة الف الزاوي، n : عدد الكمي الرئيسي. k : العدد الكمي للعزم الزاوي النسبي، والذي يرتبط بكمية الحركة المدارية والزاوية الكلية من خلال العلاقة:

$$k = (l - j)(2j + 1) \quad (\text{II-38})$$

m : هي المركبة Z للعزم الحركي الكلي.

وتعطى دوال الحالات الذرية التقريبية بالشكل:

$$\Psi = \sum_v b_v \Phi_v \quad (\text{II-39})$$

حيث b_v : هي معاملات التي تم الحصول عليها من تقطير الهاملتوني الكلي.

• اختيار الكمون المركزي المحلي:

يجب ان تكون المدارات الشعاعية الإلكترونية معروفة لبناء مصفوفة الهاملتوني. في طريقة ديراك فوك سلاتر العامة، المركبات Q_{nk} و p_{nk} تحقق معادلة ديراك المقترنة لحقل مركزي محلي [30]:

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{k}{r}\right)P_{nk} = \alpha\left(\varepsilon_{nk} - V + \frac{2}{\alpha^2}\right)Q_{nk}$$

$$\left(\frac{d}{dr} - \frac{k}{r}\right)Q_{nk} = \alpha(-\varepsilon_{nk} + V)P_{nk}$$
(II-40)

حيث α : هو ثابت البنية الدقيقة، ε_{nk} : هي القيم الذاتية لطاقة المدارات الشعاعية.

• حل معادلة ديراك:

نظرا لأن الكمون يعتمد على المدارات المطلوبة، فإن التكرار ذاتي -itération auto-cohérent- ضروري لحل جملة المعادلات (II-40). في كل تكرار يتم استخدام المدارات السابقة لاشتقاق الكمون. وعليه يكفي حل مشكلة القيمة الذاتية من اجل كمون معرف. نقوم بتحويل (II-40) في معادلة شرود ينغر من خلال حذف المركبة الصغيرة وإجراء التحويل التالي [30]:

$$P_a = \xi_a(r)F_a(r)$$
(II-41)

$$\xi_a(r) = \sqrt{1 + \frac{\alpha^2}{2}[\varepsilon_a - V(r)]}$$
(II-42)

$$Q_a = \frac{\alpha}{2\xi_a^2}\left(\frac{d}{dr}P_a + \frac{k}{r}P_a\right)$$
(II-43)

بفضل هذا تحويل لدينا:

$$\frac{d^2}{dr^2}F_a(r) + \{2[\varepsilon_a - U(r)] - \frac{k(k+1)}{r^2}\}F_a(r) = 0$$
(II-44)

حيث $u(r)$: هو الكمون الفعلي المعروف كمايلي:

$$U(r) = V(r) - \frac{\alpha^2}{2}\{[V(r) - \varepsilon_a]^2 - W(r)\}$$
(II-45)

$$W(r) = \frac{1}{4\xi^2(r)}\left[\frac{d^2}{dr^2}V(r) + \frac{3\alpha^2}{4\xi^2(r)}\left(\frac{d}{dr}V(r)\right)^2 - \frac{2k}{r}\frac{d}{dr}V(r)\right]$$
(II-46)

نستخدم طريقة *Numerov* القياسية لحل المعادلة (II-44). ومع ذلك فمن المعتاد إجراء تحويل آخر قبل البحث عن الحل [30]:

$$t = t(r) \quad (\text{II-47})$$

$$F_a(r) = \left(\frac{dt}{dr}\right)^{-1/2} G_a(t) \quad (\text{II-48})$$

حيث $t(r)$ المعطى بدلالة المسافة الشعاعية تم اختياره بشكل مناسب بحيث يمكن استخدام شبكة موحدة في المتغير الجديد t ، والتحويل الموافق لدالة الموجة هو تحويل المعادلة التفاضلية من الصيغة $G_a(t)$ الى صيغة شرود ينغر، بدون الحد الأول من الاشتقاق [30]:

$$\frac{d^2}{dt^2} G_a(t) = \left(\frac{dt}{dr}\right)^{-2} G_a(t) \left\{ \frac{k(k+1)}{r^2} - 2[\varepsilon_a - U(r)] + \frac{1}{2} \left(\frac{dt}{dr}\right)^{-1} \frac{d^3 t}{dr^3} - \frac{3}{4} \left(\frac{dt}{dr}\right)^{-2} \left(\frac{d^2 t}{dr^2}\right)^2 \right\} \quad (\text{II-49})$$

نوعين من الحدود $t(r)$ تم استخدامهم في الماضي. النوع الأول هو التحول اللوغاريتمي $t(r) \propto \ln(r)$ ، الذي تم استخدامه في البرنامج **MCHF** [31]، والنوع الثاني هو شكل هجين: $t(r) = c_1 r + c_2 \ln(r)$ ، على سبيل المثال الذي استخدم في برنامج **ATOM** [32].

يعتمد برنامج **FAC** على تقطير الهاملتوني النسبي لديراك للحصول على مستويات الطاقة. يتم الحصول على المدرات الشعاعية لبناء الحالات الأساسية من تكرار ديراك فوك سلاتر المتوافق ذاتيا في توزيع رئيسي.

يتم الحصول على المقاطع الفعالة للتأين بالتأثير الإلكتروني من خلال النظرية النسبية للموجات المشوهة كدالة لقوة الاصطدام كما هو الحال في الإثارة بواسطة التأثير الإلكتروني [30].

ويتم حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتأثير الإلكتروني بواسطة برنامج **FAC** باستخدام التقريب النسبي للأمواج المشوهة (**Distorted waves**) التي تعتمد على تقريب تبادل بورن - كولومب (**"CBE"** Coulomb Born exchange) أو لقاء ثنائي القطب (**"BED"** Binary encounter dipole) لحساب المقاطع الفعالة لتأين [30].

II.5.5.2 تطبيق برنامج **FAC** على بعض الأيونات:

يهدف الحصول على قيم المقاطع الفعالة لتأين بالتأثير الإلكتروني يتم تطبيق برنامج FAC على أيوني الليثيوم Li^{+1} والبريليوم Be^{+2} الشبهان بالهيليوم، وتعطى قيم المقاطع الفعالة للتأين المحسوبة بواسطة برنامج FAC بدلالة $(10^{-20} cm^2)$.

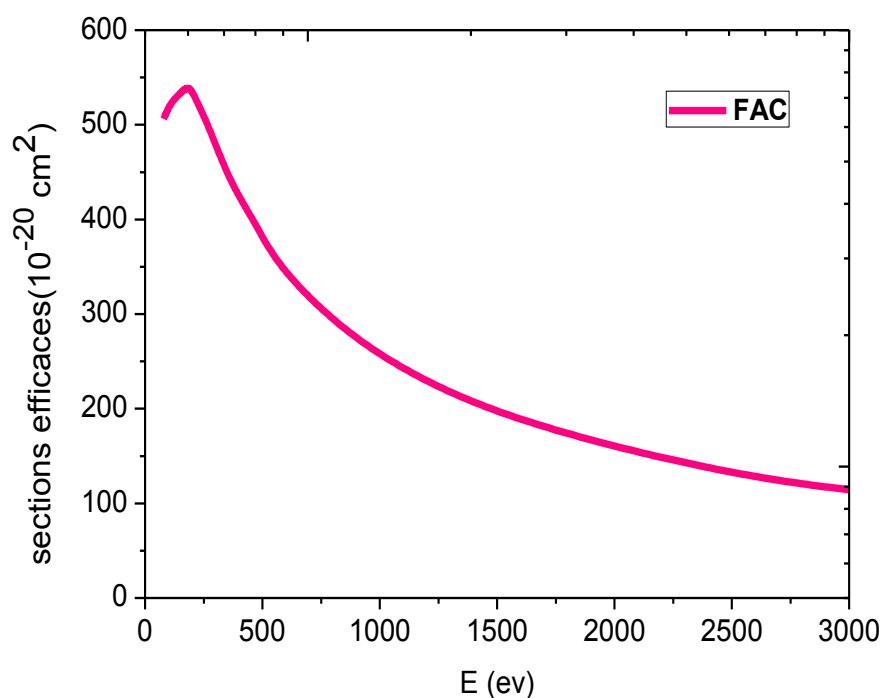
ويتم استخراج قيم المقاطع الفعالة والطاقات الموافقة لها المحسوبة بواسطة برنامج FAC من ملفات الاخراج الموضحة في الملحق.

6. II. حساب المقاطع الفعالة للتأين لأيوني Li^{+} و Be^{+2} الشبيهة بالهيليوم:

لقد قمنا بتطبيق برنامج FAC على الأيونات الشبيهة بالهيليوم Li^{+1} ، Be^{+2} من أجل حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني، وتوضح الجداول (II-2)، (II-3)، قيم بعض المقاطع الفعالة للتأين المتحصل عليها وقيم الطاقة الموافقة لها بالنسبة لأيونين على التوالي، كما توضح الأشكال: (II-3)، (II-4)، منحنيات بيانية لمختلف المقاطع الفعالة للتأين بدلالة الطاقة لأيوني الليثيوم و البريليوم الشبهين بالهيليوم على التوالي.

الجدول (II-2): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Li^{+} محسوبة عن طريق برنامج FAC .

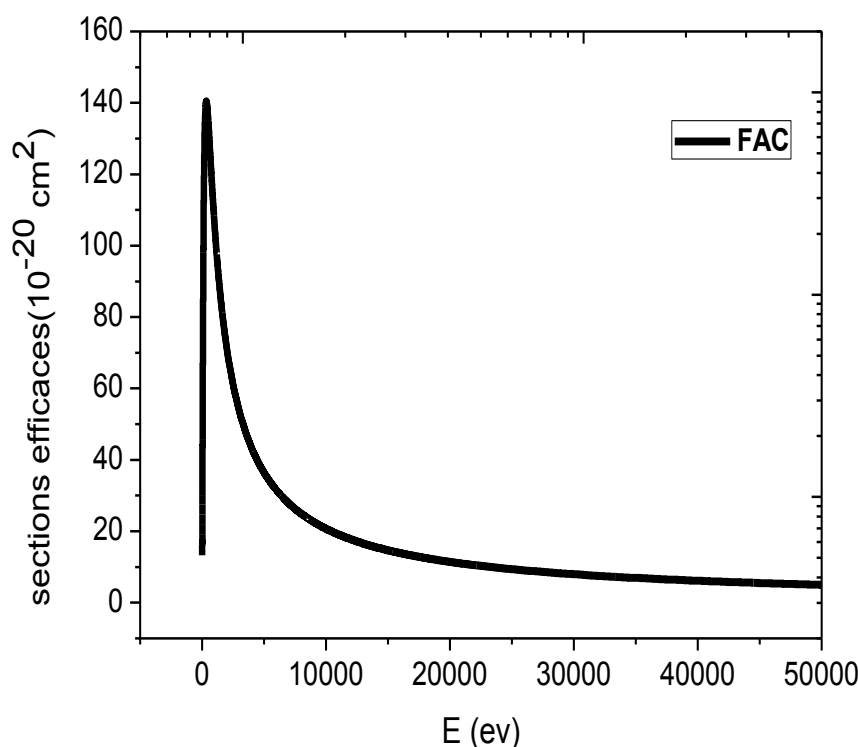
E(eV)	$\sigma[10^{-20}](cm^2)$
79.13	506.20
107.67	523.24
153.08	534.16
187.45	541.86
216	527.81
279.56	493.73
362.59	438.75
474.16	394.49
556.64	354.09
777.08	296.83
1074.81	242.38
1572.97	185.12
2508.32	129.27
3000	114.51



الشكل (3-II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Li^+ بدلالة الطاقة.

الجدول (3-II): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Be^{+2} محسوبة عن طريق برنامج FAC.

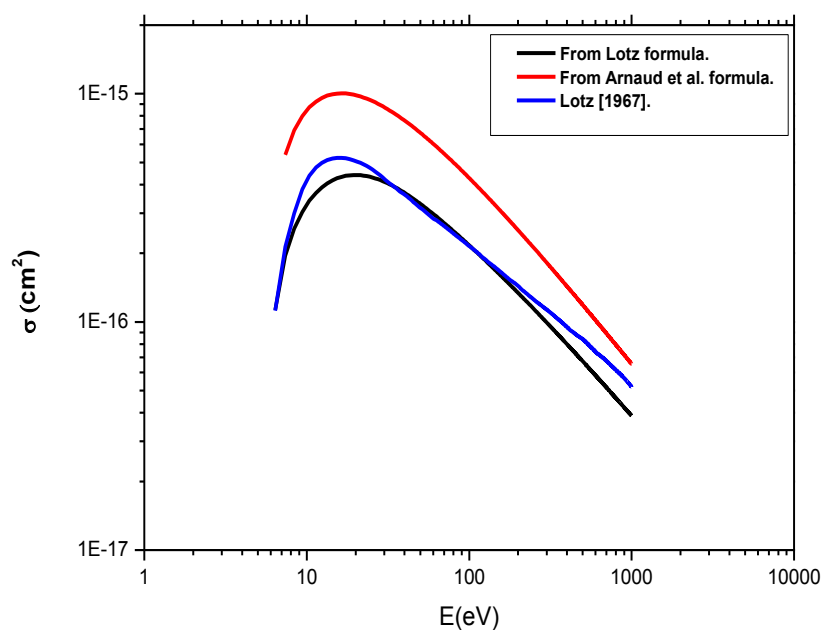
E(eV)	$\sigma[10^{-20}](cm^2)$	E(eV)	$\sigma[10^{-20}](cm^2)$
9.322	13.242	1180.8	97.427
10.022	14.180	2850.8	55.655
18.222	24.560	4850.8	37.300
38.822	74.572	9850.8	20.978
56.822	64.524	15351	14.322
76.822	80.379	28151	8.4410
98.822	94.649	36651	6.6544
180.82	126.39	42651	5.7944
580.82	130.27	51151	4.8998



الشكل (4-II): تغيرات المقطع الفعال لتأين Be^{+2} بدلالة الطاقة.

نلاحظ من خلال منحنيات المقاطع الفعالة لتأين كل من أيوني البريليوم Be^{+2} والليثيوم Li^{+} الشبيهين بالهيليوم الموضحة في الشكلين أعلاه أن قيم المقاطع الفعالة للتأين في تزايد مع الزيادة في الطاقة ثم تنخفض وتقريبا تساوي صفر كلما زادت الطاقة أكثر.

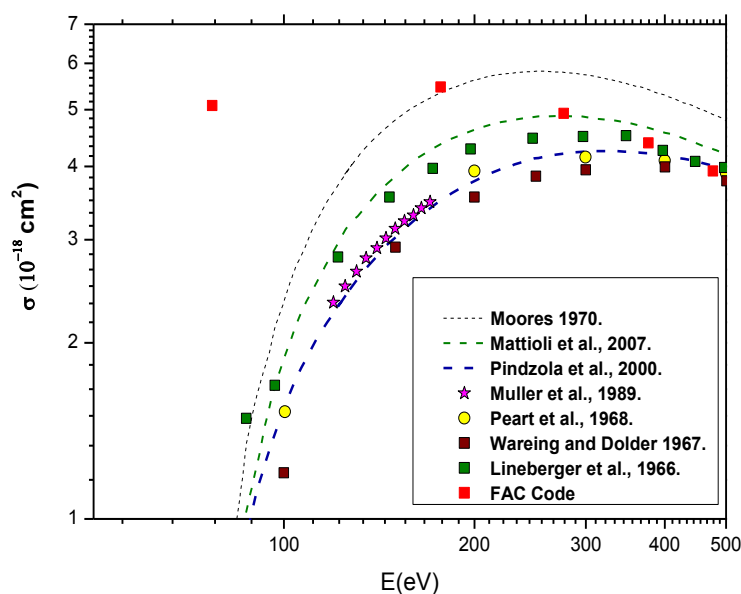
لمعرفة مدى دقة حساباتنا النظرية المعتمدة عن طريق برنامج FAC قمنا بمقارنتها بالحسابات التجريبية، وبما أن الصيغة التحليلية لحساب المقطع الفعال للتأين المعطاة من قبل Lotz و Arnaud مبنية على تقريب تبادل الموجة المشوهة، فقد قمنا بتطبيق المعادلات الشبه تجريبية لحساب المقاطع الفعالة للتأين وذلك عن طريق برنامج عددي ومقارنتها بالنتائج المتحصل عليها من خلال برنامج FAC. ويوضح الجدول (4-II) قيم بعض المقاطع الفعالة المتحصل عليها عن طريق برنامج FAC وبعض قيم النتائج التجريبية وذلك بالنسبة لمجموعة من قيم الطاقة في المجال [100 eV - 500 eV]، والأشكال (5-II)، (6-II) على التوالي توضح النتائج المتحصل عليها.



الشكل (5-II): قيم المقاطع الفعالة لتأين Li^+ بدلالة الطاقة المتحصل عليها من قبل Lotz et al. و Arnaud et al.

الجدول (4-II): مختلف قيم المقاطع الفعالة للتأين بالتأثير الإلكتروني لـ Li^+ التي تم الحصول عليها بواسطة برنامج FAC وبعض النتائج التجريبية.

E(eV)	$\sigma (10^{-18} \text{ cm}^2)$	$\sigma (10^{-18} \text{ cm}^2)$	$\sigma (10^{-18} \text{ cm}^2)$	$\sigma (10^{-18} \text{ cm}^2)$
	FAC	Moore's[33]	Pindzola et al. [34]	Mattioli et al. [35]
176	5.4	5.35	--	--
279	4.9	--	4.9	4.9
377	4.3	--	4.2	4.6
480	3.9	--	4.0	4.2



الشكل (II-6): قيم المقاطع الفعالة لتأين Li^+ بدلالة الطاقة المتحصل عليها عن طريق برنامج FAC مقارنة مع بعض النتائج التجريبية.

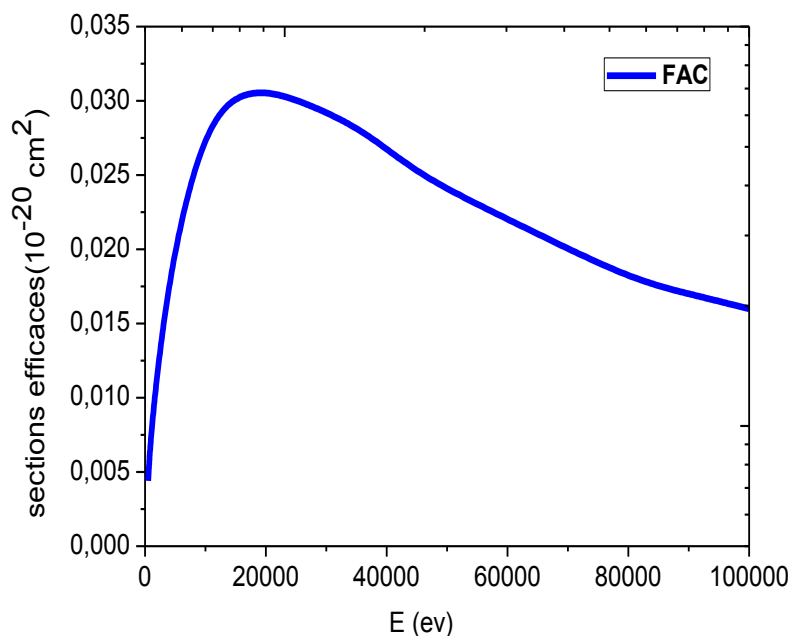
7.II. حساب المقاطع الفعالة للتأين لأيوني Cu^{+27} و Fe^{+24} الشبيهة بالهيليوم:

يوضح الجدول (II-5) قيم بعض المقاطع الفعالة المتحصلة عليها وقيم الطاقة الموافقة لها لأيون Cu^{+27} .

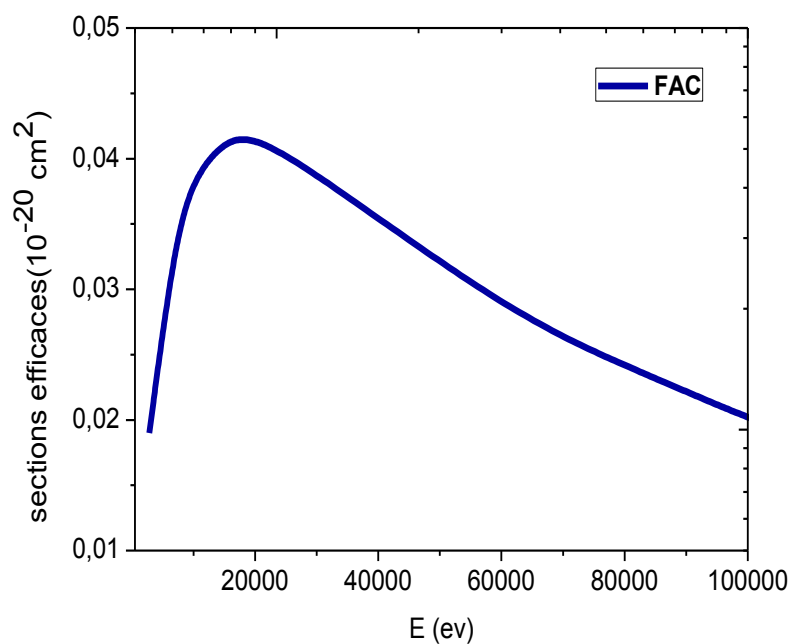
الجدول (II-5): نتائج حساب المقاطع الفعالة لتأين Cu^{+27} ببرنامج FAC.

E(eV)	$\sigma[10^{-20}](cm^2)$
509.77	0.0044
1000	0.008
4078	0.019
10195	0.029
26000	0.030
36500	0.028
45114	0.025
60152	0.022
80118	0.018
90000	0.017
100000	0.016

وكما يوضح الشكل (II-7)، (II-8) منحني بياني لمختلف قيم المقاطع الفعالة بدلالة الطاقة بالنسبة لأيون Cu^{+27} وأيون Fe^{+24} .

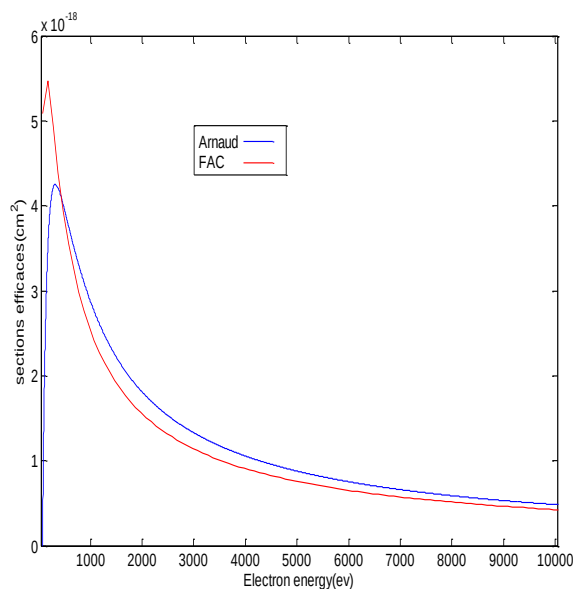


الشكل (II-7): تغيرات المقطع الفعال لتأين Cu^{+27} بدلالة الطاقة.

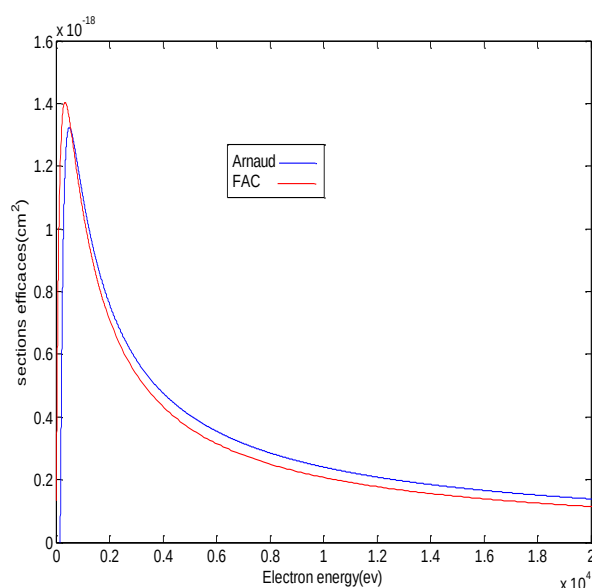


الشكل (II-8): تغيرات المقطع الفعال لتأين Fe^{+24} بدلالة الطاقة.

لمعرفة مدى دقة حسابتنا النظرية التقريبية ببرنامج FAC نقوم بمقارنتها بالحسابات التجريبية، وبما أن الصيغة التحليلية لـ Arnaud مبنية في حسابات المقطع الفعال لتأين على تقريب تبادل الموجة المشوهة، ولهذا قمنا بتطبيق المعادلة Arnaud الشبه التجريبية لحساب المقاطع الفعالة للتأين لأيونات الشبيهة بالهيليوم وذلك بواسطة برنامج عددي، وكما هي موضحة في الأشكال (9-II)، (10-II) على التوالي.



الشكل (9-II): قيم المقاطع الفعالة لتأين لـ Li^+ بدلالة الطاقة مقارنة مع نتائج Arnaud et al.



الشكل (10-II): قيم المقاطع الفعالة لتأين لـ Be^{+2} بدلالة الطاقة مقارنة مع نتائج Arnaud et al.

نلاحظ من منحنيات المقاطع الفعالة للتأين للأيونات الشبيهة بالهيليوم الموضحة في الأشكال (9-II)، (10-II) ومن خلال المقارنة بين المنحنيات المنجزة من خلال برنامج FAC والمنحنيات التجريبية وجود تقارب مقبول. ولقد وجدنا في مصادر حديثة انه تم إجراء تعديل في بعض البيانات التجريبية المعطاة لأيونات ثقيلة وعالية التأين [35].

خلاصة

تضمن هذا الفصل دراسة عملية التأين بالتصادم الإلكتروني التي تعد من أهم العمليات الذرية التي تحدث في البلازما، ولقد قدمنا طرق مختلفة من أجل الحساب النظري للمقاطع الفعالة للتأين: نظرية الكلاسيكية وشبه الكلاسيكية، تقريب بورن - كولومب ومعادلات الشبه التجريبية، وعن طريق برامج الذرية، كما يتم حساب المقاطع الفعالة لتأين بالتصادم الإلكتروني لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم بواسطة برنامج FAC ومعادلات الشبه التجريبية، ومن خلال مقارنة بين هذه النتائج المتحصلة عليها نلاحظ وجود اتفاقا جيدا.

قائمة المراجع

- [1] M. Davoudabadi, J.S. Shrimpton, F. Mashayek, On accuracy and performance of highorder finite volume methods in local mean energy model of non-thermal plasmas, Journal of Computational Physics, v.228 n.7, 2468-2479, 2009.
- [2] M. Lemoine, C. Terquem, Physique et Astrophysique nucléaires, Cours de L'école Polytechnique, 2008.
- [3] J.L. Basdevant, J. Dalibard, Mécanique Quantique, Les Éditions de L'école Polytechnique, 2003.
- [4] I.I. Sobelman, L. A. Vainshtein, et E. A. Yukov. Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines. Springer-Verlag, Berlin, 1981.
- [5] R. D. Cowan. The theory of atomic structure and spectra. University of California Press, Berkeley, 1981.
- [6] N.F. Mott and H.S.W. Massey. The theory of atomic collisions. Number vol.2 in International series of monographs on physics. Clarendon Press, 1965.
- [7] J. Ronald, W. Henry. Excitation of atomic positive ions by electron impact. Physics Reports, 68(1):1 - 91, 1981.
- [8] D.V. Fursa and I. Bray, Convergent close-coupling calculations of electron scattering on helium-like atoms and ions :electron–beryllium scattering, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.30 5895–5913, 1997.
- [9] Y. Itikawa, Distorted-wave methods in electron-impact excitation of atoms and ions, Review Section of Physics Letters 143, No. 2, 69-108. North-Holland, Amsterdam 1986.
- [10] M. Inokuti, Inelastic collisions of fast charged particles with atoms and molecules the Bethe theory revisited, Rev. Mod. Phys., 43:297-347, 1971.
- [11] K. Bartschat, I. Bray, et al, Recommended electron-impact excitation and ionization cross sections for Be, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2018.
- [12] H. Suno, T. Kato, Cross section database for carbon atoms and ions: Electron-impact ionization, excitation, and charge exchange in collisions with hydrogen atoms, Atomic Data and Nuclear Data Tables 92, 407–455, 2006.

- [13] Y. Itikawa, S. Hara, T. Kato, S. Nakazaki, M.S. Pindzola, D.H. Crandall, At. Data Nucl. Data Tables 33,149,1985.
- [14] F.B. Romsej, A. Escarguel, C. Brault, Th. Pierre, R. Stamm and K. Quotb, Neutral Helium Line Emission for Edge Plasma Conditions, Journal of Nuclear Materials, 337–339, 2005.
- [15] S. Dilmi and A.M. Boumali, Influence of the Electron Energy Distribution Function on the Calculation of Ionization Rate in Hot Plasma, U.P.B. Sci. Bull., Series A, vol.79, Iss.1, 2017.
- [16] W. Lotz, Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions, Astrophysical Journal Supplement, vol. 14, 207-238,1967.
- [17] A. Burgess, H.P .Summers, D.M .Cochrane and R.W.P .Mcwhirter, Cross Sections for Ionization of Positive ions by Electron Impact, Mon. Not. R. Astr . Soc.,1977.
- [18] T. D. Mark and G. H. Dunn, Electron Impact Ionization, Springer Verlag Wien-New York, 1985.
- [19] B. Cagnac and J. Cloude, Physique Atomique Tom 1, 1975.
- [20] T.Kato, Ionization and Excitation of Ions By Electron Impact-Review of empirical formulae, Department of Physics, 1977.
- [21] A. Burgess and I. C. Percival, Advances in Atomic and Molecular Physics, Academic Press, 1968.
- [22] T. Kato, T. Fujiwara, and Y. Hanaoka, Astrophys .J.492,1998.
- [23] L.A. Vainshtein, I. I. Sobelman and E. A. Yukov, Cross-Sections of Excitation of Atoms and Ions by Electrons, 1973.
- [24] T. Kato, K. Masai and M. Arnaud, Comparison of Ionization Rate Coefficients of Ions from Hydrogen through Nickel, NIFS-Data-14,1991.
- [25] W. Lotz, Electron impact cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium, Report Institute fur Plasma Physics, IPP 1/62, 1967.
- [26] M. Arnaud and R. Rothenflug, An Updated Evaluation of Recombination and Ionization Rates, Astron. Astrophys. Supp. Ser.60, 425-457,1985.
- [27] K.L. Bell et al, Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Light Atoms and Ions, J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 12, No.4, 1983.
- [28] M.F. Gu, FAC 1.0.8 Manual, [http : //kipac-tree.stanford.edu/fac/](http://kipac-tree.stanford.edu/fac/).

- [29] M.F. Gu, Review Synthèse, The Flexible Atomic Cod, Can.J.Phys., vol.86, 2008.
- [30] L.V. Chermysheva and V.L. Yakhontov, Comput.Phys. Commun.119, 232,1999.
- [31] C.F. Fischer, T. Brage, P. Jonsson, Computational atomic physics: An MCHF approach, Institute of Physics Publishing, Bristol, 2000.
- [32] M.Y. Amusia and L.V. Chermysheva, Computation of atomic processes: A handbook for ATOM programs, Institute of Physics Publishing, Bristol,1997.
- [33] D.L. Moores, H. Nussbaumer, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 3, 161–72,1970.
- [34] M.S. Pindzola, D. M. Mitnik, J. Colgan, Phys. Rev. A. 61, 052712, 2000.
- [35] M. Mattioli, G. Mazzitelli, M. Finkenthal, P. Mazzotta, K.B. Fournier, J. Kaastra, M.E. Puiatti, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40, 3569–99, 2007.

الفصل الثالث

تأثير دوال توزيع الطاقة على حساب معدل التأين
بواسطة التصادم الإلكتروني

1-III مقدمة

يعد فهم دور الإلكترونات الساخنة في البلازما أمراً مهماً بشكل خاص بسبب التأثير على انبعاث الأطياف وخصائص ديناميكيات البلازما وتوازن الطاقة، ويمكن أن تفقد هذه الإلكترونات طاقة كبيرة من خلال الاصطدامات ولها تأثيرات سلبية على استقرار البلازما [1]. تم اكتشاف مجموعة متنوعة من المصادر المختبرية بما في ذلك التوكاماك [2،3] وبلازما الليزر [4]، بلازما قوة النبض [5]، وكذلك. بالإضافة إلى مصادر الأشعة السينية التصادمية (RX) التي تقيس العمليات الذرية الأساسية، مثل مصائد الأيونات ذات حزمة الإلكترونية، يتم إجراؤها عادة بواسطة الحزمة إلكترونية مدفوعة والتي تكون بشكل رئيسي غير ماكسويلي [6].

هناك كثير من الأبحاث التي تم إجراؤها لدراسة وتحسين نظرية التأين عن طريق اصطدام الذرات والأيونات بواسطة الإلكترونات، حيث قام الباحثون بإجراء العديد من العمليات الحسابية باستخدام دالة التوزيع غير ماكسويلي من أجل حساب معدل التأين.

في هذا الفصل نقوم بدراسة تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترون وتأثير الإلكترونات الساخنة باستخدام دالة توزيع طاقة غير ماكسويلي لحساب معدلات التأين لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم

2-III دوال توزيع طاقة الإلكترون:

من المعروف أن آلية التأين بالتأثير الإلكتروني هي عملية مهمة في نموذج التصادم الإشعاعي الذري، حيث يعتمد هذا نموذج على حركة الذرات لتشخيص و نمذجة البلازما، كما يعتمد على إسكان سوياات الطاقة والتي بدورها تعتمد على دوال توزيع طاقة الإلكترون. تم تكييف دراسات على الإلكترونات الساخنة لتجارب معينة، واقتصرت استنتاجاتهم على تحديد أشكال توزيع طاقة الإلكترون [7]. وتعطى هذه الأشكال كما يلي:

1- 2-III دالة التوزيع الماكسويلي:

يمثل توزيع ماكسويل أساس نظرية حركة الغازات العشوائية التي تصف خواص الغازات في حالة التوازن الترموديناميكي (حراري). وهو يعطي السرعة الأكثر احتمالاً في نظام كبير من الجسيمات التي لا تتفاعل مع بعضها ولا يحدث بينها سوى الاصطدامات المرنة، مع افتراض عدم وجود طاقة التفاعل بينها [1-2]. وتكتب دالة توزيع السرعات في هذه الحالة كما يلي:

$$F(v)dv = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T}\right) dv \quad (\text{III. 1})$$

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \text{ حيث الطاقة:}$$

إذن يمكن أن تكتب دالة التوزيع ماكسويلي بدلالة الطاقة كما يلي:

$$F_M(E; T) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{m^{1/2}}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (\text{III. 2})$$

حيث :

• m: كتلة الإلكترون.

• T: درجة حرارة الإلكترونات.

• E: طاقة الإلكترونات.

ولكن هناك حالات كثيرة لا يصح فيها توزيع ماكسويل مثل تصادم البلازما في فضاء خارجي وعلى الأخص تصادم الإلكترونات بالتأين.

III-2-2 دالة التوزيع غير الماكسويلي:

ان للإلكترونات الساخنة دور مهم في البلازما بسبب تأثيرها على ديناميكية البلازما واستقرارها، وتتبع هذه الإلكترونات توزيع غير ماكسويلي [7]. وقد تم اختيار توزيع غير ماكسويلي مقترح من قبل Escarguel وآخرون [8] لدراسة تأثير الإلكترونات الساخنة على معدلات التأين والذي يأخذ الشكل التالي:

$$F_{NM}(E) = (1 - f_{hot})F_M(T_e) + f_{hot}F_M(T_e) \quad (\text{III. 3})$$

حيث أن:

• f_{hot} : نسبة الإلكترونات الساخنة.

• F_M : دالة توزيع ماكسويل لطاقة الإلكترونات.

• T_e : درجة حرارة الإلكترونات.

III-2-3 دالة التوزيع الغاوسي:

يعد التوزيع الغاوسي التوزيع الاحتمالي المستمر الأساسي وهو التوزيع الأهم في مجال الإحصاء و هو كثير الانتشار والاستعمال، ويستخدم غالبا لوصف المتغيرات العشوائية التي تميل

إلى التمرکز حول قيمة متوسطة، وقد ساهم الكثير من الإحصائيين باستخدامها لحساب توقعات الأماكن الفلكية. ويمكن أن يمثل توزيع غاوس الإلكترونات التي يتم إثارتها بواسطة تفاعلات الليزر والبلازما [3].

وتكتب دالة التوزيع الغاوسي في طاقة مميزة ε_0 بالصيغة التالية:

$$F_G(\varepsilon, \varepsilon_0) = \frac{1}{w\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{1 - \operatorname{erf}\left(-\varepsilon_0/w\right)} \right) e^{-\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{w}\right)^2} \quad (\text{III. 4})$$

حيث :

ε_0 : طاقة الإلكترون.

w : عرض خط الطيف.

III-2-4 دالة توزيع قانون القوة:

توزيع قانون القوة هو دالة كثافة احتمال مستمرة، واستخداماته الأكثر شيوعاً هي في النماذج الفيزيائية الفلكية، على سبيل مثال في الرياح الشمسية أين تكون الإلكترونات في هذه المناطق غير حرارية [4]. يكون توزيع قانون القوة غير صفري عند طاقة الإلكترون المميزة ε_0 وتحلل بسرعة أكبر أو أقل مع الطاقة وفقاً لقيمة ثابت الانحلال γ [3]. ويكتب توزيع قانون القوة كما يلي:

$$F_P(\varepsilon, \varepsilon_0) = \left(\frac{\gamma - 1}{\varepsilon_0^{1-\gamma}} \right) \varepsilon^{-\gamma} ; \varepsilon \geq \varepsilon_0 \quad (\text{III. 5})$$

حيث:

ε_0 : طاقة الإلكترون.

γ : ثابت انحلال.

التوزيعات في المعادلات (III.1)، (III.2) يتم إعطاؤها في شكلها الطبيعي $\left[\int F_x(\varepsilon, \varepsilon_0) d\varepsilon = 1 \right]$ من حيث طاقة الإلكترون ε وطاقة توزيع مميزة ε_0 . الطاقة المميزة لتوزيع ماكسويل (الحراري) في معادلة (III.1) تعادل درجة حرارة الإلكترون T_e . ويتمركز التوزيع الغاوسي في معادلة (III.3)، الذي يمكن أن يمثل الإلكترونات التي يتم إثارتها بواسطة تفاعلات الليزر والبلازما، ذات طاقة مميزة ε_0 وله عرض خط الطيف ونصف عرض أقصى $w\sqrt{\ln 2}$. ويستخدم التوزيع قانون القوة الأكثر شيوعاً في النماذج

الفيزيائية الفلكية، وتصبح غير معدومة عند طاقة الإلكترون المميزة ε_0 وتتحلل بسرعة أكبر أو أقل مع الطاقة وفقا لقيمة γ . ومع ذلك بالنسبة لمعظم البلازما ذات درجتين الحرارة يمكن ε_0 اختيارها بحيث يندمج توزيع قانون طاقة الإلكترون الساخنة بسلسلة مع توزيع ماكسويل لدرجة الحرارة المنخفضة [9].

3.III حساب معدلات التأين بالتصادم الإلكتروني:

الهدف من نظرية الاصطدام هو إيجاد نموذج يمكنه تحديد تطور نظام التصادم في منطقة التفاعل. يجب أن تكون النتائج التي يقدمها هذا النموذج قابلة للمقارنة مع الملاحظات المقاسة بالتجارب. لبناء هذا النوع من النماذج، من الضروري إنشاء علاقة بين ودوال الموجة التي تصف الحالات الأولية والنهائية للنظام. يمكن أن توفر النماذج النظرية المبسطة فهما لعملية التأين، حيث تخضع ديناميكيات نظام الاصطدام لمبادئ ميكانيكا الكم.

في نموذج التصادم الإشعاعي الذري لدى الإلكترونات طاقة محددة، والتي لها تأثير على معدل التصادم، وهي تعتبر مهمة ومفيدة في تفسير و نمذجة البلازما والتي يتم الحصول عليها عن طريق المقطع الفعال ودالة توزيع طاقة للإلكترون [11,10]. ويعطى المعدل في حالة التأين المباشر على النحو التالي:

$$\tau = \int_0^{\infty} v\sigma(E)F(E) dE \quad [cm^3.s^{-1}] \quad (III. 6)$$

حيث أن v : سرعة الإلكترون.

$\sigma(E)$: المقاطع الفعالة للتأين بالتأثير الإلكتروني.

$F(E)$: دالة توزيع طاقة الإلكترون.

E : طاقة الإلكترون الوارد.

لدراسة تأثير الإلكترونات الساخنة على حساب معدل التأين اخترنا توزيع طاقة غير ماكسويلي و الذي يأخذ الصيغة التالية [8]:

$$F_{NM}(E) = (1 - f_{hot})F_M(E, T_{bulk}) + f_{hot}F_X(E, T_{hot}) \quad (III. 7)$$

حيث أن:

F_M : دالة التوزيع الماكسويلي لطاقة الإلكترون

F_X : دالة توزيع طاقة الإلكترون.

T_{hot} : درجة حرارة الإلكترونات الساخنة.

T_{bulk} : درجة حرارة الإلكترونات الباردة.

III-4 تأثير دوال توزيع الطاقة و نسبة الإلكترونات الساخنة: نتائج و مناقشة

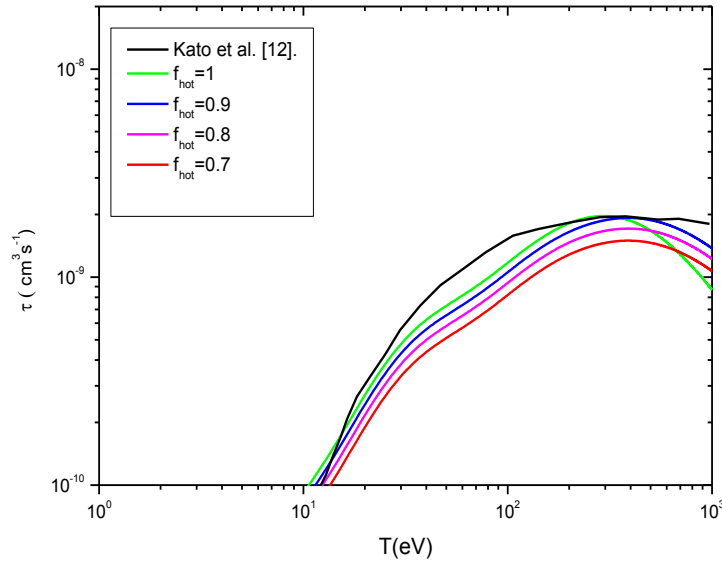
بدلت جهود كبيرة من طرف العلماء لفهم انبعاث الإلكترونات أثناء التأين الذري بواسطة التصادم من منظور التجريب والمحاكاة. إذ يعد توزيع طاقة الإلكترون موضوعاً ذا أهمية كبيرة لفيزياء البلازما لأنها تلعب دوراً مهماً في تطوير دراسة البلازما، وتعد معدلات التأين للأيونات المختلفة في البلازما ضرورية لفهم توازن التأين. ساهمت تجارب وأبحاث محددة على الإلكترونات الساخنة في تثبيت أنواع معينة من دوال توزيع الطاقة، بمعنى داخل البلازما يتم تمثيل الإلكترونات الحرة بتوزيع معين للطاقة. ويتم حساب معدلات التأين من خلال دمج مقطع التصادم مع الطاقة مع دوال توزيع الطاقة.

تعتبر معاملات معدل التأين عند درجات الحرارة المنخفضة حساسة جداً لسلوك المقطع الفعال بالقرب من العتبة. توجد اختلافات كبيرة بين الحسابات النظرية المختلفة والنتائج التجريبية، حيث نجد تقريب بور لموجة مستوية غير صالح عند الطاقات المنخفضة ويعطي المقاطع الفعالة أقل من المحسوبة في تقريب الموجة المشوهة DW بالقرب من العتبة.

III-4-1 حساب معدلات التأين لأيون البريليوم:

نستعمل دالة توزيع غير ماكسويلي لحساب معدل التأين لأيون البريليوم الشبيه بالهيليوم Be^{+2} حيث نقوم بتعويض العلاقة (III.7) في العلاقة (III.6) بالإضافة إلى المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني المحسوبة بواسطة برنامج (FAC) للحصول على معدلات التأين لقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} .

يوضح الشكل (III-1) مختلف المنحنيات المتحصل عليها لمعدلات التأين لأيون البريليوم Be^{+2} لدالة توزيع غير ماكسويلي ولقيم المختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} كدالة لدرجة حرارة الإلكترونات T ، وقد تم اخذ قيمة درجة حرارة الإلكترونات الباردة T_{bulk} مساوية لمتوسط القيمة $k_B T_{bulk} = 0.85 \text{ eV}$. في الواقع نسبة الإلكترونات الباردة هي أقل من الإلكترونات الساخنة.



الشكل (1-III): معدلات التأين لـ Be^{+2} المتحصل عليها بواسطة دالة التوزيع غير الماكسويلي لمختلف القيم لنسبة الإلكترونات الساخنة: $f_{hot} = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$.

من خلال الشكل (1-III) نلاحظ أن المنحنيات الخاصة بالقيم المختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة (70%، 80%، 90%) قريبة جداً بشكل عام من المنحنى المتحصل عليه عندما تكون نسبة الإلكترونات الساخنة مساوية للوحدة ($f_{hot} = 1$) وهي تمثل معدلات التأين لتوزيع ماكسويلي. ولكن في حالة درجات الحرارة المنخفضة، تكون المعدلات التأين شديدة الحساسية لسلوك المقاطع الفعالة، حيث هناك اختلاف كبير بين الطرق النظرية والتجريبية وبخاصة بالنسبة للذرات شديدة التأين أو ذات العدد الذري الكبير. نلاحظ أن منحنيات معدلات التأين في الشكل (1-III) تتزايد تدريجياً بعيداً عن المنحنى الخاص بالتوزيع الماكسويلي للطاقة وذلك عند تناقص قيم نسبة الإلكترونات الساخنة وهذا يظهر حساسية ملحوظة لمعدل التأين بالنسبة لنسبة الإلكترونات الساخنة.

بمقارنة معدلات التأين بالنتائج التي نشرها Kato و الآخرون لوحظ اتفاق جيد لمنحنى معدل التأين للتوزيع الماكسويلي للطاقة لـ $f_{hot} = 1$ مع المنحنى الخاص بـ Kato والآخرون.

يوضح الجدول (1-III) الفروق النسبية لمعامل معدل التأين التي تم الحصول عليها عن طريق التوزيع غير ماكسويلي، حيث هناك اختلافات نسبية في النطاق [100 eV - 1000 eV] وهذه الاختلافات هي في حدود 30% إلا في الحالة أين تكون $f_{hot} = 0.9$ ودرجة الحرارة تساوي 100 eV.

الجدول (1-III): الاختلافات النسبية لمعدل التأين في حالة توزيع غير ماكسويلي.

T (eV)	τ_{Kato}	f_{hot}	τ_{NM}	$\Delta \tau_{NM}/\tau_{kato}$
15	$1.70 \cdot 10^{-10}$	0.7	$1.18 \cdot 10^{-10}$	0.30
		0.8	$1.35 \cdot 10^{-10}$	0.20
		0.9	$1.52 \cdot 10^{-10}$	0.10
		1.0	$1.68 \cdot 10^{-10}$	0.01
100	$1.58 \cdot 10^{-9}$	0.7	$8.20 \cdot 10^{-10}$	0.48
		0.8	$9.38 \cdot 10^{-10}$	0.41
		0.9	$1.05 \cdot 10^{-10}$	0.93
		1.0	$1.17 \cdot 10^{-9}$	0.25
500	$1.87 \cdot 10^{-9}$	0.7	$1.46 \cdot 10^{-9}$	0.21
		0.8	$1.67 \cdot 10^{-9}$	0.10
		0.9	$1.88 \cdot 10^{-9}$	0.005
		1.0	$1.67 \cdot 10^{-9}$	0.10
1000	$1.80 \cdot 10^{-9}$	0.7	$1.09 \cdot 10^{-9}$	0.39
		0.8	$1.24 \cdot 10^{-9}$	0.31
		0.9	$1.40 \cdot 10^{-9}$	0.22
		1.0	$8.99 \cdot 10^{-10}$	0.50

- τ_{NM} : معاملات معدل التأين التي تم الحصول عليها بواسطة دالة التوزيع غير ماكسويلي.

- $\tau_{NM} - \tau_{Kato} / \tau_{Kato} = \Delta \tau_{NM} / \tau_{Kato}$: الفروق النسبية لمعادلات التأين التي تم الحصول عليها عن طريق توزيع غير ماكسويلي.

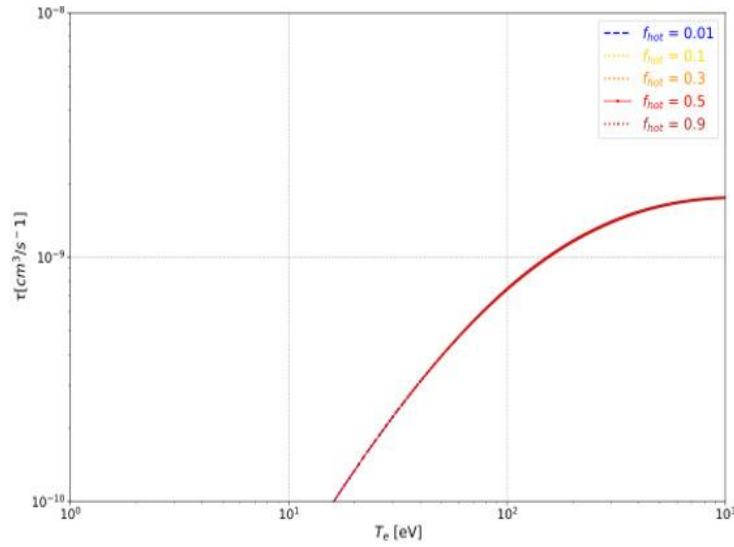
- f_{hot} : هي نسبة الإلكترونات الساخنة.

وتم حساب الفروق النسبية بين توزيعي الماكسويلي وغير الماكسويلي لقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة. لوحظت فروق ذات دلالة إحصائية في درجات الحرارة المنخفضة في نطاق الطاقة [20 eV - 100 eV] عند $f_{hot} = 0.7, 0.8$ ثم تكون ضعيفة جدا حول 500 eV عند $f_{hot} = 0.9$ ، حيث تكون من رتبة 5 % إلى 10 %.

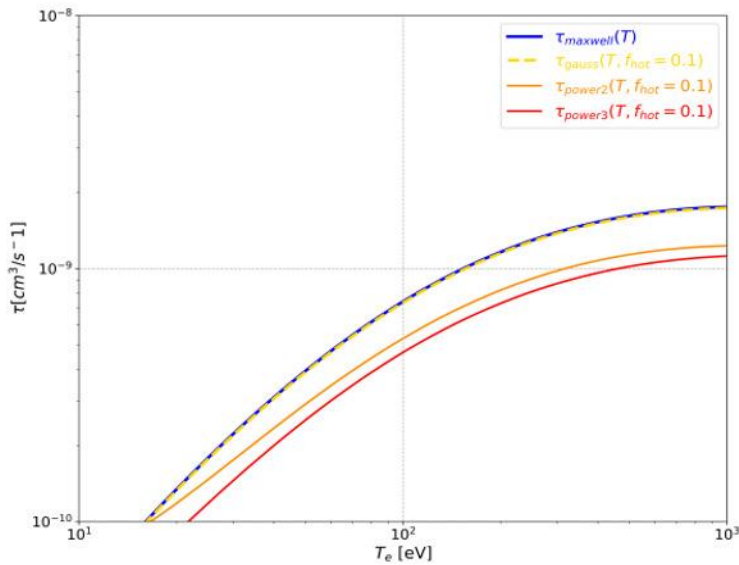
لدراسة تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترون على حساب معدل التأين اخترنا توزيع طاقة غير ماكسويلي وذلك باستخدام العلاقة (III.7) وباستبدال الدالة $F_X(E, T_e)$ في العلاقة (III.7) بدوال

توزيع طاقة مختلفة: دالة توزيع ماكسويلي (III.2) ثم دالة توزيع غاوسي (III.4)، و أخيرا دالة توزيع قانون القوة (III.5)، مع التغيير في نسبة الإلكترونات الساخنة.

المنحنيات الموضحة في الأشكال (2-III)، (3-III)، (4-III) تبين نتائج حساب معدلات التأين لأيون البريليوم الشبيه بالهيليوم Be^{+2} بواسطة برنامج حساب العددي في حالة دوال توزيع طاقة الإلكترون: ماكسويلي، غاوسي و قانون القوة لقيم المختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} باستخدام دالة التوزيع غير ماكسويلي بدلالة درجات الحرارة.



الشكل (2-III): معدلات التأين لـ Be^{+2} باستخدام دالة توزيع ماكسويلي لطاقة الإلكترون وقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} .

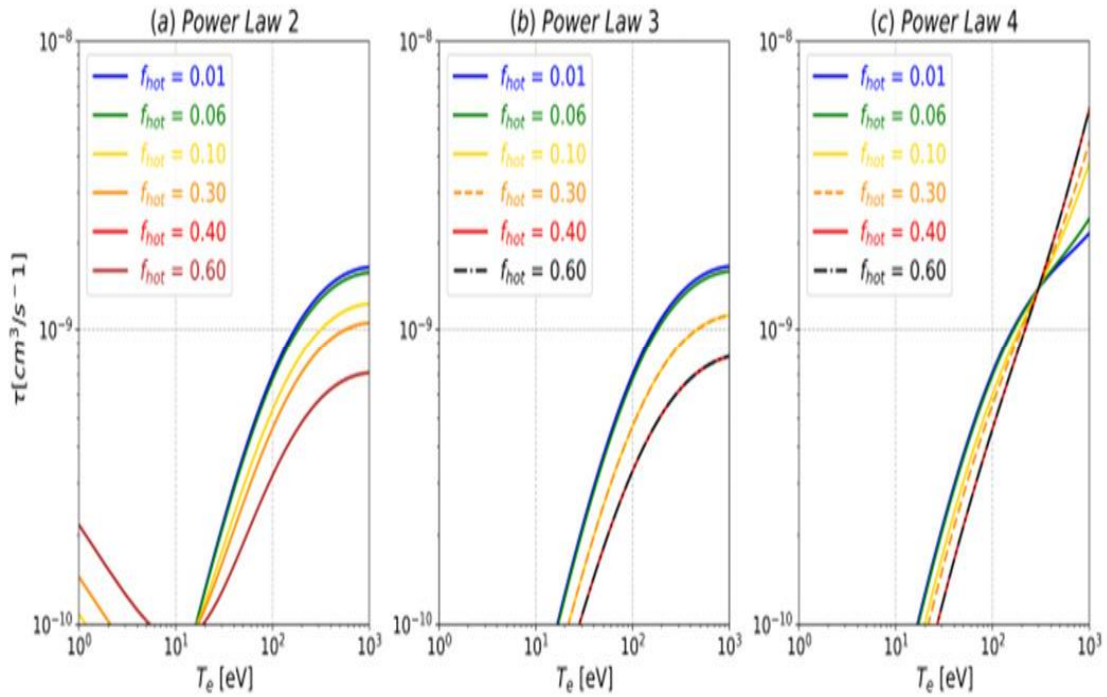


الشكل (3-III): معدلات التأين لـ Be^{+2} باستخدام دوال توزيع طاقة الإلكترون: ماكسويلي، غاوسي وقانون القوة من اجل $f_{hot} = 0.1$.

نلاحظ في الشكل (2-III) في حالة دالة توزيع ماكسويلي تزداد قيم معدلات التأين بسرعة كبيرة عند درجات الحرارة المنخفضة. و في الشكل (3-III) في حالة دوال التوزيع ماكسويلي، غاوسي وقانون القوة من أجل قمتين لثابت الانحلال، يلاحظ أن منحنيات معدل التأين في اتفاق جيد عند نسبة الإلكترونات الساخنة التي تتراوح من 1% إلى 10% على كامل نطاق الطاقة ، ويمكننا ملاحظة أن قيمة ثابت الانحلال لا تؤثر بشكل كبير على تقدير الحساب لقيمة معينة لنسبة الإلكترونات الساخنة.

من خلال المقارنة بين المنحنيات في الشكل (3-III)، نلاحظ أن هناك اتفاق جيد بين منحنى معدل التأين باستخدام دالتي توزيع الإلكترونات الماكسويلي و غاوسي على كامل مجال الطاقة ونسبة الإلكترونات الساخنة [1 - 10] % ، أما بالنسبة لدالة توزيع قانون القوة نلاحظ اختلاف ضئيل و لكن مقبول خاصة كلما زادت طاقة الإلكترون و من اجل قيمة ثابتة لنسبة الإلكترونات الساخنة.

يوضح الشكل (4-III) معدل التأين لـ Be^{+2} لدالة توزيع طاقة الإلكترون لقانون القوة لمختلفة f_{hot} ، وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة المختلفة f_{hot} .

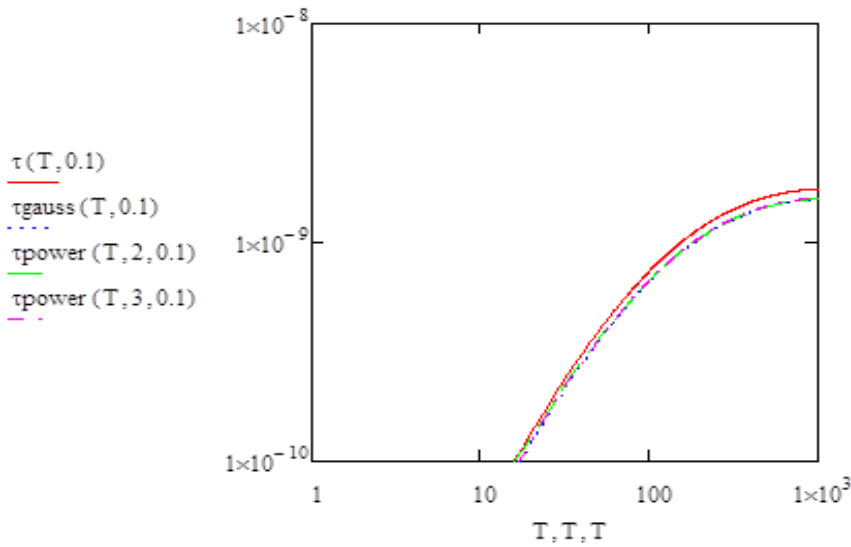


الشكل (4-III): معدلات التأين لـ Be^{+2} باستخدام دالة توزيع طاقة الإلكترون لقانون القوة لمختلف ثوابت الانحلال (a) $\gamma = 2$ ، (b) $\gamma = 3$ ، (c) $\gamma = 4$ وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة المختلفة f_{hot} .

حيث نلاحظ في الشكل (a)(4-III) و (b)(4-III) في درجات الحرارة المنخفضة أن المنحنيات تكون قريبة من بعضها البعض و خاصة عند القيم الصغيرة لنسبة الإلكترونات الساخنة في حين تبتعد المنحنيات تدريجيا مع زيادة طاقة الإلكترون و زيادة ثابت الانحلال.

وفي الشكل (c)(4-III) نلاحظ الاختلافات المسموح بها في نطاق $[10 \text{ eV} - 100 \text{ eV}]$ ، من المهم ملاحظة أن هناك تحسن لمنحنى دالة توزيع قانون القوة لقيمة $\gamma = 4$ ، لا سيما بالنسبة لقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة.

يوضح الشكل (5-III) نتائج حساب معامل معدل التأين لـ Be^{+2} لقيم المختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} باستخدام دوال توزيع ماكسويلي، غاوسي وقانون القوة.



الشكل (5-III): معدلات التأين لـ Be^{+2} باستخدام دوال توزيع طاقة الإلكترون: ماكسويلي، غاوسي وقانون القوة لنسبة الإلكترونات الساخنة $f_{hot} = 0.1$ وقيم مختلفة لثابت انحلال.

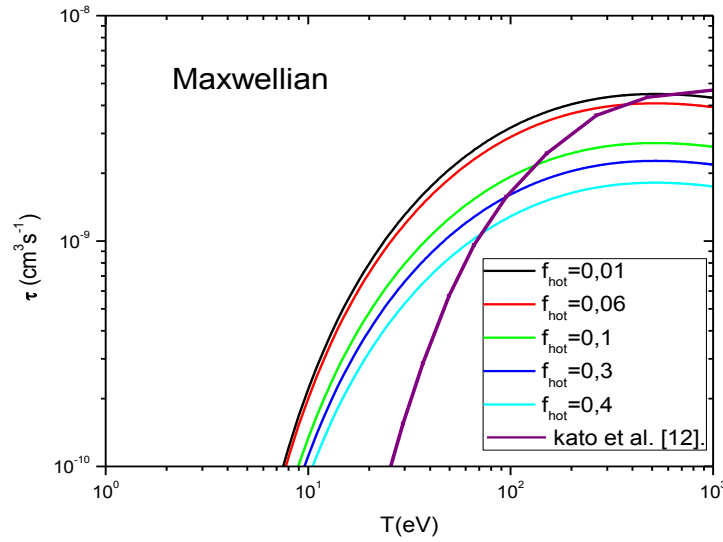
في شكل (5-III) يمكننا أن نلاحظ وجود اتفاق جيد جدا بين منحنيات معدلات التأين باستخدام دوال التوزيع المختلفة: ماكسويلي، غاوسي و قانون القوة على كامل مجال الطاقة وبالنسبة لقيمة ثابتة لنسبة الإلكترونات الساخنة مساوية 10%. كما يمكن ان نلاحظ قيمة γ لا تؤثر على تقدير الحساب لمعدلات التأين.

2-4-III حساب معدلات التأين لأيون الليثيوم:

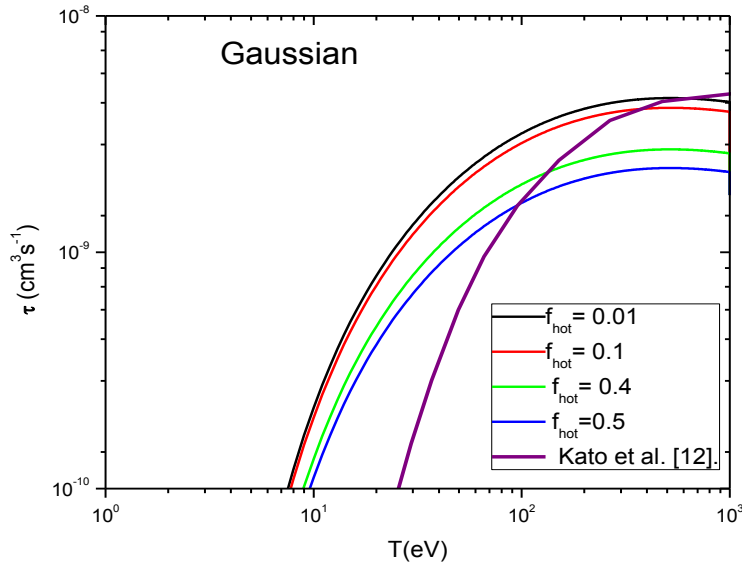
كذلك نقوم بنفس الحسابات من أجل Li^+ لحساب معدلات التأين لأيون الليثيوم الشبيه بالهيليوم بواسطة برنامج حساب عددي في حالة دوال التوزيع الثلاثة: ماكسويلي، غاوسي و قانون

القوة باستخدام دالة التوزيع غير الماكسويلي بدلالة درجات الحرارة [1000 eV - 1 eV]. نتحصل على المنحنيات الموضحة في الأشكال (6-III)، (7-III) و(8-III) التالية.

يوضح الشكل (6-III) والشكل (7-III) نتائج حساب معدلات التأين لـ Li^+ لدوال توزيع طاقة الإلكترون: ماكسويلي و غاوسي لقيم مختلفة لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} .



الشكل (6-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع ماكسويلي لطاقة الإلكترونات وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة f_{hot} .



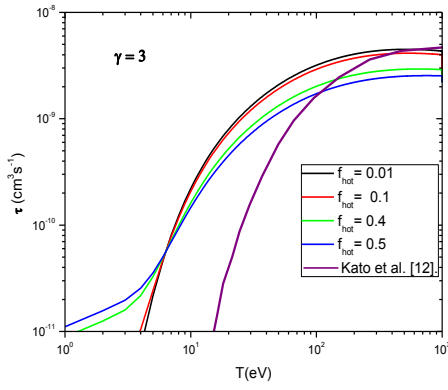
الشكل (7-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع غاوسي لطاقة الإلكترونات وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم مختلفة f_{hot} .

نلاحظ من خلال المنحنيات في الشكلين تزايد لقيم معدلات التأين بسرعة كبيرة عند درجات الحرارة المنخفضة، أما في حالة درجة الحرارة المرتفعة يلاحظ أن المنحنيات تبدي حساسية جد واضحة لنسبة الإلكترونات الساخنة، ويمكننا أن نلاحظ أن المنحنيات تبتعد تدريجياً عن بعضها البعض مع زيادة نسبة الإلكترونات الساخنة.

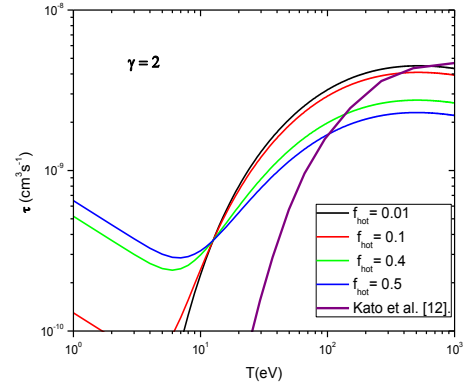
تتم مقارنة النتائج التي تحصلنا عليها لحساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني لـ Li^+ مع تلك المنشورة في [12]، بشكل عام لوحظ اتفاق مقبول بين منحنيات معدلات التأين في الشكل (III-6) والشكل (III-7). تمت ملاحظة انحرافات كبيرة لمعدلات التأين عند درجات الحرارة المنخفضة في نطاق $[20 \text{ eV} - 200 \text{ eV}]$ ، ولكن في الواقع في درجات الحرارة المنخفضة (T أقل من 25 eV) معدلات التأين حساسة جداً لسلوك المقاطع الفعالة. وهذه المقاطع الفعالة نتحصل عليها عن طريق طرق نظرية مختلفة وهذا يؤدي إلى اختلافات كبيرة بين الطرق النظرية والتجريبية.

إن تقريب بور للموجة المستوية غير صالح عند الطاقات المنخفضة وينتج مقاطع فعالة أصغر من تلك التي تم الحصول عليها بحساب الذي يعتمد على التقريب الموجة المشوهة [13]، وهذه الانحرافات مقبولة في مجال الطاقة $[150 \text{ eV} - 700 \text{ eV}]$ بينما تكون صغيرة عند 1000 eV ، ونجد هذه انحرافات النسبية تبلغ حوالي 20%.

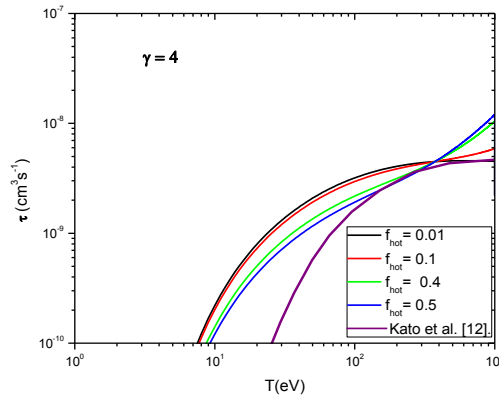
يوضح الشكل (III-8) معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع قانون القوة وقيم المختلفة لثابت الانحلال γ (a) $\gamma = 2$ ، (b) $\gamma = 3$ ، (c) $\gamma = 4$ ، وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم المختلفة f_{hot} .



(b)



(a)



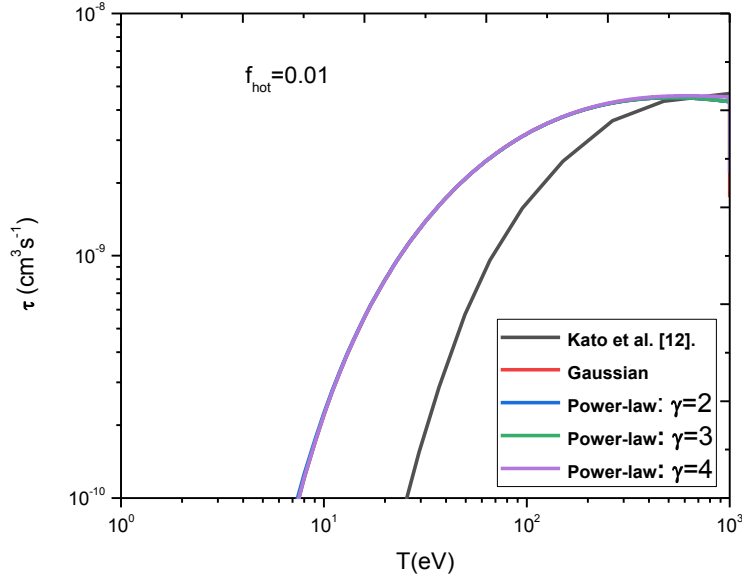
(c)

الشكل (8-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالة توزيع قانون القوة لطاقة الإلكترونات لقيم مختلفة لثابت الانحلال $\gamma = 2, \gamma = 3, \gamma = 4$ وتأثير نسبة الإلكترونات الساخنة بقيم المختلفة f_{hot} .

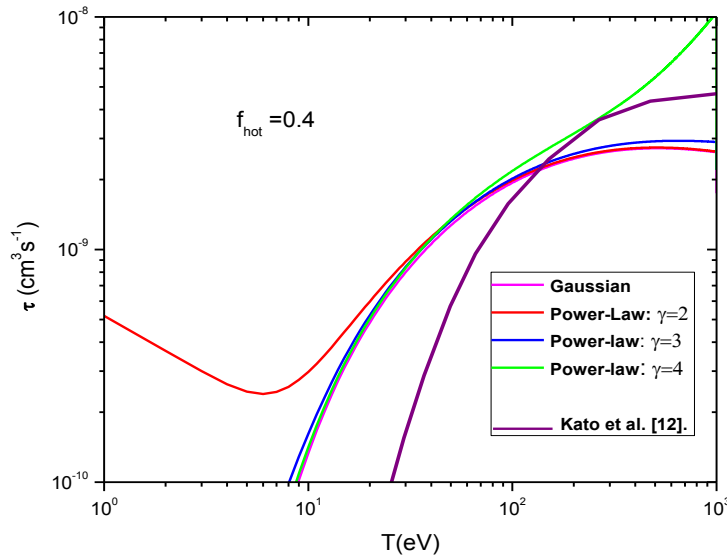
نلاحظ في الشكل (8-III) (a) و (8-III) (b) عند درجات الحرارة منخفضة أن منحنيات معدلات التأين تتأثر لنسبة الإلكترونات الساخنة وأيضا للزيادة في قيمة ثابت الانحلال γ ، ونلاحظ في الشكل (8-III) (c) أن الاختلافات المسموح بها هي في نطاق الطاقة [10 eV - 100 eV]. ومن المهم ملاحظة أنه خاصة بالنسبة لدالة توزيع قانون القوة هناك تحسن كبير في المنحنيات عند القيمة $\gamma = 4$ لثابت الانحلال.

يوضح الشكل (9-III) معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالتي التوزيع الغاوسي وقانون القوة لطاقة الإلكترونات لقيم مختلفة لثابت الانحلال γ ونسبة الإلكترونات الساخنة: $f_{hot} = 0.01$,

$$f_{hot} = 0.4$$



(a)



(b)

الشكل (9-III): معدلات التأين لـ Li^+ باستخدام دالتي التوزيع الغاوسي وقانون القوة لطاقة

الإلكترونات لقيم مختلفة لثابت الانحلال γ ونسبة الإلكترونات الساخنة:

$$f_{hot} = 0.4(b), f_{hot} = 0.01(a)$$

في الشكل (III-9) يمكننا أن نلاحظ وجود اتفاق كبير بين منحنيات معدلات التأين باستخدام دالتي التوزيع الغاوسي وقانون القوة على كامل مجال الطاقة وعلى المجال $[-0.01, 0.4]$ لنسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} . ونلاحظ أيضا أن قيمة ثابت الانحلال لا تؤثر على نتيجة حساب معدلات التأين و ذلك بالنسبة لقيمة ثابتة لنسبة الإلكترونات الساخنة.

نلاحظ ان القابلية النسبية لدوال التوزيع و معدلات التأين تخضع لشكل دوال توزيع طاقة الإلكترونات، لها عواقب كبيرة على النماذج التصادمية الإشعاعية عند درجتي حرارة الإلكترونات. يمكننا أن نلاحظ أنه عندما تزيد درجة حرارة الإلكترونات فإن توزيع الإلكترونات الساخنة له شكل حرارة فائقة (غير ماكسويلي) الذي له درجتي حرارة بالمقارنة مع توزيع ماكسويلي في التوازن الحراري.

من الواضح أن معدلات التأين التصادمية تعتمد على شكل الدالة والطاقة المميزة لتوزيع طاقة الإلكترون و هذا عندما تكون طاقة التوزيع المميزة أصغر من طاقة العتبة. هذا أمر مفهوم بسبب الاختلافات الواسعة في عدد الإلكترونات ذات الطاقة الكافية للحدث على الانتقال بين التوزيعات المختلفة. من المهم ملاحظة أنه عندما تكون الطاقات المميزة لتوزيعات الإلكترونات أكبر من طاقة العتبة، فإن الاعتماد القوي للمعدلات يكون على أشكال دوال التوزيع والطاقات المميزة للتوزيعات [8].

خلاصة

تمكنا في هذا الفصل من حساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني بواسطة برنامج حساب عددي بالنسبة لأيون البريليوم Be^{+2} وأيون الليثيوم Li^{+} الشبيهة بالهيليوم بدلالة المقاطع الفعالة المحسوبة ببرنامج FAC وذلك باستخدام دالة توزيع الطاقة الإلكتروني غير ماكسويلي. ومن خلال النتائج التي تم الحصول عليها بشكل عام نلاحظ ان هناك اتفاق مقبول بين منحنيات الأشكال المختلفة، مع الأخذ بعين الاعتبار نسبة الإلكترونات الساخنة التي أظهرت حساسية كبيرة لمعدل التأين. أي أن أشكال دوال توزيع طاقة الإلكترون ونسبة الإلكترونات الساخنة تؤثر على حساب معدلات التأين بشكل كبير و واضح.

قائمة المراجع

- [1] S. Dilmi and A.M. Boumali, Influence of the electron energy distribution function on the calculation of ionization rate in hot plasma, U.P.B. Sci. Bull., Series A, Vol. 79, Iss. 1, 2017.
- [2] M. Rubel et al, Overview of erosion–deposition diagnostic tools for the ITER-Like Wall in the JET tokamak, Journal of Nuclear Material, 2013.
- [3] R.A. Pitts et al, Material erosion and migration in tokamaks , Plasma Phys. Control. Fusion 47, 2005.
- [4] R. Bartiromo, F. Bombarda, and R. Giannella, Phys. Rev, A 32, 531, 1985.
- [5] J.M. Liu, J. S. De Groot, J. P. Matte, T. W. Johnston, and R. P. Drake, Phys of Plasmas, vol.1, 3570,1994.
- [6] A.G. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima, T. Auguste, P. D’Olivera, S. Hulin, P. Monot, A.Ya. Faenov, T.A. Pikuz, and I. Yu.Skobelev, Phys. Rev, E 60, 3273,1999.
- [7] P. Bryans, On the Spectral Emission of Non-Maxwellian Plasmas, Thèse de Doctorat, University of Strathclyde Britain, 2005.
- [8] A. Escarguel et al., Plasma Phys. Control. Fusion 49, 85-93, 2007.
- [9] S.B. Hansen, A. S. Shlyaptseva, Effects of the electron energy distribution function on modeled x-ray spectra, Phys. Rev. E 70, 036402, 2004.
- [10] S. Dilmi, E.H. Guedda and A.M. Boumali, Calcul des coefficients des taux d’ionisation de l’ Hélium neutre, Canadian Journal of Physics, 2013.
- [11] E.H. Guedda, Contribution à l’étude des structures atomiques et processus élémentaires dans les plasmas: Applications aux hydrogénoides et aux heliumoides, Thèse de Doctorat, Université Badji Mokhtar Annaba, 2006.
- [12] T. Kato et al. NIFS-Data-Series14,1991.

خلاصة عامة

يعتبر علم فيزياء البلازما من أهم العلوم الحديثة، وبالتالي معرفة سلوك البلازما يمكننا من التعرف أكثر والتحكم الجيد في هذا العلم. إن اصطدام الإلكترونات بالذرات أو بالأيونات لها أهمية كبيرة في فيزياء البلازما. تعتبر المعطيات الذرية الناتجة من حدوث إحدى العمليات الذرية الأساسية في البلازما أدوات مهمة لتشخيص و نمذجة كل من الخصائص الإشعاعية للأيونات والذرات من أجل دراسة وتحليل الأطياف، تحليل ومعالجة انبعاثات البلازما، بلازما المخابر، الفيزياء الفلكية، تجارب الانصهار النووي الحراري.

من خلال هذه الدراسة تعرفنا أولاً على مختلف جوانب التحليل الطيفي للبلازما وذلك بمعرفة كل من الأطياف الذرية والانتقالات الذرية وأسباب تعريض الخطوط الطيفية وشدة الخطوط الطيفية، ثم تطرقنا لمعرفة مختلف العمليات الذرية الأساسية التي تحدث في البلازما، مثل الانتقال الإشعاعي وعمليات التصادم، والإثارة، والتأين وإعادة التركيب الإشعاعي بجميع أنواعها، وتتميز كل آلية بمعطيات ذرية خاصة متمثلة في المعدلات والمقاطع الفعالة لهذه الأليات؛ وهي مهمة جداً من أجل تشخيص وتحليل الأطياف الانبعاثات داخل البلازما، وفي الأخير تطرقنا إلى تعريف مختلف نماذج وقوانين التوازن في البلازما.

يهدف هذا العمل إلى دراسة تأثير دوال التوزيع لطاقة الإلكترونات ونسبة الإلكترونات الساخنة على حساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم بواسطة برنامج حساب عددي، بدلالة المقاطع الفعالة للتأين المحسوبة بواسطة برنامج FAC وذلك باستخدام دالة توزيع غير ماكسويلي. تحصلنا على النتائج المطلوبة أين تمت مقارنتها ببعض النتائج التجريبية المنشورة.

من خلال هذا العمل اخترنا دراسة عملية التأين بالتصادم الإلكتروني التي تعد من أهم العمليات الذرية التي تحدث في البلازما، أين تم التطرق إلى الأساس النظري لمختلف طرق حساب المقاطع الفعالة للتأين بواسطة التصادم الإلكتروني (الطرق التقليدية، تقريب كولوم-بورن، المعادلات شبه التجريبية) وبرنامج الحساب. كما تم حساب المقاطع الفعالة للتأين بالتصادم الإلكتروني لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم بواسطة برنامج FAC وأيضاً عن طريق تطبيق معادلة شبه تجريبية والمقارنة بين النتائج المتحصلة عليها.

وتم التطرق فيما بعد إلى حساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني للأيونات الشبيهة بالهيليوم بدلالة المقاطع الفعالة المحسوبة بواسطة برنامج FAC ودوال التوزيع (دالة التوزيع الماكسويلي، دالة التوزيع غير الماكسويلي ومختلف أشكال دوال توزيع الطاقة) باستخدام توزيع غير الماكسويلي ذو درجتَي الحرارة (الساخنة- الباردة) مع نسبة الإلكترونات الساخنة المختلفة.

ولقد تمكنا في هذه الدراسة من معرفة تأثير دوال توزيع طاقة الإلكترونات المختلفة ونسبة الإلكترونات الساخنة على حساب معدلات التأين بالتأثير الإلكتروني بالنسبة لأيون البريليوم الشبيه بالهيليوم Be^{+2} و أيون الليثيوم الشبيه بالهيليوم Li^{+} ، ومن خلال النتائج التي تم الحصول عليها لاحظنا بشكل عام أن

هناك اتفاق مقبول بين المنحنيات في الأشكال المختلفة، مع الأخذ بعين الاعتبار لنسبة الإلكترونات الساخنة التي أظهرت حساسية كبيرة بالنسبة لمعدلات التأين.

من خلال كل ما سبق نأمل بأن يكون هناك تعميم لهذه الدراسة على عدد أكبر من الأيونات الأخرى الشبيهة بالهيليوم من أجل التحقق من مدى تأثير مختلف المعطيات الذرية وحسن استغلالها، وأن تكون هناك دراسات أوسع في هذا الموضوع باستخدام أشكال أخرى لدوال توزيع الطاقة في حساب معدلات التأين.

ملحق: برنامج FAC

1-1 مقدمة

برنامج FAC (Flexible Atomic Code) هو برنامج مصمم لحساب عمليات ذرية مختلفة من عمليات الانبعاث الإشعاعي والتصادمي. يعتمد حساب البنية الذرية على تفاعل التوزيع النسبي مع دوال موجة مستقلة. يتم الحصول على هذه الدوال الموجية من كمون مركزي محلي يمكن تحديده بطريقة تنظيمية لتمثيل الشاشة الإلكترونية للكمون النووي. يتم أخذ الآثار النسبية في الاعتبار بالإضافة إلى آثار QED من الرتبة العالية عن طريق تفاعل برايت (Breit). يتم معالجة بعض العمليات الأخرى في تقريب الموجات المشوهة.

2-1 تثبيت البرنامج

يمكن الحصول على برنامج FAC من خلال <http://kipac-tree.stanford.edu/fac>. تم كتابة برنامج FAC باستخدام لغة ANSI و Fortran 77 و C. يتم ضمان مرونة FAC عند استخدام واجهة Python (PFAC). يتم تصدير الإجراءات الرقمية المنفذة في FAC من خلال وحدات Python المختلفة. يمكن إكمال مهمة الحساب عن طريق برمجة بلغة Python. لتشغيل FAC على نظام Windows، من الأفضل استخدام محاكاة واجهة برمجة التطبيق (API) لنظام Unix باستخدام برنامج Cygwin والذي يتوفر على الموقع www.cygwin.com. يوصى أيضا باستخدام Python للاستفادة الأفضل من FAC، وهو متاح على www.python.org.

3-1 الإجراءات التثبيت المتبعة للبرنامج

Installation de cygwin à partir de, www.cygwin.com

- Copier FAC à partir de, <http://kipac-tree.stanford.edu/fac> dans cygwin/usr/local
- Dans cygwin/usr/local, utiliser les commandes suivantes pour extraire fac-x y z à partir de la version fac-x y z.tar.gz (x y z est la version FAC, i.e. 1 0 6 pour Nov.2004)

```
$ gunzip fac x y z.tar.gz
```

```
$ tar -xvf fac x y z.tar
```

```
$ cd fac x y z
```

```
$ ./configure
```

```
$ make pfac
```

4-1 أمثلة عن كيفية عمل البرنامج من أجل حساب بعض الملفات

الملف التالي يمثل حساب مستويات الطاقة و الانتقالات بين مختلف المستويات الفرعية إلى غاية $n=3$

من أجل ذرة الهيليوم He

Début du prog.py

```
""" calculation of the energy levels. and radiative transition rates
```

```
"""
```

```
from pfac import fac
```

```
fac.SetAtom('He')
```

```
fac.Config('1*2', group = 'n1')
```

```
fac.Config('1*1 2*1', group = 'n2')
```

```
fac.Config('1*1 3*1', group = 'n3')
```

```
fac.SetRadialGrid(3000)
```

```
fac.SetBreit(20)
```

```
fac.SetAngZCut(0.0)
```

```
fac.SetMixCut(0.0)
```

```
fac.SetTransitionCut(0.0)
```

```
fac.ConfigEnergy(0)
```

```
fac.OptimizeRadial(['n1'])
```

```
fac.ConfigEnergy(1)
```

```
fac.Structure('nehe.lev.b', ['n1'])
```

```
fac.Structure('nehe.lev.b', ['n2'])
```

```
fac.Structure('nehe.lev.b', ['n3'])
```

```
fac.MemENTable('nehe.lev.b')
```

```
fac.PrintTable('nehe.lev.b', 'nehe.lev', 1)
```

```
fac.TransitionTable('nehe.tr.b', ['n1'], ['n2'])
```

```
fac.TransitionTable('nehe.tr.b', ['n2'], ['n2'])
```

```
fac.TransitionTable('nehe.tr.b', ['n1'], ['n3'])
```

```
fac.TransitionTable('nehe.tr.b', ['n2'], ['n3'])
```

```
fac.TransitionTable('nehe.tr.b', ['n3'], ['n3'])
```

```
fac.PrintTable('nehe.tr.b', 'nehe.tr', 1)
```

5-1 بعض الأمثلة عن حساب المقاطع الفعالة للتأين لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم

جدول (1-1): المقاطع الفعالة لتأين Li^+ محسوبة عن طريق برنامج FAC.

E(eV)	σ (10^{-20}cm^2)	2.7900E+01	2.8630E+02	3.1900E+01	3.1697E+02
2.4000E+01	2.5351E+02	2.8000E+01	2.8710E+02	3.2000E+01	3.1770E+02
2.4100E+01	2.5439E+02	2.8100E+01	2.8790E+02	3.2100E+01	3.1843E+02
2.4200E+01	2.5526E+02	2.8200E+01	2.8870E+02	3.2200E+01	3.1915E+02
2.4300E+01	2.5613E+02	2.8300E+01	2.8950E+02	3.2300E+01	3.1988E+02
2.4400E+01	2.5700E+02	2.8400E+01	2.9029E+02	3.2400E+01	3.2060E+02
2.4500E+01	2.5787E+02	2.8500E+01	2.9108E+02	3.2500E+01	3.2132E+02
2.4600E+01	2.5874E+02	2.8600E+01	2.9188E+02	3.2600E+01	3.2204E+02
2.4700E+01	2.5961E+02	2.8700E+01	2.9267E+02	3.2700E+01	3.2276E+02
2.4800E+01	2.6047E+02	2.8800E+01	2.9345E+02	3.2700E+01	3.2276E+02
2.4900E+01	2.6133E+02	2.8900E+01	2.9424E+02	3.2800E+01	3.2347E+02
2.5000E+01	2.6219E+02	2.9000E+01	2.9502E+02	3.2900E+01	3.2418E+02
2.5100E+01	2.6305E+02	2.9100E+01	2.9581E+02	3.3000E+01	3.2490E+02
2.5200E+01	2.6391E+02	2.9200E+01	2.9659E+02	3.3100E+01	3.2561E+02
2.5300E+01	2.6476E+02	2.9300E+01	2.9737E+02	3.3200E+01	3.2631E+02
2.5400E+01	2.6561E+02	2.9400E+01	2.9814E+02	3.3300E+01	3.2702E+02
2.5500E+01	2.6646E+02	2.9500E+01	2.9892E+02	3.3400E+01	3.2773E+02
2.5600E+01	2.6731E+02	2.9600E+01	2.9969E+02	3.3500E+01	3.2843E+02
2.5700E+01	2.6816E+02	2.9700E+01	3.0046E+02	3.3600E+01	3.2913E+02
2.5800E+01	2.6900E+02	2.9800E+01	3.0123E+02	3.3700E+01	3.2983E+02
2.5900E+01	2.6984E+02	2.9800E+01	3.0123E+02	3.3800E+01	3.3053E+02
2.6000E+01	2.7068E+02	2.9900E+01	3.0200E+02	3.3900E+01	3.3122E+02
2.6100E+01	2.7152E+02	3.0000E+01	3.0276E+02	3.4000E+01	3.3192E+02
2.6200E+01	2.7236E+02	3.0100E+01	3.0353E+02	3.4100E+01	3.3261E+02
2.6300E+01	2.7319E+02	3.0200E+01	3.0429E+02	3.4200E+01	3.3330E+02
2.6400E+01	2.7403E+02	3.0300E+01	3.0505E+02	3.4300E+01	3.3399E+02
2.6500E+01	2.7486E+02	3.0400E+01	3.0581E+02	3.4400E+01	3.3468E+02
2.6600E+01	2.7569E+02	3.0500E+01	3.0657E+02	3.4500E+01	3.3536E+02
2.6700E+01	2.7652E+02	3.0600E+01	3.0732E+02	3.4600E+01	3.3605E+02
2.6800E+01	2.7734E+02	3.0700E+01	3.0807E+02	3.4700E+01	3.3673E+02
2.6900E+01	2.7816E+02	3.0800E+01	3.0882E+02	3.4800E+01	3.3741E+02
2.6900E+01	2.7816E+02	3.0900E+01	3.0957E+02	3.4900E+01	3.3809E+02
2.7000E+01	2.7899E+02	3.1000E+01	3.1032E+02	3.5000E+01	3.3877E+02
2.7100E+01	2.7981E+02	3.1100E+01	3.1107E+02	3.5100E+01	3.3944E+02
2.7200E+01	2.8062E+02	3.1200E+01	3.1181E+02	3.5200E+01	3.4012E+02
2.7300E+01	2.8144E+02	3.1300E+01	3.1255E+02	3.5300E+01	3.4079E+02
2.7400E+01	2.8225E+02	3.1400E+01	3.1329E+02	3.5400E+01	3.4146E+02
2.7500E+01	2.8307E+02	3.1500E+01	3.1403E+02	3.5500E+01	3.4213E+02
2.7600E+01	2.8388E+02	3.1600E+01	3.1477E+02	3.5600E+01	3.4279E+02
2.7700E+01	2.8468E+02	3.1700E+01	3.1550E+02	3.5600E+01	3.4279E+02
2.7800E+01	2.8549E+02	3.1800E+01	3.1624E+02	3.5700E+01	3.4346E+02

3.5800E+01	3.4412E+02	3.7400E+01	3.5452E+02	4.1600E+01	3.7984E+02
3.5900E+01	3.4479E+02	3.7500E+01	3.5515E+02	4.1700E+01	3.8041E+02
3.6000E+01	3.4545E+02	3.7600E+01	3.5579E+02	4.1800E+01	3.8098E+02
3.6100E+01	3.4610E+02	3.7700E+01	3.5642E+02	4.1900E+01	3.8155E+02
3.6200E+01	3.4676E+02	3.7800E+01	3.5705E+02	4.2000E+01	3.8211E+02
3.6300E+01	3.4742E+02	3.7900E+01	3.5768E+02	4.2100E+01	3.8268E+02
3.6400E+01	3.4807E+02	3.8000E+01	3.5830E+02	4.2200E+01	3.8324E+02
3.6500E+01	3.4872E+02	3.8100E+01	3.5893E+02	4.2300E+01	3.8380E+02
3.6600E+01	3.4937E+02	3.8200E+01	3.5955E+02	4.2400E+01	3.8436E+02
3.6700E+01	3.5002E+02	3.8300E+01	3.6018E+02	4.2500E+01	3.8492E+02
3.6800E+01	3.5067E+02	3.8400E+01	3.6080E+02	4.2600E+01	3.8547E+02
3.6900E+01	3.5131E+02	3.8500E+01	3.6142E+02	4.2700E+01	3.8603E+02
3.7000E+01	3.5196E+02	3.8500E+01	3.6142E+02	4.2800E+01	3.8658E+02
3.7100E+01	3.5260E+02	3.8600E+01	3.6204E+02	4.2900E+01	3.8713E+02
3.7200E+01	3.5324E+02	3.8700E+01	3.6265E+02	4.3000E+01	3.8768E+02
3.7300E+01	3.5388E+02	3.8800E+01	3.6327E+02	4.3100E+01	3.8823E+02
3.7400E+01	3.5452E+02	3.8900E+01	3.6388E+02	4.3200E+01	3.8878E+02
3.7500E+01	3.5515E+02	3.9000E+01	3.6449E+02	4.3300E+01	3.8933E+02
3.7600E+01	3.5579E+02	3.9100E+01	3.6510E+02	4.3400E+01	3.8987E+02
3.7700E+01	3.5642E+02	3.9200E+01	3.6571E+02	4.3500E+01	3.9041E+02
3.7800E+01	3.5705E+02	3.9300E+01	3.6632E+02	4.3600E+01	3.9096E+02
3.7900E+01	3.5768E+02	3.9400E+01	3.6692E+02	4.3700E+01	3.9150E+02
3.8000E+01	3.5830E+02	3.9500E+01	3.6752E+02	4.3800E+01	3.9204E+02
3.8100E+01	3.5893E+02	3.9600E+01	3.6813E+02	4.3900E+01	3.9257E+02
3.8200E+01	3.5955E+02	3.9700E+01	3.6873E+02	4.4000E+01	3.9311E+02
3.8300E+01	3.6018E+02	3.9800E+01	3.6933E+02	4.4100E+01	3.9364E+02
3.8400E+01	3.6080E+02	3.9900E+01	3.6992E+02	4.4200E+01	3.9418E+02
3.8500E+01	3.6142E+02	4.0000E+01	3.7052E+02	4.4300E+01	3.9471E+02
3.8600E+01	3.6204E+02	4.0100E+01	3.7111E+02	4.4400E+01	3.9524E+02
3.8700E+01	3.6265E+02	4.0200E+01	3.7171E+02	4.4500E+01	3.9577E+02
3.8800E+01	3.6327E+02	4.0300E+01	3.7230E+02	4.4600E+01	3.9630E+02
3.8900E+01	3.6388E+02	4.0400E+01	3.7289E+02	4.4700E+01	3.9682E+02
3.9000E+01	3.6449E+02	4.0500E+01	3.7347E+02	4.4800E+01	3.9735E+02
3.9100E+01	3.6510E+02	4.0600E+01	3.7406E+02	4.4900E+01	3.9787E+02
3.9200E+01	3.6571E+02	4.0700E+01	3.7465E+02	4.5000E+01	3.9839E+02
3.9300E+01	3.6632E+02	4.0800E+01	3.7523E+02	4.5100E+01	3.9891E+02
3.9400E+01	3.6692E+02	4.0900E+01	3.7581E+02	4.5200E+01	3.9943E+02
3.9500E+01	3.6752E+02	4.1000E+01	3.7639E+02	4.5300E+01	3.9995E+02
3.9600E+01	3.6813E+02	4.1100E+01	3.7697E+02	4.5400E+01	4.0047E+02
3.9700E+01	3.6873E+02	4.1200E+01	3.7755E+02	4.5500E+01	4.0098E+02
3.9800E+01	3.6933E+02	4.1300E+01	3.7812E+02	4.5600E+01	4.0149E+02
3.9900E+01	3.6992E+02	4.1400E+01	3.7870E+02	4.5700E+01	4.0201E+02
4.0000E+01	3.7052E+02	4.1500E+01	3.7927E+02	4.5800E+01	4.0252E+02

4.5900E+01	4.0303E+02	5.0100E+01	4.2322E+02	5.4400E+01	4.4162E+02
4.6000E+01	4.0353E+02	5.0200E+01	4.2368E+02	5.4500E+01	4.4202E+02
4.6100E+01	4.0404E+02	5.0300E+01	4.2413E+02	5.4600E+01	4.4242E+02
4.6200E+01	4.0455E+02	5.0400E+01	4.2458E+02	5.4700E+01	4.4282E+02
4.6300E+01	4.0505E+02	5.0500E+01	4.2503E+02	5.4800E+01	4.4322E+02
4.6400E+01	4.0555E+02	5.0600E+01	4.2548E+02	5.4900E+01	4.4362E+02
4.6500E+01	4.0605E+02	5.0700E+01	4.2592E+02	5.5000E+01	4.4402E+02
4.6600E+01	4.0655E+02	5.0800E+01	4.2637E+02	5.5100E+01	4.4441E+02
4.6700E+01	4.0705E+02	5.0900E+01	4.2681E+02	5.5200E+01	4.4481E+02
4.6800E+01	4.0755E+02	5.1000E+01	4.2726E+02	5.5300E+01	4.4520E+02
4.6900E+01	4.0805E+02	5.1100E+01	4.2770E+02	5.5400E+01	4.4559E+02
4.7000E+01	4.0854E+02	5.1200E+01	4.2814E+02	5.5500E+01	4.4598E+02
4.7100E+01	4.0903E+02	5.1300E+01	4.2858E+02	5.5600E+01	4.4637E+02
4.7200E+01	4.0953E+02	5.1400E+01	4.2902E+02	5.5700E+01	4.4676E+02
4.7200E+01	4.0953E+02	5.1500E+01	4.2946E+02	5.5800E+01	4.4715E+02
4.7300E+01	4.1002E+02	5.1600E+01	4.2989E+02	5.5900E+01	4.4754E+02
4.7400E+01	4.1051E+02	5.1700E+01	4.3033E+02	5.5900E+01	4.4754E+02
4.7500E+01	4.1099E+02	5.1800E+01	4.3076E+02	5.6000E+01	4.4792E+02
4.7600E+01	4.1148E+02	5.1900E+01	4.3119E+02	5.6100E+01	4.4831E+02
4.7700E+01	4.1197E+02	5.2000E+01	4.3162E+02	5.6200E+01	4.4869E+02
4.7800E+01	4.1245E+02	5.2100E+01	4.3205E+02	5.6300E+01	4.4907E+02
4.7900E+01	4.1293E+02	5.2200E+01	4.3248E+02	5.6400E+01	4.4945E+02
4.8000E+01	4.1341E+02	5.2300E+01	4.3291E+02	5.6500E+01	4.4983E+02
4.8100E+01	4.1389E+02	5.2400E+01	4.3334E+02	5.6600E+01	4.5021E+02
4.8200E+01	4.1437E+02	5.2500E+01	4.3376E+02	5.6700E+01	4.5059E+02
4.8300E+01	4.1485E+02	5.2600E+01	4.3419E+02	5.6800E+01	4.5097E+02
4.8400E+01	4.1533E+02	5.2700E+01	4.3461E+02	5.6900E+01	4.5134E+02
4.8500E+01	4.1580E+02	5.2800E+01	4.3503E+02	5.7000E+01	4.5172E+02
4.8600E+01	4.1627E+02	5.2900E+01	4.3545E+02	5.7100E+01	4.5209E+02
4.8700E+01	4.1675E+02	5.3000E+01	4.3587E+02	5.7200E+01	4.5246E+02
4.8800E+01	4.1722E+02	5.3000E+01	4.3587E+02	5.7300E+01	4.5284E+02
4.8900E+01	4.1769E+02	5.3100E+01	4.3629E+02	5.7400E+01	4.5321E+02
4.9000E+01	4.1815E+02	5.3200E+01	4.3671E+02	5.7500E+01	4.5358E+02
4.9100E+01	4.1862E+02	5.3300E+01	4.3712E+02	5.7600E+01	4.5394E+02
4.9200E+01	4.1909E+02	5.3400E+01	4.3754E+02	5.7700E+01	4.5431E+02
4.9300E+01	4.1955E+02	5.3500E+01	4.3795E+02	5.7800E+01	4.5468E+02
4.9400E+01	4.2002E+02	5.3600E+01	4.3836E+02	5.7900E+01	4.5504E+02
4.9500E+01	4.2048E+02	5.3700E+01	4.3877E+02	5.8000E+01	4.5541E+02
4.9600E+01	4.2094E+02	5.3800E+01	4.3918E+02	5.8100E+01	4.5577E+02
4.9700E+01	4.2140E+02	5.3900E+01	4.3959E+02	5.8200E+01	4.5613E+02
4.9800E+01	4.2186E+02	5.4000E+01	4.4000E+02	5.8300E+01	4.5649E+02
4.9900E+01	4.2231E+02	5.4100E+01	4.4041E+02	5.8400E+01	4.5685E+02
5.0000E+01	4.2277E+02	5.4200E+01	4.4081E+02	5.8500E+01	4.5721E+02
5.0100E+01	4.2322E+02	5.4300E+01	4.4122E+02	5.8600E+01	4.5757E+02

5.8700E+01	4.5793E+02	6.2900E+01	4.7204E+02	6.7200E+01	4.8480E+02
5.8800E+01	4.5829E+02	6.3000E+01	4.7235E+02	6.7300E+01	4.8507E+02
5.8800E+01	4.5829E+02	6.3100E+01	4.7267E+02	6.7400E+01	4.8535E+02
5.8900E+01	4.5864E+02	6.3200E+01	4.7298E+02	6.7500E+01	4.8563E+02
5.9000E+01	4.5899E+02	6.3300E+01	4.7329E+02	6.7500E+01	4.8563E+02
5.9100E+01	4.5935E+02	6.3400E+01	4.7360E+02	6.7600E+01	4.8590E+02
5.9200E+01	4.5970E+02	6.3500E+01	4.7391E+02	6.7700E+01	4.8618E+02
5.9300E+01	4.6005E+02	6.3600E+01	4.7422E+02	6.7800E+01	4.8645E+02
5.9400E+01	4.6040E+02	6.3700E+01	4.7453E+02	6.7900E+01	4.8672E+02
5.9500E+01	4.6075E+02	6.3800E+01	4.7484E+02	6.8000E+01	4.8700E+02
5.9600E+01	4.6110E+02	6.3900E+01	4.7515E+02	6.8100E+01	4.8727E+02
5.9700E+01	4.6144E+02	6.4000E+01	4.7546E+02	6.8200E+01	4.8754E+02
5.9800E+01	4.6179E+02	6.4100E+01	4.7576E+02	6.8300E+01	4.8781E+02
5.9900E+01	4.6214E+02	6.4200E+01	4.7607E+02	6.8400E+01	4.8808E+02
6.0000E+01	4.6248E+02	6.4300E+01	4.7637E+02	6.8500E+01	4.8834E+02
6.0100E+01	4.6282E+02	6.4400E+01	4.7667E+02	6.8600E+01	4.8861E+02
6.0200E+01	4.6316E+02	6.4500E+01	4.7697E+02	6.8700E+01	4.8888E+02
6.0300E+01	4.6351E+02	6.4600E+01	4.7727E+02	6.8800E+01	4.8914E+02
6.0400E+01	4.6385E+02	6.4600E+01	4.7727E+02	6.8900E+01	4.8941E+02
6.0500E+01	4.6418E+02	6.4700E+01	4.7757E+02	6.9000E+01	4.8967E+02
6.0600E+01	4.6452E+02	6.4800E+01	4.7787E+02	6.9100E+01	4.8994E+02
6.0700E+01	4.6486E+02	6.4900E+01	4.7817E+02	6.9200E+01	4.9020E+02
6.0800E+01	4.6520E+02	6.5000E+01	4.7847E+02	6.9300E+01	4.9046E+02
6.0900E+01	4.6553E+02	6.5100E+01	4.7877E+02	6.9400E+01	4.9072E+02
6.1000E+01	4.6587E+02	6.5200E+01	4.7906E+02	6.9500E+01	4.9098E+02
6.1100E+01	4.6620E+02	6.5300E+01	4.7936E+02	6.9600E+01	4.9124E+02
6.1200E+01	4.6653E+02	6.5400E+01	4.7965E+02	6.9700E+01	4.9150E+02
6.1300E+01	4.6686E+02	6.5500E+01	4.7994E+02	6.9800E+01	4.9176E+02
6.1400E+01	4.6719E+02	6.5600E+01	4.8024E+02	6.9900E+01	4.9201E+02
6.1500E+01	4.6752E+02	6.5700E+01	4.8053E+02	7.0000E+01	4.9227E+02
6.1600E+01	4.6785E+02	6.5800E+01	4.8082E+02	7.0100E+01	4.9252E+02
6.1700E+01	4.6818E+02	6.5900E+01	4.8111E+02	7.0200E+01	4.9278E+02
6.1700E+01	4.6818E+02	6.6000E+01	4.8140E+02	7.0300E+01	4.9303E+02
6.1800E+01	4.6851E+02	6.6100E+01	4.8168E+02	7.0400E+01	4.9329E+02
6.1900E+01	4.6883E+02	6.6200E+01	4.8197E+02	7.0400E+01	4.9329E+02
6.2000E+01	4.6916E+02	6.6300E+01	4.8226E+02	7.0500E+01	4.9354E+02
6.2100E+01	4.6948E+02	6.6400E+01	4.8254E+02	7.0600E+01	4.9379E+02
6.2200E+01	4.6980E+02	6.6500E+01	4.8283E+02	7.0700E+01	4.9404E+02
6.2300E+01	4.7012E+02	6.6600E+01	4.8311E+02	7.0800E+01	4.9429E+02
6.2400E+01	4.7045E+02	6.6700E+01	4.8339E+02	7.0900E+01	4.9454E+02
6.2500E+01	4.7077E+02	6.6800E+01	4.8368E+02	7.1000E+01	4.9479E+02
6.2600E+01	4.7108E+02	6.6900E+01	4.8396E+02	7.1100E+01	4.9504E+02
6.2700E+01	4.7140E+02	6.7000E+01	4.8424E+02	7.1200E+01	4.9528E+02
6.2800E+01	4.7172E+02	6.7100E+01	4.8452E+02	7.1300E+01	4.9553E+02

7.1400E+01	4.9578E+02	7.5700E+01	5.0565E+02	7.9900E+01	5.1409E+02
7.1500E+01	4.9602E+02	7.5800E+01	5.0586E+02	8.0000E+01	5.1428E+02
7.1600E+01	4.9626E+02	7.5900E+01	5.0608E+02	8.0100E+01	5.1446E+02
7.1700E+01	4.9651E+02	7.6000E+01	5.0629E+02	8.0200E+01	5.1465E+02
7.1800E+01	4.9675E+02	7.6100E+01	5.0650E+02	8.0300E+01	5.1483E+02
7.1900E+01	4.9699E+02	7.6200E+01	5.0671E+02	8.0400E+01	5.1502E+02
7.2000E+01	4.9723E+02	7.6200E+01	5.0671E+02	8.0500E+01	5.1520E+02
7.2100E+01	4.9747E+02	7.6300E+01	5.0692E+02	8.0600E+01	5.1539E+02
7.2200E+01	4.9771E+02	7.6400E+01	5.0713E+02	8.0700E+01	5.1557E+02
7.2300E+01	4.9795E+02	7.6500E+01	5.0734E+02	8.0800E+01	5.1575E+02
7.2400E+01	4.9819E+02	7.6600E+01	5.0755E+02	8.0900E+01	5.1593E+02
7.2500E+01	4.9843E+02	7.6700E+01	5.0776E+02	8.1000E+01	5.1612E+02
7.2600E+01	4.9866E+02	7.6800E+01	5.0797E+02	8.1100E+01	5.1630E+02
7.2700E+01	4.9890E+02	7.6900E+01	5.0818E+02	8.1200E+01	5.1648E+02
7.2800E+01	4.9914E+02	7.7000E+01	5.0838E+02	8.1300E+01	5.1666E+02
7.2900E+01	4.9937E+02	7.7100E+01	5.0859E+02	8.1400E+01	5.1684E+02
7.3000E+01	4.9960E+02	7.7200E+01	5.0879E+02	8.1500E+01	5.1701E+02
7.3100E+01	4.9984E+02	7.7300E+01	5.0900E+02	8.1600E+01	5.1719E+02
7.3200E+01	5.0007E+02	7.7400E+01	5.0920E+02	8.1700E+01	5.1737E+02
7.3300E+01	5.0030E+02	7.7500E+01	5.0940E+02	8.1800E+01	5.1755E+02
7.3300E+01	5.0030E+02	7.7600E+01	5.0961E+02	8.1900E+01	5.1772E+02
7.3400E+01	5.0053E+02	7.7700E+01	5.0981E+02	8.2000E+01	5.1790E+02
7.3500E+01	5.0076E+02	7.7800E+01	5.1001E+02	8.2000E+01	5.1790E+02
7.3600E+01	5.0099E+02	7.7900E+01	5.1021E+02	8.2100E+01	5.1807E+02
7.3700E+01	5.0122E+02	7.8000E+01	5.1041E+02	8.2200E+01	5.1825E+02
7.3800E+01	5.0145E+02	7.8100E+01	5.1061E+02	8.2300E+01	5.1842E+02
7.3900E+01	5.0168E+02	7.8200E+01	5.1081E+02	8.2400E+01	5.1859E+02
7.4000E+01	5.0190E+02	7.8300E+01	5.1101E+02	8.2500E+01	5.1877E+02
7.4100E+01	5.0213E+02	7.8400E+01	5.1120E+02	8.2600E+01	5.1894E+02
7.4200E+01	5.0235E+02	7.8500E+01	5.1140E+02	8.2700E+01	5.1911E+02
7.4300E+01	5.0258E+02	7.8600E+01	5.1160E+02	8.2800E+01	5.1928E+02
7.4400E+01	5.0280E+02	7.8700E+01	5.1179E+02	8.2900E+01	5.1945E+02
7.4500E+01	5.0302E+02	7.8800E+01	5.1199E+02	8.3000E+01	5.1962E+02
7.4600E+01	5.0325E+02	7.8900E+01	5.1218E+02	8.3100E+01	5.1979E+02
7.4700E+01	5.0347E+02	7.9000E+01	5.1237E+02	8.3200E+01	5.1996E+02
7.4800E+01	5.0369E+02	7.9100E+01	5.1257E+02	8.3300E+01	5.2013E+02
7.4900E+01	5.0391E+02	7.9100E+01	5.1257E+02	8.3400E+01	5.2030E+02
7.5000E+01	5.0413E+02	7.9200E+01	5.1276E+02	8.3500E+01	5.2046E+02
7.5100E+01	5.0435E+02	7.9300E+01	5.1295E+02	8.3600E+01	5.2063E+02
7.5200E+01	5.0457E+02	7.9400E+01	5.1314E+02	8.3700E+01	5.2080E+02
7.5300E+01	5.0478E+02	7.9500E+01	5.1333E+02	8.3800E+01	5.2096E+02
7.5400E+01	5.0500E+02	7.9600E+01	5.1352E+02	8.3900E+01	5.2113E+02
7.5500E+01	5.0522E+02	7.9700E+01	5.1371E+02	8.4000E+01	5.2129E+02
7.5600E+01	5.0543E+02	7.9800E+01	5.1390E+02	8.4100E+01	5.2145E+02

8.4200E+01	5.2162E+02	8.8400E+01	5.2799E+02	9.2700E+01	5.3362E+02
8.4300E+01	5.2178E+02	8.8500E+01	5.2813E+02	9.2800E+01	5.3374E+02
8.4400E+01	5.2194E+02	8.8600E+01	5.2827E+02	9.2900E+01	5.3386E+02
8.4500E+01	5.2210E+02	8.8700E+01	5.2841E+02	9.3000E+01	5.3398E+02
8.4600E+01	5.2226E+02	8.8800E+01	5.2855E+02	9.3100E+01	5.3410E+02
8.4700E+01	5.2242E+02	8.8900E+01	5.2869E+02	9.3200E+01	5.3422E+02
8.4800E+01	5.2258E+02	8.9000E+01	5.2883E+02	9.3300E+01	5.3434E+02
8.4900E+01	5.2274E+02	8.9100E+01	5.2897E+02	9.3400E+01	5.3445E+02
8.4900E+01	5.2274E+02	8.9200E+01	5.2911E+02	9.3500E+01	5.3457E+02
8.5000E+01	5.2290E+02	8.9300E+01	5.2924E+02	9.3600E+01	5.3469E+02
8.5100E+01	5.2306E+02	8.9400E+01	5.2938E+02	9.3600E+01	5.3469E+02
8.5200E+01	5.2322E+02	8.9500E+01	5.2952E+02	9.3700E+01	5.3481E+02
8.5300E+01	5.2338E+02	8.9600E+01	5.2965E+02	9.3800E+01	5.3492E+02
8.5400E+01	5.2353E+02	8.9700E+01	5.2979E+02	9.3900E+01	5.3504E+02
8.5500E+01	5.2369E+02	8.9800E+01	5.2992E+02	9.4000E+01	5.3515E+02
8.5600E+01	5.2384E+02	8.9900E+01	5.3005E+02	9.4100E+01	5.3527E+02
8.5700E+01	5.2400E+02	9.0000E+01	5.3019E+02	9.4200E+01	5.3538E+02
8.5800E+01	5.2415E+02	9.0100E+01	5.3032E+02	9.4300E+01	5.3550E+02
8.5900E+01	5.2431E+02	9.0200E+01	5.3045E+02	9.4400E+01	5.3561E+02
8.6000E+01	5.2446E+02	9.0300E+01	5.3059E+02	9.4500E+01	5.3573E+02
8.6100E+01	5.2462E+02	9.0400E+01	5.3072E+02	9.4600E+01	5.3584E+02
8.6200E+01	5.2477E+02	9.0500E+01	5.3085E+02	9.4700E+01	5.3595E+02
8.6300E+01	5.2492E+02	9.0600E+01	5.3098E+02	9.4800E+01	5.3606E+02
8.6400E+01	5.2507E+02	9.0700E+01	5.3111E+02	9.4900E+01	5.3617E+02
8.6500E+01	5.2522E+02	9.0700E+01	5.3111E+02	9.5000E+01	5.3629E+02
8.6600E+01	5.2537E+02	9.0800E+01	5.3124E+02	9.5100E+01	5.3640E+02
8.6700E+01	5.2552E+02	9.0900E+01	5.3137E+02	9.5200E+01	5.3651E+02
8.6800E+01	5.2567E+02	9.1000E+01	5.3150E+02	9.5300E+01	5.3662E+02
8.6900E+01	5.2582E+02	9.1100E+01	5.3163E+02	9.5400E+01	5.3673E+02
8.7000E+01	5.2597E+02	9.1200E+01	5.3175E+02	9.5500E+01	5.3684E+02
8.7100E+01	5.2612E+02	9.1300E+01	5.3188E+02	9.5600E+01	5.3694E+02
8.7200E+01	5.2626E+02	9.1400E+01	5.3201E+02	9.5700E+01	5.3705E+02
8.7300E+01	5.2641E+02	9.1500E+01	5.3214E+02	9.5800E+01	5.3716E+02
8.7400E+01	5.2656E+02	9.1600E+01	5.3226E+02	9.5900E+01	5.3727E+02
8.7500E+01	5.2670E+02	9.1700E+01	5.3239E+02	9.6000E+01	5.3737E+02
8.7600E+01	5.2685E+02	9.1800E+01	5.3251E+02	9.6100E+01	5.3748E+02
8.7700E+01	5.2699E+02	9.1900E+01	5.3264E+02	9.6200E+01	5.3759E+02
8.7800E+01	5.2714E+02	9.2000E+01	5.3276E+02	9.6300E+01	5.3769E+02
8.7800E+01	5.2714E+02	9.2100E+01	5.3289E+02	9.6400E+01	5.3780E+02
8.7900E+01	5.2728E+02	9.2200E+01	5.3301E+02	9.6500E+01	5.3790E+02
8.8000E+01	5.2743E+02	9.2300E+01	5.3313E+02	9.6500E+01	5.3790E+02
8.8100E+01	5.2757E+02	9.2400E+01	5.3325E+02	9.6600E+01	5.3801E+02
8.8200E+01	5.2771E+02	9.2500E+01	5.3338E+02	9.6700E+01	5.3811E+02
8.8300E+01	5.2785E+02	9.2600E+01	5.3350E+02	9.6800E+01	5.3822E+02

9.6900E+01	5.3832E+02	1.0120E+02	5.4240E+02	1.0540E+02	5.4573E+02
9.7000E+01	5.3842E+02	1.0130E+02	5.4248E+02	1.0550E+02	5.4581E+02
9.7100E+01	5.3852E+02	1.0140E+02	5.4257E+02	1.0560E+02	5.4588E+02
9.7200E+01	5.3863E+02	1.0150E+02	5.4266E+02	1.0570E+02	5.4595E+02
9.7300E+01	5.3873E+02	1.0160E+02	5.4274E+02	1.0580E+02	5.4602E+02
9.7400E+01	5.3883E+02	1.0170E+02	5.4283E+02	1.0590E+02	5.4609E+02
9.7500E+01	5.3893E+02	1.0180E+02	5.4291E+02	1.0600E+02	5.4616E+02
9.7600E+01	5.3903E+02	1.0190E+02	5.4300E+02	1.0610E+02	5.4623E+02
9.7700E+01	5.3913E+02	1.0200E+02	5.4308E+02	1.0620E+02	5.4630E+02
9.7800E+01	5.3923E+02	1.0210E+02	5.4316E+02	1.0630E+02	5.4637E+02
9.7900E+01	5.3933E+02	1.0220E+02	5.4325E+02	1.0640E+02	5.4644E+02
9.8000E+01	5.3943E+02	1.0230E+02	5.4333E+02	1.0650E+02	5.4651E+02
9.8100E+01	5.3953E+02	1.0230E+02	5.4333E+02	1.0660E+02	5.4658E+02
9.8200E+01	5.3963E+02	1.0240E+02	5.4341E+02	1.0670E+02	5.4665E+02
9.8300E+01	5.3973E+02	1.0250E+02	5.4350E+02	1.0680E+02	5.4672E+02
9.8400E+01	5.3982E+02	1.0260E+02	5.4358E+02	1.0690E+02	5.4678E+02
9.8500E+01	5.3992E+02	1.0270E+02	5.4366E+02	1.0700E+02	5.4685E+02
9.8600E+01	5.4002E+02	1.0280E+02	5.4374E+02	1.0710E+02	5.4692E+02
9.8700E+01	5.4011E+02	1.0290E+02	5.4382E+02	1.0720E+02	5.4698E+02
9.8800E+01	5.4021E+02	1.0300E+02	5.4390E+02	1.0730E+02	5.4705E+02
9.8900E+01	5.4030E+02	1.0310E+02	5.4398E+02	1.0740E+02	5.4712E+02
9.9000E+01	5.4040E+02	1.0320E+02	5.4406E+02	1.0750E+02	5.4718E+02
9.9100E+01	5.4049E+02	1.0330E+02	5.4414E+02	1.0760E+02	5.4725E+02
9.9200E+01	5.4059E+02	1.0340E+02	5.4422E+02	1.0770E+02	5.4731E+02
9.9300E+01	5.4068E+02	1.0350E+02	5.4430E+02	1.0780E+02	5.4738E+02
9.9400E+01	5.4078E+02	1.0360E+02	5.4438E+02	1.0790E+02	5.4744E+02
9.9400E+01	5.4078E+02	1.0370E+02	5.4446E+02	1.0800E+02	5.4751E+02
9.9500E+01	5.4087E+02	1.0380E+02	5.4453E+02	1.0810E+02	5.4757E+02
9.9600E+01	5.4096E+02	1.0390E+02	5.4461E+02	1.0810E+02	5.4757E+02
9.9700E+01	5.4105E+02	1.0400E+02	5.4469E+02	1.0820E+02	5.4763E+02
9.9800E+01	5.4115E+02	1.0410E+02	5.4477E+02	1.0830E+02	5.4770E+02
9.9900E+01	5.4124E+02	1.0420E+02	5.4484E+02	1.0840E+02	5.4776E+02
1.0000E+02	5.4133E+02	1.0430E+02	5.4492E+02	1.0850E+02	5.4782E+02
1.0010E+02	5.4142E+02	1.0440E+02	5.4499E+02	1.0860E+02	5.4789E+02
1.0020E+02	5.4151E+02	1.0450E+02	5.4507E+02	1.0870E+02	5.4795E+02
1.0030E+02	5.4160E+02	1.0460E+02	5.4515E+02	1.0880E+02	5.4801E+02
1.0040E+02	5.4169E+02	1.0470E+02	5.4522E+02	1.0890E+02	5.4807E+02
1.0050E+02	5.4178E+02	1.0480E+02	5.4529E+02	1.0900E+02	5.4813E+02
1.0060E+02	5.4187E+02	1.0490E+02	5.4537E+02	1.0910E+02	5.4819E+02
1.0070E+02	5.4196E+02	1.0500E+02	5.4544E+02	1.0920E+02	5.4825E+02
1.0080E+02	5.4205E+02	1.0510E+02	5.4552E+02	1.0930E+02	5.4831E+02
1.0090E+02	5.4214E+02	1.0520E+02	5.4559E+02	1.0940E+02	5.4837E+02
1.0100E+02	5.4222E+02	1.0520E+02	5.4559E+02	1.0950E+02	5.4843E+02
1.0110E+02	5.4231E+02	1.0530E+02	5.4566E+02	1.0960E+02	5.4849E+02

1.0970E+02	5.4855E+02	1.1120E+02	5.4941E+02	1.1550E+02	5.5150E+02
1.0980E+02	5.4861E+02	1.1130E+02	5.4946E+02	1.1560E+02	5.5154E+02
1.0990E+02	5.4867E+02	1.1140E+02	5.4951E+02	1.1570E+02	5.5159E+02
1.1000E+02	5.4873E+02	1.1150E+02	5.4957E+02	1.1580E+02	5.5163E+02
1.1010E+02	5.4879E+02	1.1160E+02	5.4962E+02	1.1590E+02	5.5167E+02
1.1020E+02	5.4884E+02	1.1170E+02	5.4967E+02	1.1600E+02	5.5171E+02
1.1030E+02	5.4890E+02	1.1180E+02	5.4973E+02	1.1610E+02	5.5175E+02
1.1040E+02	5.4896E+02	1.1190E+02	5.4978E+02	1.1620E+02	5.5180E+02
1.1050E+02	5.4902E+02	1.1200E+02	5.4983E+02	1.1630E+02	5.5184E+02
1.1060E+02	5.4907E+02	1.1210E+02	5.4989E+02	1.1640E+02	5.5188E+02
1.1070E+02	5.4913E+02	1.1220E+02	5.4994E+02	1.1650E+02	5.5192E+02
1.1080E+02	5.4918E+02	1.1230E+02	5.4999E+02	1.1660E+02	5.5196E+02
1.1090E+02	5.4924E+02	1.1240E+02	5.5004E+02	1.1670E+02	5.5200E+02
1.1100E+02	5.4930E+02	1.1250E+02	5.5009E+02	1.1680E+02	5.5204E+02
1.1100E+02	5.4930E+02	1.1260E+02	5.5014E+02	1.1680E+02	5.5204E+02
1.1110E+02	5.4935E+02	1.1270E+02	5.5019E+02	1.1690E+02	5.5208E+02
1.1120E+02	5.4941E+02	1.1280E+02	5.5024E+02	1.1700E+02	5.5212E+02
1.1130E+02	5.4946E+02	1.1290E+02	5.5029E+02	1.1710E+02	5.5216E+02
1.1140E+02	5.4951E+02	1.1300E+02	5.5034E+02	1.1720E+02	5.5220E+02
1.1150E+02	5.4957E+02	1.1310E+02	5.5039E+02	1.1730E+02	5.5223E+02
1.1160E+02	5.4962E+02	1.1320E+02	5.5044E+02	1.1740E+02	5.5227E+02
1.1170E+02	5.4967E+02	1.1330E+02	5.5049E+02	1.1750E+02	5.5231E+02
1.1180E+02	5.4973E+02	1.1340E+02	5.5054E+02	1.1760E+02	5.5235E+02
1.1190E+02	5.4978E+02	1.1350E+02	5.5059E+02	1.1770E+02	5.5239E+02
1.1200E+02	5.4983E+02	1.1360E+02	5.5064E+02	1.1780E+02	5.5242E+02
1.1210E+02	5.4989E+02	1.1370E+02	5.5068E+02	1.1790E+02	5.5246E+02
1.1220E+02	5.4994E+02	1.1380E+02	5.5073E+02	1.1800E+02	5.5250E+02
1.1230E+02	5.4999E+02	1.1390E+02	5.5078E+02	1.1810E+02	5.5253E+02
1.1240E+02	5.5004E+02	1.1390E+02	5.5078E+02	1.1820E+02	5.5257E+02
1.1250E+02	5.5009E+02	1.1400E+02	5.5083E+02	1.1830E+02	5.5261E+02
1.1260E+02	5.5014E+02	1.1410E+02	5.5087E+02	1.1840E+02	5.5264E+02
1.1270E+02	5.5019E+02	1.1420E+02	5.5092E+02	1.1850E+02	5.5268E+02
1.1280E+02	5.5024E+02	1.1430E+02	5.5097E+02	1.1860E+02	5.5271E+02
1.1290E+02	5.5029E+02	1.1440E+02	5.5101E+02	1.1870E+02	5.5275E+02
1.1300E+02	5.5034E+02	1.1450E+02	5.5106E+02	1.1880E+02	5.5278E+02
1.1310E+02	5.5039E+02	1.1460E+02	5.5110E+02	1.1890E+02	5.5282E+02
1.1320E+02	5.5044E+02	1.1470E+02	5.5115E+02	1.1900E+02	5.5285E+02
1.1330E+02	5.5049E+02	1.1480E+02	5.5119E+02	1.1910E+02	5.5289E+02
1.1340E+02	5.5054E+02	1.1490E+02	5.5124E+02	1.1920E+02	5.5292E+02
1.1350E+02	5.5059E+02	1.1500E+02	5.5128E+02	1.1930E+02	5.5296E+02
1.1360E+02	5.5064E+02	1.1510E+02	5.5133E+02	1.1940E+02	5.5299E+02
1.1370E+02	5.5068E+02	1.1520E+02	5.5137E+02	1.1950E+02	5.5302E+02
1.1380E+02	5.5073E+02	1.1530E+02	5.5141E+02	1.1960E+02	5.5306E+02
1.1110E+02	5.4935E+02	1.1540E+02	5.5146E+02	1.1970E+02	5.5309E+02

1.1970E+02	5.5309E+02	1.2400E+02	5.5429E+02	1.2830E+02	5.5510E+02
1.1980E+02	5.5312E+02	1.2410E+02	5.5431E+02	1.2840E+02	5.5512E+02
1.1990E+02	5.5315E+02	1.2420E+02	5.5434E+02	1.2840E+02	5.5512E+02
1.2000E+02	5.5319E+02	1.2430E+02	5.5436E+02	1.2850E+02	5.5513E+02
1.2010E+02	5.5322E+02	1.2440E+02	5.5438E+02	1.2860E+02	5.5515E+02
1.2020E+02	5.5325E+02	1.2450E+02	5.5440E+02	1.2870E+02	5.5516E+02
1.2030E+02	5.5328E+02	1.2460E+02	5.5443E+02	1.2880E+02	5.5517E+02
1.2040E+02	5.5331E+02	1.2470E+02	5.5445E+02	1.2890E+02	5.5519E+02
1.2050E+02	5.5334E+02	1.2480E+02	5.5447E+02	1.2900E+02	5.5520E+02
1.2060E+02	5.5337E+02	1.2490E+02	5.5449E+02	1.2910E+02	5.5521E+02
1.2070E+02	5.5340E+02	1.2500E+02	5.5451E+02	1.2920E+02	5.5523E+02
1.2080E+02	5.5343E+02	1.2510E+02	5.5453E+02	1.2930E+02	5.5524E+02
1.2090E+02	5.5346E+02	1.2520E+02	5.5455E+02	1.2940E+02	5.5525E+02
1.2100E+02	5.5349E+02	1.2530E+02	5.5457E+02	1.2950E+02	5.5527E+02
1.2110E+02	5.5352E+02	1.2540E+02	5.5459E+02	1.2960E+02	5.5528E+02
1.2120E+02	5.5355E+02	1.2550E+02	5.5462E+02	1.2970E+02	5.5529E+02
1.2130E+02	5.5358E+02	1.2550E+02	5.5462E+02	1.2980E+02	5.5530E+02
1.2140E+02	5.5361E+02	1.2560E+02	5.5464E+02	1.2990E+02	5.5531E+02
1.2150E+02	5.5364E+02	1.2570E+02	5.5465E+02	1.3000E+02	5.5533E+02
1.2160E+02	5.5367E+02	1.2580E+02	5.5467E+02	1.3010E+02	5.5534E+02
1.2170E+02	5.5370E+02	1.2590E+02	5.5469E+02	1.3020E+02	5.5535E+02
1.2180E+02	5.5373E+02	1.2600E+02	5.5471E+02	1.3030E+02	5.5536E+02
1.2190E+02	5.5375E+02	1.2610E+02	5.5473E+02	1.3040E+02	5.5537E+02
1.2200E+02	5.5378E+02	1.2620E+02	5.5475E+02	1.3050E+02	5.5538E+02
1.2210E+02	5.5381E+02	1.2630E+02	5.5477E+02	1.3060E+02	5.5539E+02
1.2220E+02	5.5384E+02	1.2640E+02	5.5479E+02	1.3070E+02	5.5540E+02
1.2230E+02	5.5386E+02	1.2650E+02	5.5481E+02	1.3080E+02	5.5541E+02
1.2240E+02	5.5389E+02	1.2660E+02	5.5482E+02	1.3090E+02	5.5542E+02
1.2250E+02	5.5392E+02	1.2670E+02	5.5484E+02	1.3100E+02	5.5543E+02
1.2260E+02	5.5394E+02	1.2680E+02	5.5486E+02	1.3110E+02	5.5544E+02
1.2260E+02	5.5394E+02	1.2690E+02	5.5488E+02	1.3120E+02	5.5545E+02
1.2270E+02	5.5397E+02	1.2700E+02	5.5490E+02	1.3130E+02	5.5546E+02
1.2280E+02	5.5399E+02	1.2710E+02	5.5491E+02	1.3130E+02	5.5546E+02
1.2290E+02	5.5402E+02	1.2720E+02	5.5493E+02	1.3140E+02	5.5547E+02
1.2300E+02	5.5405E+02	1.2730E+02	5.5495E+02	1.3150E+02	5.5548E+02
1.2310E+02	5.5407E+02	1.2740E+02	5.5496E+02	1.3160E+02	5.5549E+02
1.2320E+02	5.5410E+02	1.2750E+02	5.5498E+02	1.3170E+02	5.5550E+02
1.2330E+02	5.5412E+02	1.2760E+02	5.5499E+02	1.3180E+02	5.5550E+02
1.2340E+02	5.5415E+02	1.2770E+02	5.5501E+02	1.3190E+02	5.5551E+02
1.2350E+02	5.5417E+02	1.2780E+02	5.5503E+02	1.3200E+02	5.5552E+02
1.2360E+02	5.5419E+02	1.2790E+02	5.5504E+02	1.3210E+02	5.5553E+02
1.2370E+02	5.5422E+02	1.2800E+02	5.5506E+02	1.3220E+02	5.5554E+02
1.2380E+02	5.5424E+02	1.2810E+02	5.5507E+02	1.3230E+02	5.5554E+02
1.2390E+02	5.5427E+02	1.2820E+02	5.5509E+02	1.3240E+02	5.5555E+02

1.3250E+02	5.5556E+02	1.3680E+02	5.5571E+02	5.2710E+02	3.7302E+02
1.3260E+02	5.5557E+02	1.3690E+02	5.5571E+02	5.3710E+02	3.6931E+02
1.3270E+02	5.5557E+02	1.3700E+02	5.5571E+02	5.4710E+02	3.6567E+02
1.3280E+02	5.5558E+02	1.3710E+02	5.5571E+02	5.5710E+02	3.6210E+02
1.3290E+02	5.5559E+02	1.3710E+02	5.5571E+02	5.6710E+02	3.5860E+02
1.3300E+02	5.5559E+02	1.4710E+02	5.5497E+02	5.7710E+02	3.5517E+02
1.3310E+02	5.5560E+02	1.5710E+02	5.5301E+02	5.8710E+02	3.5180E+02
1.3320E+02	5.5560E+02	1.6710E+02	5.5010E+02	5.9710E+02	3.4850E+02
1.3330E+02	5.5561E+02	1.7710E+02	5.4643E+02	6.0710E+02	3.4526E+02
1.3340E+02	5.5562E+02	1.8710E+02	5.4218E+02	6.1710E+02	3.4208E+02
1.3350E+02	5.5562E+02	1.9710E+02	5.3748E+02	6.2710E+02	3.3896E+02
1.3360E+02	5.5563E+02	2.0710E+02	5.3244E+02	6.3710E+02	3.3590E+02
1.3370E+02	5.5563E+02	2.1710E+02	5.2714E+02	6.4710E+02	3.3289E+02
1.3380E+02	5.5564E+02	2.2710E+02	5.2165E+02	6.5710E+02	3.2994E+02
1.3390E+02	5.5564E+02	2.3710E+02	5.1603E+02	6.6710E+02	3.2705E+02
1.3400E+02	5.5565E+02	2.4710E+02	5.1032E+02	6.7710E+02	3.2420E+02
1.3410E+02	5.5565E+02	2.5710E+02	5.0456E+02	6.8710E+02	3.2141E+02
1.3420E+02	5.5566E+02	2.6710E+02	4.9879E+02	6.9710E+02	3.1867E+02
1.3420E+02	5.5566E+02	2.7710E+02	4.9302E+02	7.0710E+02	3.1597E+02
1.3430E+02	5.5566E+02	2.8710E+02	4.8727E+02	7.1710E+02	3.1332E+02
1.3440E+02	5.5566E+02	2.9710E+02	4.8157E+02	7.1710E+02	3.1332E+02
1.3450E+02	5.5567E+02	3.0710E+02	4.7593E+02	7.2710E+02	3.1072E+02
1.3460E+02	5.5567E+02	3.1710E+02	4.7034E+02	7.3710E+02	3.0817E+02
1.3470E+02	5.5567E+02	3.2710E+02	4.6483E+02	7.4710E+02	3.0565E+02
1.3480E+02	5.5568E+02	3.3710E+02	4.5940E+02	7.5710E+02	3.0318E+02
1.3490E+02	5.5568E+02	3.4710E+02	4.5405E+02	7.6710E+02	3.0075E+02
1.3500E+02	5.5568E+02	3.5710E+02	4.4879E+02	7.7710E+02	2.9837E+02
1.3510E+02	5.5569E+02	3.6710E+02	4.4362E+02	7.8710E+02	2.9602E+02
1.3520E+02	5.5569E+02	3.7710E+02	4.3854E+02	7.9710E+02	2.9371E+02
1.3530E+02	5.5569E+02	3.8710E+02	4.3355E+02	8.0710E+02	2.9144E+02
1.3540E+02	5.5570E+02	3.9710E+02	4.2865E+02	8.1710E+02	2.8920E+02
1.3550E+02	5.5570E+02	4.0710E+02	4.2385E+02	8.2710E+02	2.8700E+02
1.3560E+02	5.5570E+02	4.1710E+02	4.1913E+02	8.3710E+02	2.8484E+02
1.3570E+02	5.5570E+02	4.2710E+02	4.1451E+02	8.4710E+02	2.8271E+02
1.3580E+02	5.5570E+02	4.2710E+02	4.1451E+02	8.5710E+02	2.8062E+02
1.3590E+02	5.5570E+02	4.3710E+02	4.0998E+02	8.6710E+02	2.7855E+02
1.3600E+02	5.5571E+02	4.4710E+02	4.0554E+02	8.7710E+02	2.7652E+02
1.3610E+02	5.5571E+02	4.5710E+02	4.0118E+02	8.8710E+02	2.7452E+02
1.3620E+02	5.5571E+02	4.6710E+02	3.9691E+02	8.9710E+02	2.7256E+02
1.3630E+02	5.5571E+02	4.7710E+02	3.9273E+02	9.0710E+02	2.7062E+02
1.3640E+02	5.5571E+02	4.8710E+02	3.8863E+02	9.1710E+02	2.6871E+02
1.3650E+02	5.5571E+02	4.9710E+02	3.8461E+02	9.2710E+02	2.6683E+02
1.3660E+02	5.5571E+02	5.0710E+02	3.8067E+02	9.3710E+02	2.6497E+02
1.3670E+02	5.5571E+02	5.1710E+02	3.7681E+02	9.4710E+02	2.6315E+02

9.5710E+02	2.6135E+02	1.3771E+03	2.0395E+02	1.8071E+03	1.6758E+02
9.6710E+02	2.5957E+02	1.3871E+03	2.0291E+02	1.8171E+03	1.6689E+02
9.7710E+02	2.5783E+02	1.3971E+03	2.0188E+02	1.8271E+03	1.6622E+02
9.8710E+02	2.5610E+02	1.4071E+03	2.0086E+02	1.8371E+03	1.6555E+02
9.9710E+02	2.5441E+02	1.4171E+03	1.9985E+02	1.8471E+03	1.6489E+02
1.0071E+03	2.5273E+02	1.4271E+03	1.9885E+02	1.8571E+03	1.6423E+02
1.0071E+03	2.5273E+02	1.4371E+03	1.9787E+02	1.8671E+03	1.6358E+02
1.0171E+03	2.5108E+02	1.4471E+03	1.9689E+02	1.8771E+03	1.6293E+02
1.0271E+03	2.4945E+02	1.4571E+03	1.9593E+02	1.8771E+03	1.6293E+02
1.0371E+03	2.4785E+02	1.4671E+03	1.9497E+02	1.8871E+03	1.6229E+02
1.0471E+03	2.4627E+02	1.4771E+03	1.9403E+02	1.8971E+03	1.6165E+02
1.0571E+03	2.4471E+02	1.4871E+03	1.9309E+02	1.9071E+03	1.6102E+02
1.0671E+03	2.4317E+02	1.4971E+03	1.9217E+02	1.9171E+03	1.6040E+02
1.0771E+03	2.4165E+02	1.5071E+03	1.9125E+02	1.9271E+03	1.5978E+02
1.0871E+03	2.4015E+02	1.5171E+03	1.9035E+02	1.9371E+03	1.5916E+02
1.0971E+03	2.3867E+02	1.5271E+03	1.8945E+02	1.9471E+03	1.5855E+02
1.1071E+03	2.3721E+02	1.5371E+03	1.8856E+02	1.9571E+03	1.5795E+02
1.1171E+03	2.3577E+02	1.5471E+03	1.8768E+02	1.9671E+03	1.5735E+02
1.1271E+03	2.3434E+02	1.5571E+03	1.8681E+02	1.9771E+03	1.5675E+02
1.1371E+03	2.3294E+02	1.5671E+03	1.8595E+02	1.9871E+03	1.5616E+02
1.1471E+03	2.3155E+02	1.5771E+03	1.8510E+02	1.9971E+03	1.5558E+02
1.1571E+03	2.3019E+02	1.5871E+03	1.8425E+02	2.0071E+03	1.5500E+02
1.1671E+03	2.2884E+02	1.5871E+03	1.8425E+02	2.0171E+03	1.5442E+02
1.1771E+03	2.2750E+02	1.5971E+03	1.8342E+02	2.0271E+03	1.5385E+02
1.1871E+03	2.2618E+02	1.6071E+03	1.8259E+02	2.0371E+03	1.5329E+02
1.1971E+03	2.2488E+02	1.6171E+03	1.8177E+02	2.0471E+03	1.5272E+02
1.2071E+03	2.2360E+02	1.6271E+03	1.8096E+02	2.0571E+03	1.5217E+02
1.2171E+03	2.2233E+02	1.6371E+03	1.8015E+02	2.0671E+03	1.5161E+02
1.2271E+03	2.2108E+02	1.6471E+03	1.7936E+02	2.0771E+03	1.5107E+02
1.2371E+03	2.1984E+02	1.6571E+03	1.7857E+02	2.0871E+03	1.5052E+02
1.2471E+03	2.1861E+02	1.6671E+03	1.7779E+02	2.0971E+03	1.4998E+02
1.2571E+03	2.1741E+02	1.6771E+03	1.7701E+02	2.1071E+03	1.4944E+02
1.2671E+03	2.1621E+02	1.6871E+03	1.7625E+02	2.1171E+03	1.4891E+02
1.2771E+03	2.1503E+02	1.6971E+03	1.7549E+02	2.1271E+03	1.4838E+02
1.2871E+03	2.1386E+02	1.7071E+03	1.7473E+02	2.1371E+03	1.4786E+02
1.2971E+03	2.1271E+02	1.7171E+03	1.7399E+02	2.1471E+03	1.4734E+02
1.2971E+03	2.1271E+02	1.7271E+03	1.7325E+02	2.1571E+03	1.4683E+02
1.3071E+03	2.1157E+02	1.7371E+03	1.7252E+02	2.1671E+03	1.4631E+02
1.3171E+03	2.1044E+02	1.7471E+03	1.7179E+02	2.1671E+03	1.4631E+02
1.3271E+03	2.0933E+02	1.7571E+03	1.7107E+02	2.1771E+03	1.4581E+02
1.3371E+03	2.0823E+02	1.7671E+03	1.7036E+02	2.1871E+03	1.4530E+02
1.3471E+03	2.0714E+02	1.7771E+03	1.6966E+02	2.1971E+03	1.4480E+02
1.3571E+03	2.0606E+02	1.7871E+03	1.6896E+02	2.2071E+03	1.4430E+02
1.3671E+03	2.0500E+02	1.7971E+03	1.6826E+02	2.2171E+03	1.4381E+02

2.2271E+03	1.4332E+02	2.6571E+03	1.2520E+02	3.0771E+03	1.1169E+02
2.2371E+03	1.4283E+02	2.6671E+03	1.2484E+02	3.0871E+03	1.1140E+02
2.2471E+03	1.4235E+02	2.6771E+03	1.2448E+02	3.0971E+03	1.1112E+02
2.2571E+03	1.4187E+02	2.6871E+03	1.2412E+02	3.1071E+03	1.1084E+02
2.2671E+03	1.4140E+02	2.6971E+03	1.2376E+02	3.1171E+03	1.1056E+02
2.2771E+03	1.4093E+02	2.7071E+03	1.2341E+02	3.1271E+03	1.1028E+02
2.2871E+03	1.4046E+02	2.7171E+03	1.2306E+02	3.1371E+03	1.1001E+02
2.2971E+03	1.3999E+02	2.7271E+03	1.2271E+02	3.1471E+03	1.0973E+02
2.3071E+03	1.3953E+02	2.7371E+03	1.2236E+02	3.1571E+03	1.0946E+02
2.3171E+03	1.3907E+02	2.7471E+03	1.2202E+02	3.1671E+03	1.0919E+02
2.3271E+03	1.3862E+02	2.7471E+03	1.2202E+02	3.1771E+03	1.0892E+02
2.3371E+03	1.3816E+02	2.7571E+03	1.2167E+02	3.1871E+03	1.0865E+02
2.3471E+03	1.3771E+02	2.7671E+03	1.2133E+02	3.1971E+03	1.0838E+02
2.3571E+03	1.3727E+02	2.7771E+03	1.2099E+02	3.2071E+03	1.0811E+02
2.3671E+03	1.3683E+02	2.7871E+03	1.2065E+02	3.2171E+03	1.0785E+02
2.3771E+03	1.3639E+02	2.7971E+03	1.2032E+02	3.2271E+03	1.0759E+02
2.3871E+03	1.3595E+02	2.8071E+03	1.1999E+02	3.2371E+03	1.0733E+02
2.3971E+03	1.3552E+02	2.8171E+03	1.1965E+02	3.2471E+03	1.0706E+02
2.4071E+03	1.3509E+02	2.8271E+03	1.1933E+02	3.2571E+03	1.0681E+02
2.4171E+03	1.3466E+02	2.8371E+03	1.1900E+02	3.2671E+03	1.0655E+02
2.4271E+03	1.3423E+02	2.8471E+03	1.1867E+02	3.2771E+03	1.0629E+02
2.4371E+03	1.3381E+02	2.8571E+03	1.1835E+02	3.2871E+03	1.0604E+02
2.4471E+03	1.3339E+02	2.8671E+03	1.1803E+02	3.2971E+03	1.0578E+02
2.4571E+03	1.3298E+02	2.8771E+03	1.1771E+02	3.3071E+03	1.0553E+02
2.4571E+03	1.3298E+02	2.8871E+03	1.1739E+02	3.3171E+03	1.0528E+02
2.4671E+03	1.3256E+02	2.8971E+03	1.1707E+02	3.3271E+03	1.0503E+02
2.4771E+03	1.3215E+02	2.9071E+03	1.1676E+02	3.3271E+03	1.0503E+02
2.4871E+03	1.3174E+02	2.9171E+03	1.1645E+02	3.3371E+03	1.0478E+02
2.4971E+03	1.3134E+02	2.9271E+03	1.1614E+02	3.3471E+03	1.0453E+02
2.5071E+03	1.3094E+02	2.9371E+03	1.1583E+02	3.3571E+03	1.0429E+02
2.5171E+03	1.3054E+02	2.9471E+03	1.1552E+02	3.3671E+03	1.0404E+02
2.5271E+03	1.3014E+02	2.9571E+03	1.1522E+02	3.3771E+03	1.0380E+02
2.5371E+03	1.2974E+02	2.9671E+03	1.1491E+02	3.3871E+03	1.0356E+02
2.5471E+03	1.2935E+02	2.9771E+03	1.1461E+02	3.3971E+03	1.0332E+02
2.5571E+03	1.2896E+02	2.9871E+03	1.1431E+02	3.4071E+03	1.0308E+02
2.5671E+03	1.2858E+02	2.9971E+03	1.1401E+02	3.4171E+03	1.0284E+02
2.5771E+03	1.2819E+02	3.0071E+03	1.1372E+02	3.4271E+03	1.0260E+02
2.5871E+03	1.2781E+02	3.0171E+03	1.1342E+02	3.4371E+03	1.0236E+02
2.5971E+03	1.2743E+02	3.0271E+03	1.1313E+02	3.4471E+03	1.0213E+02
2.6071E+03	1.2705E+02	3.0371E+03	1.1284E+02	3.4571E+03	1.0189E+02
2.6171E+03	1.2668E+02	3.0371E+03	1.1284E+02	3.4671E+03	1.0166E+02
2.6271E+03	1.2631E+02	3.0471E+03	1.1255E+02	3.4771E+03	1.0143E+02
2.6371E+03	1.2594E+02	3.0571E+03	1.1226E+02	3.4871E+03	1.0120E+02
2.6471E+03	1.2557E+02	3.0671E+03	1.1197E+02	3.4971E+03	1.0097E+02

3.5071E+03	1.0074E+02	4.0071E+03	9.0584E+01	6.1571E+03	6.3860E+01
3.5171E+03	1.0051E+02	4.0571E+03	8.9688E+01	6.2071E+03	6.3435E+01
3.5271E+03	1.0029E+02	4.1071E+03	8.8810E+01	6.2571E+03	6.3016E+01
3.5371E+03	1.0006E+02	4.1571E+03	8.7951E+01	6.3071E+03	6.2602E+01
3.5471E+03	9.9838E+01	4.2071E+03	8.7110E+01	6.3571E+03	6.2195E+01
3.5571E+03	9.9615E+01	4.2571E+03	8.6285E+01	6.4071E+03	6.1793E+01
3.5671E+03	9.9394E+01	4.3071E+03	8.5477E+01	6.4571E+03	6.1397E+01
3.5771E+03	9.9173E+01	4.3571E+03	8.4686E+01	6.5071E+03	6.1006E+01
3.5871E+03	9.8953E+01	4.4071E+03	8.3909E+01	6.5571E+03	6.0621E+01
3.5971E+03	9.8735E+01	4.4571E+03	8.3148E+01	6.6071E+03	6.0240E+01
3.6071E+03	9.8517E+01	4.5071E+03	8.2402E+01	6.6571E+03	5.9865E+01
3.6171E+03	9.8300E+01	4.5571E+03	8.1670E+01	6.7071E+03	5.9495E+01
3.6171E+03	9.8300E+01	4.6071E+03	8.0952E+01	6.7571E+03	5.9129E+01
3.6271E+03	9.8085E+01	4.6571E+03	8.0247E+01	6.8071E+03	5.8768E+01
3.6371E+03	9.7870E+01	4.7071E+03	7.9555E+01	6.8071E+03	5.8768E+01
3.6471E+03	9.7657E+01	4.7571E+03	7.8876E+01	6.8571E+03	5.8412E+01
3.6571E+03	9.7444E+01	4.8071E+03	7.8209E+01	6.9071E+03	5.8061E+01
3.6671E+03	9.7233E+01	4.8571E+03	7.7554E+01	6.9571E+03	5.7714E+01
3.6771E+03	9.7022E+01	4.9071E+03	7.6911E+01	7.0071E+03	5.7371E+01
3.6871E+03	9.6812E+01	4.9571E+03	7.6279E+01	7.0571E+03	5.7033E+01
3.6971E+03	9.6604E+01	5.0071E+03	7.5658E+01	7.1071E+03	5.6699E+01
3.7071E+03	9.6396E+01	5.0571E+03	7.5048E+01	7.1571E+03	5.6369E+01
3.7171E+03	9.6190E+01	5.1071E+03	7.4449E+01	7.2071E+03	5.6043E+01
3.7271E+03	9.5984E+01	5.1571E+03	7.3859E+01	7.2571E+03	5.5721E+01
3.7371E+03	9.5779E+01	5.2071E+03	7.3280E+01	7.3071E+03	5.5403E+01
3.7471E+03	9.5575E+01	5.2571E+03	7.2710E+01	7.3571E+03	5.5089E+01
3.7571E+03	9.5372E+01	5.3071E+03	7.2149E+01	7.4071E+03	5.4778E+01
3.7671E+03	9.5170E+01	5.3571E+03	7.1598E+01	7.4571E+03	5.4472E+01
3.7771E+03	9.4969E+01	5.3571E+03	7.1598E+01	7.5071E+03	5.4169E+01
3.7871E+03	9.4769E+01	5.4071E+03	7.1056E+01	7.5571E+03	5.3869E+01
3.7971E+03	9.4570E+01	5.4571E+03	7.0522E+01	7.6071E+03	5.3573E+01
3.8071E+03	9.4372E+01	5.5071E+03	6.9997E+01	7.6571E+03	5.3281E+01
3.8171E+03	9.4174E+01	5.5571E+03	6.9480E+01	7.7071E+03	5.2992E+01
3.8271E+03	9.3977E+01	5.6071E+03	6.8972E+01	7.7571E+03	5.2706E+01
3.8371E+03	9.3782E+01	5.6571E+03	6.8471E+01	7.8071E+03	5.2423E+01
3.8471E+03	9.3587E+01	5.7071E+03	6.7978E+01	7.8571E+03	5.2144E+01
3.8571E+03	9.3393E+01	5.7571E+03	6.7492E+01	7.9071E+03	5.1868E+01
3.8671E+03	9.3200E+01	5.8071E+03	6.7014E+01	7.9571E+03	5.1595E+01
3.8771E+03	9.3008E+01	5.8571E+03	6.6543E+01	8.0071E+03	5.1325E+01
3.8871E+03	9.2816E+01	5.9071E+03	6.6079E+01	8.0571E+03	5.1058E+01
3.8971E+03	9.2626E+01	5.9571E+03	6.5622E+01	8.1071E+03	5.0794E+01
3.9071E+03	9.2436E+01	6.0071E+03	6.5172E+01	8.1571E+03	5.0532E+01
3.9071E+03	9.2436E+01	6.0571E+03	6.4728E+01	8.2071E+03	5.0274E+01
3.9571E+03	9.1500E+01	6.1071E+03	6.4291E+01	8.2571E+03	5.0018E+01

8.2571E+03	5.0018E+01	1.0407E+04	4.1140E+01	1.3957E+04	3.2004E+01
8.3071E+03	4.9766E+01	1.0457E+04	4.0973E+01	1.4057E+04	3.1808E+01
8.3571E+03	4.9515E+01	1.0507E+04	4.0807E+01	1.4057E+04	3.1808E+01
8.4071E+03	4.9268E+01	1.0557E+04	4.0643E+01	1.4157E+04	3.1614E+01
8.4571E+03	4.9023E+01	1.0607E+04	4.0480E+01	1.4257E+04	3.1423E+01
8.5071E+03	4.8781E+01	1.0657E+04	4.0319E+01	1.4357E+04	3.1234E+01
8.5571E+03	4.8541E+01	1.0707E+04	4.0158E+01	1.4457E+04	3.1047E+01
8.6071E+03	4.8304E+01	1.0757E+04	3.9999E+01	1.4557E+04	3.0863E+01
8.6571E+03	4.8069E+01	1.0807E+04	3.9842E+01	1.4657E+04	3.0681E+01
8.7071E+03	4.7837E+01	1.0857E+04	3.9686E+01	1.4757E+04	3.0502E+01
8.7571E+03	4.7607E+01	1.0907E+04	3.9531E+01	1.4857E+04	3.0324E+01
8.8071E+03	4.7379E+01	1.0957E+04	3.9377E+01	1.4957E+04	3.0149E+01
8.8571E+03	4.7154E+01	1.1007E+04	3.9225E+01	1.5057E+04	2.9975E+01
8.9071E+03	4.6930E+01	1.1057E+04	3.9074E+01	1.5157E+04	2.9804E+01
8.9571E+03	4.6710E+01	1.1107E+04	3.8924E+01	1.5257E+04	2.9635E+01
9.0071E+03	4.6491E+01	1.1157E+04	3.8775E+01	1.5357E+04	2.9468E+01
9.0571E+03	4.6274E+01	1.1157E+04	3.8775E+01	1.5457E+04	2.9303E+01
9.1071E+03	4.6060E+01	1.1257E+04	3.8481E+01	1.5557E+04	2.9140E+01
9.1571E+03	4.5848E+01	1.1357E+04	3.8192E+01	1.5657E+04	2.8978E+01
9.2071E+03	4.5637E+01	1.1457E+04	3.7908E+01	1.5757E+04	2.8819E+01
9.2571E+03	4.5429E+01	1.1557E+04	3.7627E+01	1.5857E+04	2.8661E+01
9.3071E+03	4.5223E+01	1.1657E+04	3.7352E+01	1.5957E+04	2.8505E+01
9.3571E+03	4.5019E+01	1.1757E+04	3.7080E+01	1.6057E+04	2.8351E+01
9.4071E+03	4.4817E+01	1.1857E+04	3.6812E+01	1.6157E+04	2.8199E+01
9.4571E+03	4.4616E+01	1.1957E+04	3.6549E+01	1.6257E+04	2.8048E+01
9.5071E+03	4.4418E+01	1.2057E+04	3.6290E+01	1.6357E+04	2.7900E+01
9.5571E+03	4.4221E+01	1.2157E+04	3.6034E+01	1.6457E+04	2.7752E+01
9.6071E+03	4.4026E+01	1.2257E+04	3.5782E+01	1.6557E+04	2.7607E+01
9.6571E+03	4.3834E+01	1.2357E+04	3.5534E+01	1.6657E+04	2.7463E+01
9.7071E+03	4.3642E+01	1.2457E+04	3.5289E+01	1.6757E+04	2.7320E+01
9.7071E+03	4.3642E+01	1.2557E+04	3.5048E+01	1.6857E+04	2.7179E+01
9.7571E+03	4.3453E+01	1.2657E+04	3.4811E+01	1.6957E+04	2.7040E+01
9.8071E+03	4.3265E+01	1.2757E+04	3.4577E+01	1.6957E+04	2.7040E+01
9.8571E+03	4.3079E+01	1.2857E+04	3.4346E+01	1.7057E+04	2.6902E+01
9.9071E+03	4.2895E+01	1.2957E+04	3.4118E+01	1.7157E+04	2.6765E+01
9.9571E+03	4.2712E+01	1.3057E+04	3.3893E+01	1.7257E+04	2.6630E+01
1.0007E+04	4.2532E+01	1.3157E+04	3.3672E+01	1.7357E+04	2.6496E+01
1.0057E+04	4.2352E+01	1.3257E+04	3.3454E+01	1.7457E+04	2.6364E+01
1.0107E+04	4.2174E+01	1.3357E+04	3.3238E+01	1.7557E+04	2.6233E+01
1.0157E+04	4.1998E+01	1.3457E+04	3.3026E+01	1.7657E+04	2.6104E+01
1.0207E+04	4.1824E+01	1.3557E+04	3.2816E+01	1.7757E+04	2.5976E+01
1.0257E+04	4.1651E+01	1.3657E+04	3.2609E+01	1.7857E+04	2.5849E+01
1.0307E+04	4.1479E+01	1.3757E+04	3.2405E+01	1.7957E+04	2.5723E+01
1.0357E+04	4.1309E+01	1.3857E+04	3.2203E+01	1.8057E+04	2.5599E+01

1.8157E+04	2.5476E+01	2.2457E+04	2.1142E+01	2.6657E+04	1.8164E+01
1.8257E+04	2.5354E+01	2.2557E+04	2.1060E+01	2.6757E+04	1.8103E+01
1.8357E+04	2.5233E+01	2.2657E+04	2.0977E+01	2.6857E+04	1.8043E+01
1.8457E+04	2.5114E+01	2.2757E+04	2.0896E+01	2.6957E+04	1.7984E+01
1.8557E+04	2.4996E+01	2.2757E+04	2.0896E+01	2.7057E+04	1.7925E+01
1.8657E+04	2.4878E+01	2.2857E+04	2.0815E+01	2.7157E+04	1.7866E+01
1.8757E+04	2.4763E+01	2.2957E+04	2.0735E+01	2.7257E+04	1.7807E+01
1.8857E+04	2.4648E+01	2.3057E+04	2.0656E+01	2.7357E+04	1.7749E+01
1.8957E+04	2.4534E+01	2.3157E+04	2.0577E+01	2.7457E+04	1.7692E+01
1.9057E+04	2.4421E+01	2.3257E+04	2.0499E+01	2.7557E+04	1.7635E+01
1.9157E+04	2.4310E+01	2.3357E+04	2.0421E+01	2.7657E+04	1.7578E+01
1.9257E+04	2.4199E+01	2.3457E+04	2.0344E+01	2.7757E+04	1.7521E+01
1.9357E+04	2.4090E+01	2.3557E+04	2.0268E+01	2.7857E+04	1.7465E+01
1.9457E+04	2.3981E+01	2.3657E+04	2.0192E+01	2.7957E+04	1.7410E+01
1.9557E+04	2.3874E+01	2.3757E+04	2.0117E+01	2.8057E+04	1.7354E+01
1.9657E+04	2.3768E+01	2.3857E+04	2.0043E+01	2.8157E+04	1.7299E+01
1.9757E+04	2.3662E+01	2.3957E+04	1.9969E+01	2.8257E+04	1.7245E+01
1.9857E+04	2.3558E+01	2.4057E+04	1.9895E+01	2.8357E+04	1.7190E+01
1.9857E+04	2.3558E+01	2.4157E+04	1.9822E+01	2.8457E+04	1.7136E+01
1.9957E+04	2.3454E+01	2.4257E+04	1.9750E+01	2.8557E+04	1.7083E+01
2.0057E+04	2.3352E+01	2.4357E+04	1.9678E+01	2.8557E+04	1.7083E+01
2.0157E+04	2.3250E+01	2.4457E+04	1.9607E+01	2.8657E+04	1.7030E+01
2.0257E+04	2.3149E+01	2.4557E+04	1.9536E+01	2.8757E+04	1.6977E+01
2.0357E+04	2.3049E+01	2.4657E+04	1.9466E+01	2.8857E+04	1.6924E+01
2.0457E+04	2.2950E+01	2.4757E+04	1.9396E+01	2.8957E+04	1.6872E+01
2.0557E+04	2.2852E+01	2.4857E+04	1.9327E+01	2.9057E+04	1.6820E+01
2.0657E+04	2.2755E+01	2.4957E+04	1.9258E+01	2.9157E+04	1.6768E+01
2.0757E+04	2.2659E+01	2.5057E+04	1.9190E+01	2.9257E+04	1.6717E+01
2.0857E+04	2.2563E+01	2.5157E+04	1.9123E+01	2.9357E+04	1.6666E+01
2.0957E+04	2.2469E+01	2.5257E+04	1.9055E+01	2.9457E+04	1.6616E+01
2.1057E+04	2.2375E+01	2.5357E+04	1.8989E+01	2.9557E+04	1.6565E+01
2.1157E+04	2.2282E+01	2.5457E+04	1.8922E+01	2.9657E+04	1.6515E+01
2.1257E+04	2.2190E+01	2.5557E+04	1.8857E+01	2.9757E+04	1.6466E+01
2.1357E+04	2.2098E+01	2.5657E+04	1.8791E+01	2.9857E+04	1.6416E+01
2.1457E+04	2.2008E+01	2.5657E+04	1.8791E+01	2.9957E+04	1.6367E+01
2.1557E+04	2.1918E+01	2.5757E+04	1.8727E+01	3.0057E+04	1.6319E+01
2.1657E+04	2.1829E+01	2.5857E+04	1.8662E+01	3.0157E+04	1.6270E+01
2.1757E+04	2.1740E+01	2.5957E+04	1.8598E+01	3.0257E+04	1.6222E+01
2.1857E+04	2.1653E+01	2.6057E+04	1.8535E+01	3.0357E+04	1.6174E+01
2.1957E+04	2.1566E+01	2.6157E+04	1.8472E+01	3.0457E+04	1.6127E+01
2.2057E+04	2.1480E+01	2.6257E+04	1.8410E+01	3.0557E+04	1.6079E+01
2.2157E+04	2.1394E+01	2.6357E+04	1.8347E+01	3.0657E+04	1.6032E+01
2.2257E+04	2.1310E+01	2.6457E+04	1.8286E+01	3.0757E+04	1.5986E+01
2.2357E+04	2.1226E+01	2.6557E+04	1.8225E+01	3.0857E+04	1.5939E+01

3.0957E+04	1.5893E+01	3.2457E+04	1.5232E+01	3.6757E+04	1.3615E+01
3.1057E+04	1.5847E+01	3.2557E+04	1.5190E+01	3.6857E+04	1.3581E+01
3.1157E+04	1.5801E+01	3.2657E+04	1.5148E+01	3.6957E+04	1.3548E+01
3.1257E+04	1.5756E+01	3.2757E+04	1.5106E+01	3.7057E+04	1.3515E+01
3.1357E+04	1.5711E+01	3.2857E+04	1.5065E+01	3.7157E+04	1.3482E+01
2.8657E+04	1.7030E+01	3.2957E+04	1.5024E+01	3.7257E+04	1.3449E+01
2.8757E+04	1.6977E+01	3.3057E+04	1.4983E+01	3.7257E+04	1.3449E+01
2.8857E+04	1.6924E+01	3.3157E+04	1.4942E+01	3.7357E+04	1.3417E+01
2.8957E+04	1.6872E+01	3.3257E+04	1.4902E+01	3.7457E+04	1.3384E+01
2.9057E+04	1.6820E+01	3.3357E+04	1.4862E+01	3.7557E+04	1.3352E+01
2.9157E+04	1.6768E+01	3.3457E+04	1.4822E+01	3.7657E+04	1.3320E+01
2.9257E+04	1.6717E+01	3.3557E+04	1.4782E+01	3.7757E+04	1.3288E+01
2.9357E+04	1.6666E+01	3.3657E+04	1.4742E+01	3.7857E+04	1.3256E+01
2.9457E+04	1.6616E+01	3.3757E+04	1.4703E+01	3.7957E+04	1.3224E+01
2.9557E+04	1.6565E+01	3.3857E+04	1.4664E+01	3.8057E+04	1.3193E+01
2.9657E+04	1.6515E+01	3.3957E+04	1.4625E+01	3.8157E+04	1.3161E+01
2.9757E+04	1.6466E+01	3.4057E+04	1.4586E+01	3.8257E+04	1.3130E+01
2.9857E+04	1.6416E+01	3.4157E+04	1.4548E+01	3.8357E+04	1.3099E+01
2.9957E+04	1.6367E+01	3.4257E+04	1.4509E+01	3.8457E+04	1.3068E+01
3.0057E+04	1.6319E+01	3.4357E+04	1.4471E+01	3.8557E+04	1.3037E+01
3.0157E+04	1.6270E+01	3.4357E+04	1.4471E+01	3.8657E+04	1.3007E+01
3.0257E+04	1.6222E+01	3.4457E+04	1.4434E+01	3.8757E+04	1.2976E+01
3.0357E+04	1.6174E+01	3.4557E+04	1.4396E+01	3.8857E+04	1.2946E+01
3.0457E+04	1.6127E+01	3.4657E+04	1.4358E+01	3.8957E+04	1.2916E+01
3.0557E+04	1.6079E+01	3.4757E+04	1.4321E+01	3.9057E+04	1.2886E+01
3.0657E+04	1.6032E+01	3.4857E+04	1.4284E+01	3.9157E+04	1.2856E+01
3.0757E+04	1.5986E+01	3.4957E+04	1.4247E+01	3.9257E+04	1.2826E+01
3.0857E+04	1.5939E+01	3.5057E+04	1.4210E+01	3.9357E+04	1.2797E+01
3.0957E+04	1.5893E+01	3.5157E+04	1.4174E+01	3.9457E+04	1.2767E+01
3.1057E+04	1.5847E+01	3.5257E+04	1.4138E+01	3.9557E+04	1.2738E+01
3.1157E+04	1.5801E+01	3.5357E+04	1.4101E+01	3.9657E+04	1.2708E+01
3.1257E+04	1.5756E+01	3.5457E+04	1.4066E+01	3.9757E+04	1.2679E+01
3.1357E+04	1.5711E+01	3.5557E+04	1.4030E+01	3.9857E+04	1.2650E+01
3.1457E+04	1.5666E+01	3.5657E+04	1.3994E+01	3.9957E+04	1.2622E+01
3.1457E+04	1.5666E+01	3.5757E+04	1.3959E+01	4.0057E+04	1.2593E+01
3.1557E+04	1.5622E+01	3.5857E+04	1.3924E+01	4.0157E+04	1.2564E+01
3.1657E+04	1.5577E+01	3.5957E+04	1.3889E+01	4.0157E+04	1.2564E+01
3.1757E+04	1.5533E+01	3.6057E+04	1.3854E+01	4.0257E+04	1.2536E+01
3.1857E+04	1.5489E+01	3.6157E+04	1.3819E+01	4.0357E+04	1.2508E+01
3.1957E+04	1.5446E+01	3.6257E+04	1.3785E+01	4.0457E+04	1.2480E+01
3.2057E+04	1.5403E+01	3.6357E+04	1.3750E+01	4.0557E+04	1.2452E+01
3.2157E+04	1.5360E+01	3.6457E+04	1.3716E+01	4.0657E+04	1.2424E+01
3.2257E+04	1.5317E+01	3.6557E+04	1.3682E+01	4.0757E+04	1.2396E+01
3.2357E+04	1.5274E+01	3.6657E+04	1.3649E+01	4.0857E+04	1.2368E+01

4.0957E+04	1.2341E+01	4.2557E+04	1.1917E+01	4.6757E+04	1.0933E+01
4.1057E+04	1.2313E+01	4.2657E+04	1.1891E+01	4.6857E+04	1.0911E+01
4.1157E+04	1.2286E+01	4.2757E+04	1.1866E+01	4.6957E+04	1.0890E+01
4.1257E+04	1.2259E+01	4.2857E+04	1.1841E+01	4.7057E+04	1.0869E+01
4.1357E+04	1.2232E+01	4.2957E+04	1.1816E+01	4.7157E+04	1.0847E+01
4.1457E+04	1.2205E+01	4.3057E+04	1.1790E+01	4.7257E+04	1.0826E+01
4.1557E+04	1.2178E+01	4.3057E+04	1.1790E+01	4.7357E+04	1.0805E+01
4.1657E+04	1.2152E+01	4.3157E+04	1.1765E+01	4.7457E+04	1.0784E+01
4.1757E+04	1.2125E+01	4.3257E+04	1.1741E+01	4.7557E+04	1.0764E+01
4.1857E+04	1.2099E+01	4.3357E+04	1.1716E+01	4.7657E+04	1.0743E+01
4.1957E+04	1.2072E+01	4.3457E+04	1.1691E+01	4.7757E+04	1.0722E+01
4.2057E+04	1.2046E+01	4.3557E+04	1.1667E+01	4.7857E+04	1.0701E+01
4.2157E+04	1.2020E+01	4.3657E+04	1.1642E+01	4.7957E+04	1.0681E+01
4.2257E+04	1.1994E+01	4.3757E+04	1.1618E+01	4.8057E+04	1.0660E+01
4.2357E+04	1.1968E+01	4.3857E+04	1.1594E+01	4.8157E+04	1.0640E+01
4.2457E+04	1.1943E+01	4.3957E+04	1.1569E+01	4.8257E+04	1.0620E+01
4.2557E+04	1.1917E+01	4.4057E+04	1.1545E+01	4.8357E+04	1.0600E+01
4.2657E+04	1.1891E+01	4.4157E+04	1.1522E+01	4.8457E+04	1.0579E+01
4.2757E+04	1.1866E+01	4.4257E+04	1.1498E+01	4.8557E+04	1.0559E+01
4.2857E+04	1.1841E+01	4.4357E+04	1.1474E+01	4.8657E+04	1.0539E+01
4.2957E+04	1.1816E+01	4.4457E+04	1.1450E+01	4.8757E+04	1.0519E+01
4.0257E+04	1.2536E+01	4.4557E+04	1.1427E+01	4.8857E+04	1.0500E+01
4.0357E+04	1.2508E+01	4.4657E+04	1.1403E+01	4.8857E+04	1.0500E+01
4.0457E+04	1.2480E+01	4.4757E+04	1.1380E+01	4.8957E+04	1.0480E+01
4.0557E+04	1.2452E+01	4.4857E+04	1.1357E+01	4.9057E+04	1.0460E+01
4.0657E+04	1.2424E+01	4.4957E+04	1.1334E+01	4.9157E+04	1.0441E+01
4.0757E+04	1.2396E+01	4.5057E+04	1.1311E+01	4.9257E+04	1.0421E+01
4.0857E+04	1.2368E+01	4.5157E+04	1.1288E+01	4.9357E+04	1.0402E+01
4.0957E+04	1.2341E+01	4.5257E+04	1.1265E+01	4.9457E+04	1.0382E+01
4.1057E+04	1.2313E+01	4.5357E+04	1.1242E+01	4.9557E+04	1.0363E+01
4.1157E+04	1.2286E+01	4.5457E+04	1.1219E+01	4.9657E+04	1.0344E+01
4.1257E+04	1.2259E+01	4.5557E+04	1.1197E+01	4.9757E+04	1.0324E+01
4.1357E+04	1.2232E+01	4.5657E+04	1.1174E+01	4.9857E+04	1.0305E+01
4.1457E+04	1.2205E+01	4.5757E+04	1.1152E+01	4.9957E+04	1.0286E+01
4.1557E+04	1.2178E+01	4.5857E+04	1.1130E+01	5.0057E+04	1.0267E+01
4.1657E+04	1.2152E+01	4.5957E+04	1.1107E+01	5.0157E+04	1.0248E+01
4.1757E+04	1.2125E+01	4.5957E+04	1.1107E+01	5.0257E+04	1.0230E+01
4.1857E+04	1.2099E+01	4.6057E+04	1.1085E+01	5.0357E+04	1.0211E+01
4.1957E+04	1.2072E+01	4.6157E+04	1.1063E+01	5.0457E+04	1.0192E+01
4.2057E+04	1.2046E+01	4.6257E+04	1.1041E+01	5.0557E+04	1.0174E+01
4.2157E+04	1.2020E+01	4.6357E+04	1.1019E+01	5.0657E+04	1.0155E+01
4.2257E+04	1.1994E+01	4.6457E+04	1.0998E+01	5.0757E+04	1.0137E+01
4.2357E+04	1.1968E+01	4.6557E+04	1.0976E+01	5.0857E+04	1.0118E+01
4.2457E+04	1.1943E+01	4.6657E+04	1.0954E+01	5.0957E+04	1.0100E+01

5.1057E+04	1.0082E+01	6.9257E+04	7.5833E+00	9.0757E+04	5.8571E+00
5.1157E+04	1.0063E+01	6.9757E+04	7.5319E+00	9.1257E+04	5.8260E+00
5.1257E+04	1.0045E+01	7.0257E+04	7.4812E+00	9.1757E+04	5.7953E+00
5.1357E+04	1.0027E+01	7.0757E+04	7.4312E+00	9.2257E+04	5.7649E+00
5.1457E+04	1.0009E+01	7.1257E+04	7.3818E+00	9.2757E+04	5.7348E+00
5.1557E+04	9.9911E+00	7.1757E+04	7.3331E+00	9.3257E+04	5.7050E+00
5.1657E+04	9.9733E+00	7.2257E+04	7.2850E+00	9.3757E+04	5.6755E+00
5.1757E+04	9.9554E+00	7.2757E+04	7.2376E+00	9.4257E+04	5.6463E+00
5.1757E+04	9.9554E+00	7.3257E+04	7.1907E+00	9.4757E+04	5.6174E+00
5.2257E+04	9.8673E+00	7.3757E+04	7.1444E+00	9.5257E+04	5.5888E+00
5.2757E+04	9.7807E+00	7.4257E+04	7.0987E+00	9.5257E+04	5.5888E+00
5.3257E+04	9.6956E+00	7.4757E+04	7.0536E+00	9.5757E+04	5.5604E+00
5.3757E+04	9.6120E+00	7.5257E+04	7.0090E+00	9.6257E+04	5.5324E+00
5.4257E+04	9.5298E+00	7.5757E+04	6.9650E+00	9.6757E+04	5.5046E+00
5.4757E+04	9.4490E+00	7.6257E+04	6.9215E+00	9.7257E+04	5.4770E+00
5.5257E+04	9.3696E+00	7.6757E+04	6.8786E+00	9.7757E+04	5.4498E+00
5.5757E+04	9.2915E+00	7.7257E+04	6.8362E+00	9.8257E+04	5.4228E+00
5.6257E+04	9.2147E+00	7.7757E+04	6.7942E+00	9.8757E+04	5.3960E+00
5.6757E+04	9.1391E+00	7.8257E+04	6.7528E+00	9.9257E+04	5.3695E+00
5.7257E+04	9.0648E+00	7.8757E+04	6.7119E+00	9.9757E+04	5.3433E+00
5.7757E+04	8.9917E+00	7.9257E+04	6.6715E+00	1.0026E+05	5.3173E+00
5.8257E+04	8.9197E+00	7.9757E+04	6.6315E+00	1.0076E+05	5.2915E+00
5.8757E+04	8.8489E+00	8.0257E+04	6.5920E+00	1.0126E+05	5.2660E+00
5.9257E+04	8.7792E+00	8.0757E+04	6.5530E+00	1.0176E+05	5.2407E+00
5.9757E+04	8.7106E+00	8.0757E+04	6.5530E+00	1.0226E+05	5.2157E+00
6.0257E+04	8.6430E+00	8.1257E+04	6.5144E+00	1.0276E+05	5.1908E+00
6.0757E+04	8.5765E+00	8.1757E+04	6.4762E+00	1.0326E+05	5.1662E+00
6.1257E+04	8.5110E+00	8.2257E+04	6.4385E+00	1.0376E+05	5.1419E+00
6.1757E+04	8.4465E+00	8.2757E+04	6.4012E+00	1.0426E+05	5.1177E+00
6.2257E+04	8.3829E+00	8.3257E+04	6.3643E+00	1.0476E+05	5.0938E+00
6.2757E+04	8.3203E+00	8.3757E+04	6.3279E+00	1.0526E+05	5.0701E+00
6.3257E+04	8.2586E+00	8.4257E+04	6.2918E+00	1.0576E+05	5.0466E+00
6.3757E+04	8.1978E+00	8.4757E+04	6.2562E+00	1.0626E+05	5.0232E+00
6.4257E+04	8.1379E+00	8.5257E+04	6.2209E+00	1.0676E+05	5.0002E+00
6.4757E+04	8.0788E+00	8.5757E+04	6.1860E+00	1.0726E+05	4.9773E+00
6.5257E+04	8.0206E+00	8.6257E+04	6.1515E+00	1.0776E+05	4.9546E+00
6.5757E+04	7.9633E+00	8.6757E+04	6.1174E+00	1.0826E+05	4.9321E+00
6.6257E+04	7.9067E+00	8.7257E+04	6.0836E+00	1.0876E+05	4.9098E+00
6.6257E+04	7.9067E+00	8.7757E+04	6.0502E+00	1.0926E+05	4.8876E+00
6.6757E+04	7.8509E+00	8.8257E+04	6.0172E+00	1.0976E+05	4.8657E+00
6.7257E+04	7.7959E+00	8.8757E+04	5.9845E+00		
6.7757E+04	7.7417E+00	8.9257E+04	5.9521E+00		
6.8257E+04	7.6882E+00	8.9757E+04	5.9201E+00		
6.8757E+04	7.6354E+00	9.0257E+04	5.8884E+00		

الهدف من هذا العمل معرفة مدى تأثير دوال توزيع الطاقة على حساب معدلات التأين وذلك من خلال دراسة معدل التأين بواسطة تصادم الإلكترون داخل البلازما الساخنة وتطبيقه على ذرات والأيونات انطلاقا من التعرف على مختلف الآليات الذرية الأساسية التي تحدث في البلازما من بينها عملية التأين بالتصادم الإلكتروني وهي من أهم النماذج التصادمية الإشعاعية الذرية. تم حساب المقاطع الفعالة للتأين بواسطة برنامج FAC للأيونات الشبيهة بالهيليوم وكذلك تم حساب معدلات التأين بواسطة برنامج حساب العددي بدلالة المقاطع الفعالة المحسوبة (FAC) وباستخدام دوال توزيع الطاقة عن طريق دالة توزيع الغير الماكسويلي لبعض الأيونات الشبيهة بالهيليوم: Be^{2+} , Li^{+} . بالمقارنة بين النتائج المتحصل عليها لمقاطع الفعالة للتأين هناك اتفاقا جيدا أما بالنسبة لمعدلات التأين بالتأثير الإلكتروني وجدنا أن دوال توزيع الطاقة الإلكترون ونسبة الإلكترونات الساخنة f_{hot} تؤثر في حساب معدل التأين.

الكلمات المفتاحية: التأين بالتصادم الإلكتروني، المقاطع الفعالة للتأين، معدل التأين، برنامج FAC، دوال توزيع الطاقة الإلكترون.

Abstract:

The aim of this work is to know the extent to which the functions of energy distribution affect the calculation of ionization rates by studying the ionization rate by the collision of the electron inside the hot plasma and its application to atoms and ions based on the identification of various basic atomic mechanisms that occur in plasma, including the process of ionization by electronic collision, which is one of the most important models of atomic radiation collision. The effective ionization sections were calculated using the FAC program for helium-like ions, as well as the ionization rates were calculated by the numerical calculation program in terms of the calculated effective sections (FAC) and using energy distribution functions via the non-maxwellian distribution function for some helium-like ions: Be^{2+} , Li^{+} . Comparing the results obtained for effective ionization sections, there is good agreement. As for the ionization rates by the electronic effect, we found that the electron energy distribution functions and the hot electrons ratio f_{hot} affect the ionization rate calculation.

key words: Electron collision ionization, ionization effective sections, ionization rate, FAC program, electron energy distribution functions.

Résumé:

Le but de ce travail est de savoir dans quelle mesure les fonctions de distribution d'énergie affectent le calcul des taux d'ionisation en étudiant le taux d'ionisation par la collision de l'électron à l'intérieur du plasma chaud et son application aux atomes et aux ions basée sur l'identification des divers mécanismes atomiques de base qui se produisent dans le plasma, y compris le processus d'ionisation par collision électronique, qui est l'un des modèles les plus importants de collision de rayonnement atomique. Les sections d'ionisation efficaces ont été calculées à l'aide du programme FAC pour les ions de type hélium, ainsi que les taux d'ionisation ont été calculés par le programme de calcul numérique en termes de sections efficaces calculées (FAC) et en utilisant des fonctions de distribution d'énergie via la distribution non maxwellienne pour certains ions de type hélium: Be^{2+} , Li^{+} . En comparant les résultats obtenus pour des sections d'ionisation efficaces, il y a un bon accord. En ce qui concerne les taux d'ionisation par effet électronique, nous avons constaté que les fonctions de distribution d'énergie des électrons et le rapport d'électrons chauds f_{hot} affectent le calcul du taux d'ionisation.

Mots clés: ionisation par collision d'électrons, sections efficaces d'ionisation, taux d'ionisation, programme FAC, fonctions de distribution d'énergie des électrons.