

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Abou-Bekr Belkaïd - Tlemcen  
Faculté des Sciences, Département de Physique



## MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du titre de

**Master**

**Domaine :** Sciences de la Matière

**Option :** Physique des Gaz et des Plasmas

Par :

Mohamed Sadek BENTOTOUCHE & Karim Elhadj MERABTI

---

---

# Calcul de la distribution d'états de charge du néon dans un plasma coronal chaud en équilibre d'ionisation

---

---

Soutenu le 22 Juin 2011 devant le jury composé de :

<b>Président :</b>	Mostefa LEMERINI	- Professeur (Université A. Belkaïd)
<b>Encadreur :</b>	Mokhtar K. INAL	- Professeur (Université A. Belkaïd)
<b>Examineur :</b>	Bachir LIANI	- Professeur (Université A. Belkaïd)
<b>Examineur :</b>	Rahma HOUARI-BENSAID	- MC B (Université A. Belkaïd)

# Remerciements

Tout d'abord, nous remercions Dieu le tout puissant, pour le courage et la patience qui nous a donné pour arriver à terminer ce travail.

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire de Physique Théorique, (LPT) sous la bienveillance de Monsieur M. K. INAL que nous remercions sincèrement pour ses conseils précieux et sa disponibilité. Il nous a beaucoup guidé dans nos premiers pas de recherche, sur la façon d'analyse des problèmes, sur la façon de rédiger un manuscrit, ses qualités humaines et son esprit d'initiative.

Nous tenons à remercier profondément Monsieur M. LEMERINI, Professeur à l'Université de Tlemcen pour nous avoir fait l'honneur de présider le jury de notre mémoire.

Ensuite, nous adressons également nos remerciements à Monsieur B. LIANI et Madame R. HOUARI-BENSAID d'avoir accepté d'être les jurys de ce modeste travail.

Finalement, nous tenons à remercier nos parents pour leur encouragement.

*à nos parents  
à nos frères et sœurs  
à nos familles et les amies*

# Liste de quelques notations et abréviations

$m_e$	masse de l'électron		
$h$	constante de Planck	$\sigma_{dir}$	<i>Section efficace de</i> ionisation directe
$q$	charge	$\sigma_{rr}$	recombinaison radiative
$T_e$	température électronique		<i>Coefficient de taux de</i>
$T_C$	température des électrons froids	$C_e(j \rightarrow k)$	excitation
$T_H$	température des électrons chauds	$C_d(j \rightarrow k)$	déexcitation
$N_e$	densité électronique	$S_d$	ionisation directe
$X^{q+}$	ion de charge $q+$	$S_{ind}$	ionisation indirecte
$N(X^{q+})$	densité des ions $X^{q+}$	$S_{tot}$	ionisation
ETL	équilibre thermodynamique local	$\alpha_{rr}$	recombinaison radiative
MC	modèle coronal	$\alpha_{rd}$	recombinaison diélectronique
CRS	modèle collisionnel-radiatif stationnaire	$\alpha_{tot}$	recombinaison
DW	distorted wave		
RD	recombinaison diélectronique		
$g_i^{(q)}$	poids statistique du niveau $i$ de l'ion de charge $q+$		
$N_i$	densité de population du niveau $i$		
$N_i^{(q)}$	densité de population du niveau $i$ de l'ion de charge $q+$		
$f_q$	abondance ionique fractionnaire		
$a, b, d, c, T_0$	paramètres libres pour la recombinaison radiative		
$A_{di}, B_{di}, T_0$	paramètres libres pour la recombinaison diélectronique		
$f(E)$	fonction de distribution d'énergie de Maxwell		
$F(E)$	fonction de distribution d'énergie bi-Maxwellienne		
	$y Ex \equiv y \times 10^x$		
$A(j \rightarrow k)$	probabilité de transition radiative		

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>vi</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>2</b>
<b>Chapitre I : Notions de base sur les plasmas chauds</b>	<b>4</b>
I.1 Introduction . . . . .	5
I.2 Plasmas chauds produits en laboratoire . . . . .	6
I.3 Plasmas naturels . . . . .	7
I.4 Modèles d'équilibre . . . . .	7
I.4.1 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL) . . . . .	8
I.4.2 Modèle coronal (MC) . . . . .	8
I.4.3 Modèle d'équilibre collisionnel-radiatif stationnaire (CRS) . . . . .	9
I.5 Processus atomiques usuels dans les plasmas chauds . . . . .	10
<b>Chapitre II : Ionisation et recombinaison</b>	<b>11</b>
II.1 Ionisation . . . . .	12
II.1.1 Introduction au processus d'ionisation . . . . .	12
II.1.2 Ionisation directe . . . . .	12
II.1.3 Coefficient de taux d'ionisation collisionnelle directe . . . . .	15
II.1.4 Ionisation indirecte (excitation-autoionisation ou ionisation Auger) . . . . .	17
II.1.5 Coefficient de taux d'ionisation collisionnelle indirecte . . . . .	18
II.1.6 Coefficient de taux total d'ionisation collisionnelle . . . . .	18
II.1.7 Résultats des coefficients de taux d'ionisation . . . . .	19
II.2 Recombinaison électron-ion . . . . .	25
II.2.1 Introduction . . . . .	25
II.2.2 Recombinaison radiative . . . . .	25
II.2.3 Coefficient de taux de recombinaison radiative . . . . .	25
II.2.4 Recombinaison diélectronique . . . . .	26
II.2.5 Coefficient de taux de recombinaison diélectronique . . . . .	28
II.2.6 Coefficient de taux total de recombinaison . . . . .	30
II.2.7 Résultats des coefficients de taux de recombinaison . . . . .	30
<b>Chapitre III : Abondance relative ionique</b>	<b>34</b>
III.1 Introduction . . . . .	35
III.2 Equilibre d'ionisation coronal . . . . .	35
III.3 Calculs de l'abondance ionique fractionnaire . . . . .	36
III.3.1 Cas d'une distribution d'énergie Maxwellienne . . . . .	36

---

III.3.2 Cas d'une distribution d'énergie bi-Maxwellienne . . . . .	38
<b>Conclusion générale</b>	<b>43</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>44</b>

# Liste des tableaux

II.1	Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle $\text{Ne}^{9+}$ . . . . .	19
II.2	Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle $\text{Ne}^{8+}$ . . . . .	20
II.3	Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle $\text{Ne}^{7+}$ . . . . .	21
II.4	Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle $\text{Ne}^{6+}$ . . . . .	22
II.5	Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle $\text{Ne}^{5+}$ . . . . .	23
II.6	Coefficients de taux de recombinaison $\text{Ne}^{10+}$ . . . . .	30
II.7	Coefficients de taux de recombinaison $\text{Ne}^{9+}$ . . . . .	31
II.8	Coefficients de taux de recombinaison $\text{Ne}^{8+}$ . . . . .	31
II.9	Coefficients de taux de recombinaison $\text{Ne}^{7+}$ . . . . .	32
II.10	Coefficients de taux de recombinaison $\text{Ne}^{6+}$ . . . . .	32
III.1	Résultats de nos calculs de l'abondance fractionnaire(distribution Maxwellienne) .	37
III.2	Coefficients de taux total d'ionisation collisionnelle $S_{tot}$ (distribution bi-Maxwellienne)	39
III.3	Coefficients de taux total de recombinaison collisionnelle $\alpha_{tot}$ (distribution bi-Maxwellienne) . . . . .	40
III.4	Abondances fractionnaires des différents ions de néon $\text{Ne}^{q+}$ (dans deux cas de distribution d'énergie des électrons libres du plasma) . . . . .	41

# Liste des figures

I.1	Ordre de grandeur des températures et des densités de quelques plasmas. . . . .	5
I.2	Configuration Tokamak pour les plasmas de fusion magnétique. Les lignes bleues représentent les lignes de champ magnétique. . . . .	6
II.1	Sections efficaces d'ionisation directe par impact d'électrons pour les cinq états de charge différents des ions $\text{Ne}^{q+}$ allant de ( $q = 5$ ) à ( $q = 9$ ). . . . .	13
II.2	Sections efficaces totales d'ionisation directe par impact d'électrons en fonction de l'énergie des électrons incidents pour les divers ions $\text{Ne}^{q+}$ allant de ( $q = 5$ ) à ( $q = 9$ ). . . . .	14
II.3	Coefficients de taux d'ionisation directe, indirecte et totale en fonction de la température électronique pour chacun des ions considérés. . . . .	24
II.4	Schéma descriptif du processus (a) autoionisation et (b) recombinaison diélectronique. . . . .	28
II.5	Coefficients de taux de recombinaison radiative, diélectronique et totale en fonction de la température électronique pour chacun des ions considérés. . . . .	33
III.1	Abondance ionique fractionnaire des ions néon en fonction de la température électronique $T_e$ . . . . .	38

# Introduction générale

# Introduction générale

Ce travail est consacré à la détermination de l'abondance relative des différents états d'ionisation de l'atome de néon présent dans un plasma chaud Maxwellien dont la température électronique varie dans un large domaine allant de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K, et de densité électronique relativement basse. Dans ce domaine de température, le néon qui a comme numéro atomique  $Z=10$  existe dans des états hautements chargés : boroïde ( $\text{Ne}^{5+}$ ), bérylliumoïde ( $\text{Ne}^{6+}$ ), lithiu-moïde ( $\text{Ne}^{7+}$ ), héliumoïde ( $\text{Ne}^{8+}$ ), hydrogéoïde ( $\text{Ne}^{9+}$ ) et nu (complètement ionisé  $\text{Ne}^{10+}$ ).

L'abondance relative des différents états de charge d'un même élément constitue l'un des paramètres les plus importants d'un plasma. La connaissance de cette abondance relative est requise dans la détermination des rapports d'intensité de raies émises par différents ions, qui peuvent servir d'outil efficace de diagnostic des conditions physiques régnant dans le plasma émissif.

Pour les plasmas peu denses qui nous intéressent ici (densité des électrons inférieure à  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), le modèle d'équilibre d'ionisation coronal peut être appliqué, où les processus d'ionisation et de recombinaison se produisent, dans la presque totalité des cas, sur des ions initialement dans leur niveau fondamental. Dans ces conditions, les abondances relatives des ions d'un même élément dans les différents états de charge dépendent des coefficients de taux individuels et variés d'ionisation et de recombinaison. Elles sont indépendantes de la densité des électrons libres et sont fonctions seulement de la température électronique. Il a été tenu compte dans nos calculs de l'abondance fractionnaire  $f_q$ ,  $f_q = N(\text{Ne}^{q+}) / \sum_{q=0}^{10} N(\text{Ne}^{q+})$  des ions  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 5 - 10$ ), de l'équilibre entre, d'une part, l'ionisation directe et indirecte par impact d'électrons et, d'autre part, la recombinaison radiative et la recombinaison diélectronique. La recombinaison à trois corps a été négligée et ceci est justifié du fait de l'hypothèse de plasma peu dense considéré ici. Les coefficients de taux d'ionisation et de recombinaison nécessaires à notre étude ont été calculés à l'aide de codes performants disponibles dans le web et en utilisant le logiciel MATHEMATICA pour effectuer soit des interpolations soit des intégrations numériques.

Nous avons effectué une extension de nos calculs au cas d'un plasma caractérisé par une distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne. Cette distribution pourrait servir à modéliser les plasmas contenant une petite proportion de quelques pourcents d'électrons chauds, quelquefois rencontrés dans l'Univers ou en laboratoire. Nous avons notamment étudié l'effet de ces électrons chauds sur l'abondance relative des ions de néon en prenant six couples de température électronique associés à la distribution bi-Maxwellienne, la température basse à

$5 \times 10^5$ ,  $10^6$ , et  $2 \times 10^6$  K et la température haute à  $4 \times 10^7$  et  $5 \times 10^7$  K.

Ce manuscrit s'articule en trois chapitres.

Le premier est consacré au rappel de quelques notions de base sur les plasmas chauds. Nous y décrivons les principales caractéristiques des plasmas de fusion contrôlée ainsi que des plasmas astrophysiques. Ensuite, après avoir présenté les différents modèles d'équilibre dans un plasma, nous avons passé en revue les divers processus collisionnels et radiatifs intervenant dans le plasma.

Le deuxième chapitre a pour objet d'étudier les processus d'ionisation et de recombinaison dans les plasmas chauds. Dans une première partie de ce chapitre, nous définissons le processus d'ionisation puis nous abordons les deux voies de l'ionisation collisionnelle, à savoir l'ionisation directe et l'ionisation indirecte ou Auger (excitation-autoionisation). Puis nous donnons les expressions des coefficients de taux d'ionisation collisionnelle, qui sont nécessaires pour calculer l'abondance ionique fractionnaire. Ensuite, nous présentons les résultats de nos calculs des coefficients de taux d'ionisation des différents ions de néon considérés. La deuxième partie est dédiée à la recombinaison électron-ion. Après avoir décrit les deux processus importants de recombinaison, radiative et diélectronique, nous exposons nos calculs des coefficients de taux de recombinaison radiative et diélectronique pour les ions de néon.

Dans le troisième et dernier chapitre, nous présentons nos résultats numériques de l'abondance relative des différents ions de néon ( $\text{Ne}^{10+}$ ,  $\text{Ne}^{9+}$ ,  $\text{Ne}^{8+}$ ,  $\text{Ne}^{7+}$ ,  $\text{Ne}^{6+}$  et  $\text{Ne}^{5+}$ ) en fonction de la température électronique variant entre  $5 \times 10^5$  et  $5 \times 10^7$  K. Nous procédons à la fin de ce chapitre à une extension de nos calculs précédents dans le cas d'un plasma caractérisé par une distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne, dans lequel existe une faible proportion d'électrons chauds, afin d'observer son effet sur l'abondance ionique fractionnaire.

Enfin, nous terminons par une conclusion.

CHAPITRE I  
Notions de base sur les plasmas chauds

## I.1 Introduction

Le plasma est souvent présenté comme le quatrième état de la matière. Il s'agit en fait d'un gaz partiellement ou totalement ionisé, c'est à dire une collection de particules chargées qui interagissent entre elles via les forces de Coulomb et de Lorentz. Ce milieu gazeux se distingue d'un gaz classique, composé exclusivement de particules électriquement neutres, par la nature de l'interaction qui existe entre particules chargées. Il faut savoir que plus de 99% de la matière observable dans l'univers se trouve sous la forme de plasma. Par rapport aux solides, liquides et gaz, les plasmas sont donc omniprésents. Mais ce qui les différencie réellement, c'est que les plasmas s'étendent sur des domaines de température et de densité beaucoup plus importants que les trois autres états de la matière. Les exemples de la figure I.1 montrent la large zone de couverture des plasmas dans le plan température-densité.

Dans un plasma chaud qui nous intéresse ici, la pression du gaz est relativement élevée ce qui augmente le nombre des collisions entre les particules (neutre, excitées, non excitées, ionisées) qui ont pratiquement la même grande quantité d'énergie, c'est-à-dire de température supérieure à quelques électrons-volt ( $1\text{eV} \equiv 11600\text{ K}$ ). Il en résulte un plasma fortement ionisé, avec un degré d'ionisation pratiquement égal à un. Ce type de plasma est caractérisé par une conductivité électrique très élevée et il est souvent appelé plasma cinétique.

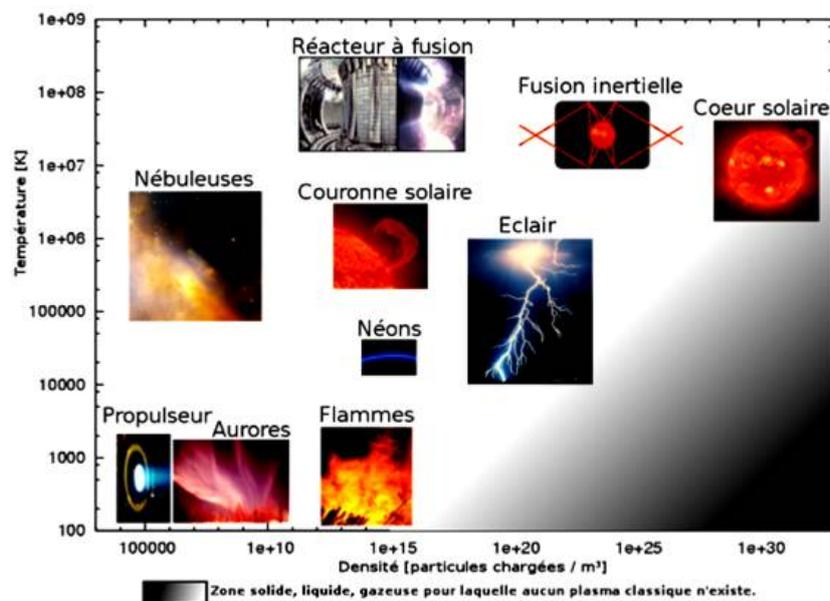


FIGURE I.1 – Ordre de grandeur des températures et des densités de quelques plasmas.

## I.2 Plasmas chauds produits en laboratoire

Il existe actuellement plusieurs dispositifs permettant de créer en laboratoire des plasmas chauds comme ceux à confinement magnétique (Tokamaks), à confinement par lasers (fusion inertielle) ou par compression magnétique (Z-pinch). Ces plasmas sont créés à des densités relativement élevées par rapport à ceux existant dans l'Univers, de l'ordre de  $10^{14}$  jusqu'à  $10^{22}$   $\text{cm}^{-3}$ . On arrive à produire des plasmas dont la température électronique dépasse aisément  $10^8$  K.

Dans les tokamaks par exemple, le confinement du plasma est obtenu par de forts champs magnétiques dont les lignes de champ s'entourent sur un tore (cf. figure I.2). Les particules chargées du plasma suivent ces lignes de champ et restent ainsi confinées un certain temps.

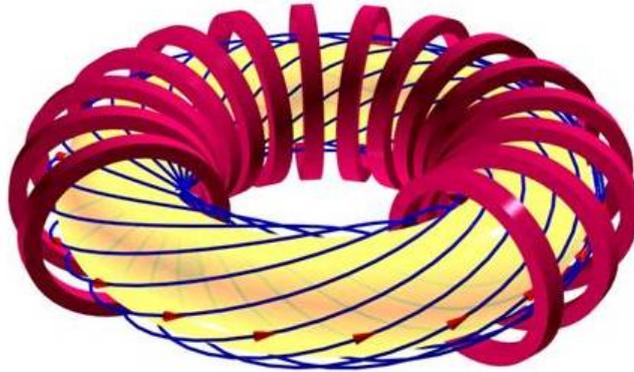
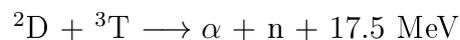


FIGURE I.2 – Configuration Tokamak pour les plasmas de fusion magnétique. Les lignes bleues représentent les lignes de champ magnétique.

L'objectif recherché dans ce genre de dispositifs est la création d'énergie par fusion thermonucléaire contrôlée d'éléments légers, principalement selon la réaction :



On peut montrer que cette réaction ne peut s'entretenir que pour des températures de l'ordre du keV. A ces températures, le plasma est évidemment complètement ionisé, les densités observées dans les tokamaks en fonctionnement sont de l'ordre de  $10^{13}$  à  $10^{14}$  particules par  $\text{cm}^3$ . Les difficultés associées au développement de tels dispositifs sont à la fois technologiques (génération de champs magnétiques intenses et stables, tenue des matériaux au flux de neutrons ...) et scientifiques (le problème majeur de la stabilité du plasma sur des échelles de temps suffisamment longues passe par la maîtrise des phénomènes de turbulences observées dans ces conditions expérimentales).

## I.3 Plasmas naturels

Mis à part ces plasmas créés en laboratoires (plasmas artificiels), il existe des plasmas naturels. Dans l'espace, les environnements ou les intérieurs stellaires constituent d'autres exemples de plasmas présents dans l'univers qui constituent une fraction importante de la masse de l'univers.

- **Le soleil** : C'est un plasma complètement ionisé où il n'y a pas d'atomes électriquement neutres ; en son centre de température avoisinant les 14 millions de degrés, les atomes ont même perdu tous leurs électrons, comme l'ont montré les astrophysiciens. Le soleil génère un plasma très conducteur, le vent solaire, qui progresse à quelques centaines de km/s dans l'espace interplanétaire.
- **La couronne** : C'est l'atmosphère du soleil, qui est directement accessible à l'observation au cours des éclipses totales. Elle constitue un plasma dilué complètement ionisé de température électronique  $T_e \approx 10^6$  K et de densité électronique  $N_e$  de l'ordre de  $10^8$  à  $10^9$  cm<sup>-3</sup>.
- **Les éruptions solaires** : Les éruptions solaires ou éjections de masse coronale (EMC) ont lieu lorsque les champs magnétiques sont suffisamment forts pour vaincre l'attraction gravitationnelle et éjecter la matière (plasma et gaz neutre) hors de l'atmosphère solaire. Des milliards de tonnes de matière sont ainsi transportées. Les éruptions se caractérisent par une brusque libération d'une énorme quantité d'énergie emmagasinée dans le champ magnétique sous forme de rayonnements (visible, UV, X et radio). Cette libération d'énergie donne lieu à l'échauffement du plasma qui peut atteindre  $10^8$  K.

## I.4 Modèles d'équilibre

Dans un plasma, plusieurs processus atomiques entrent en jeu, parmi lesquels il y a l'ionisation collisionnelle, la recombinaison radiative, la recombinaison diélectronique, l'excitation collisionnelle, l'excitation ou la désexcitation radiative et la photoionisation.

Pour étudier correctement un plasma, il y a lieu de suggérer des modèles dépendants de plusieurs paramètres, en particulier la densité  $N_e$  et la température  $T_e$  des électrons. Ces modèles se présentent dans le modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL), le modèle coronal (MC) et le modèle collisionnel-radiatif (CRS), que nous allons détailler par la suite.

### I.4.1 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)

Le modèle (ETL) est applicable à certains types de plasmas stationnaires, ceux caractérisés par une densité électronique nettement élevée et par une température relativement faible. Dans ce modèle, la densité de population de tous les niveaux atomiques est déterminée exclusivement par les processus collisionnels. En effet, lorsque la densité électronique devient très élevée, disons  $N_e > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , les taux d'excitation collisionnelle des niveaux atomiques sont régis par le principe du bilan détaillé et le phénomène d'émission spontanée est presque absent. Dans ces conditions, on dit que le plasma est en équilibre thermodynamique local. Pour ce type de plasma il est simplement suffisant d'utiliser la statistique d'équilibre de Boltzmann. Pour déterminer la distribution des états d'ionisation d'un élément dans un plasma en équilibre d'ionisation, on utilise l'équation de Saha

$$\frac{N_i^{(q+1)} N_e}{N_i^{(q)}} = \frac{2g_i^{(q+1)}}{g_i^{(q)}} \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{ion} - \delta E}{k T_e}\right) \quad (\text{I.1})$$

où  $N_i^{(q+1)}$  et  $N_i^{(q)}$  représentent la densité des ions de charge positives  $(q+1)$  et  $(q)$  respectivement,  $E_{ion}$  est l'énergie d'ionisation de l'ion de charge  $(q+)$ ,  $\delta E$  représente l'abaissement du potentiel d'ionisation dû à la présence de charges électriques environnantes.

Ainsi pour calculer les populations des niveaux atomiques d'un ion on applique l'équation de Boltzmann

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{k T_e}\right) \quad (\text{I.2})$$

où  $N_i$  et  $N_j$  sont les populations des niveaux  $i$  et  $j$ , respectivement,  $E_i$  et  $E_j$  sont les énergies des niveaux,  $g_i$  et  $g_j$  sont les poids statistiques (degré de dégénérescence) des niveaux,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T_e$  la température électronique.

### I.4.2 Modèle coronal (MC)

Ce modèle s'applique aux plasmas de hautes températures et de densités relativement basses, qui sont fréquents dans des milieux astrophysiques (comme les nébuleuses interstellaires, les couronnes stellaires, les restes de supernovae), et également dans des dispositifs de laboratoire (comme les tokamaks et d'autres machines de plasma de faible densité). Dans ces conditions de température et de densité, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être décrits par les lois simples de Saha et de

Boltzmann. La désexcitation radiative des niveaux excités d'ions devient en général beaucoup plus importante que la désexcitation collisionnelle, et il est alors nécessaire de faire le bilan de tous les processus radiatifs et de collision. De tels plasmas sont optiquement minces car la presque totalité des photons émis s'échappent du plasma sans être réabsorbés.

Seuls certains processus atomiques restent prépondérants. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivants : excitation par collisions et / ou photoexcitation, désexcitation radiative spontanée, ionisation directe et indirecte, recombinaison diélectronique et radiative. L'ionisation d'un atome ou ion peut être produite par collisions avec un électron ou par excitation suivie par auto-ionisation. La photoionisation ainsi que la photoexcitation peuvent être négligées car le plasma est supposé optiquement mince et non exposé à une source environnante de rayonnement. A cause de la faible densité électronique, la recombinaison est essentiellement radiative ou diélectronique, celle à trois corps étant négligeable. L'excitation des ions est due essentiellement aux collisions par les électrons et non par d'autres ions. Cette excitation se produit principalement à partir du niveau fondamental qui est pratiquement le seul peuplé. En outre le déclin des niveaux excités se fait essentiellement par émission spontanée, et non par collisions électroniques.

### I.4.3 Modèle d'équilibre collisionnel-radiatif stationnaire (CRS)

Le modèle collisionnel-radiatif stationnaire (CRS) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles ETL et MC déjà vu. En fait, le modèle CRS tend à l'équilibre coronal dans la limite des faibles densités, et à ETL pour les plasmas à hautes densités. On l'utilise lorsqu'on étudie des plasmas moyennement denses, tels que les plasmas de la région de transition solaire et ceux qui sont produits aux laboratoires par theta-pinch ou par irradiation laser. Pour de tels plasmas la densité électronique se situe dans la gamme  $10^{14} \text{ cm}^{-3} \leq N_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . A ces densités, on ne peut plus négliger les processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle entre les niveaux excités. Les densités de population des niveaux dans un ion sont déterminées par la résolution du système d'équations couplées :

$$N_j \left( N_e \left( \sum_{k < j} C_e(j \rightarrow k) + \sum_{k > j} C_d(j \rightarrow k) \right) + \sum_{k > j} A(j \rightarrow k) \right) = \sum_{k < j} N_k A(k \rightarrow j) + N_e \left( \sum_{k > j} N_k C_e(k \rightarrow j) + \sum_{k < j} N_k C_d(k \rightarrow j) \right) \quad (\text{I.3})$$

Où  $C_e(j \rightarrow k)$  et  $C_d(j \rightarrow k)$  sont, respectivement, les coefficients de taux d'excitation collision-

nelle et de désexcitation collisionnelle du niveau  $j$  vers le niveau  $k$ .  $A(j \rightarrow k)$  et  $A(k \rightarrow j)$  désignent, respectivement, les probabilités de transitions radiatives du niveau  $j$  vers le  $k$  et inversement.

## I.5 Processus atomiques usuels dans les plasmas chauds

Dans un plasma, plusieurs processus atomiques entrent en jeu dans la détermination de la distribution des états de charge d'un élément donné. On peut citer<sup>1</sup> :

- Photoionisation
- Ionisation par impact électronique
- Excitation-autoionisation (effet Auger)
- Recombinaison à trois corps
- Recombinaison radiative (ou photo-recombinaison)
- Recombinaison diélectronique

Il y a lieu de noter que dans les plasmas chauds qui nous intéressent ici, l'ionisation des atomes et des ions se produisent essentiellement par impact d'électrons. L'ionisation par impact d'ions est extrêmement faible à cause de la forte répulsion Coulombienne.

Dans notre étude basée sur l'hypothèse d'un plasma peu dense en équilibre d'ionisation, on utilise le modèle coronal qui est bien adapté pour décrire le plasma dans ces conditions. Par ailleurs, la photoionisation est négligée car le plasma est supposé optiquement mince. Il en est de même pour la recombinaison à trois corps puisque le plasma est suffisamment dilué.

---

1. On pourrait rajouter à cette liste les réactions de transfert de charge du type  $X^{q+} + Y^0 \rightarrow X^{(q-1)+} + Y^+$ , où  $Y$  est soit  $H$  soit  $He$  (qui sont abondants dans les plasmas astrophysiques). Mais ces processus sont négligeables car aux températures élevées qui nous intéressent dans notre étude  $H^0$  et  $He^0$  sont quasiment inexistantes (à l'état neutre).

CHAPITRE II  
**Ionisation et recombinaison**

## II.1 Ionisation

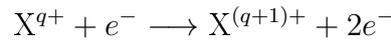
### II.1.1 Introduction au processus d'ionisation

L'ionisation est l'action qui consiste à enlever des charges à un atome, une molécule ou un ion, c'est-à-dire extraire des électrons d'un atome, d'une molécule ou d'un ion. L'atome ou la molécule en perdant des électrons n'est plus neutre électriquement. Donc un atome ionisé présente un défaut d'électrons et est chargé positivement.

Il existe plusieurs mécanismes pouvant conduire à l'ionisation. Le mécanisme le plus efficace de loin est celui de *l'ionisation par impact électronique* où l'on distingue deux types : l'ionisation directe et l'ionisation indirecte (excitation-autoionisation).

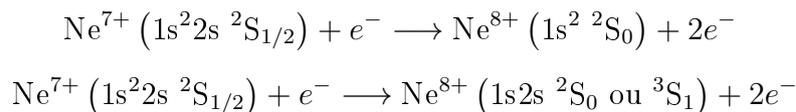
### II.1.2 Ionisation directe

L'ionisation par impact électronique *direct (simple)* est un processus entre un atome ou un ion  $X^{q+}$  et un électron libre qui est suivi par diffusion de l'électron incident et d'un autre électron de l'ion (atome) cible



Il faut que l'énergie  $E$  des électrons incidents soit plus grande que le potentiel d'ionisation  $\phi$  de l'électron le moins lié de l'atome ou de l'ion. Le processus inverse est appelé recombinaison à trois corps. L'électron arraché lors du processus d'ionisation peut être soit un électron de la couche périphérique ou un électron des couches internes car dans les plasmas chauds il existe des électrons libres très énergétiques capables d'extraire des électrons appartenant à des sous-couches internes. L'ionisation directe est probablement le processus le plus important dans les plasmas chauds, en particulier dans ceux qui sont optiquement minces.

Comme exemple d'ionisation directe de couche externe ou interne, nous donnons le cas des ions lithiomoïdes de néon  $Ne^{7+}$  (ions à 3 électrons) initialement dans leur état fondamental  $1s^2 2s$ , respectivement :



Le calcul théorique des sections efficaces d'ionisation *directe* par impact électronique  $\sigma_{dir}$  est un problème complexe car il fait intervenir trois corps après la collision. Bien que des progrès significatifs aient été réalisés ces dix dernières années, aucune théorie n'est à l'heure actuelle pleinement satisfaisante. Dans tous nos calculs, nous utilisons des données de sections efficaces d'ionisation simple programmées dans la méthode quantique dite "Distorted Wave" DW qui donne des résultats satisfaisants pour des ions multichargés. Cette méthode prend en considération le potentiel tel que ressenti par l'électron incident, dû au noyau de l'ion cible et au cortège électronique. Nous avons obtenu les valeurs des sections efficaces  $\sigma_{dir}$  en un grand nombre d'énergies de l'électron incident à partir du seuil d'ionisation en exploitant en-ligne un code de calcul hébergé dans le site web [www.lanl.gov](http://www.lanl.gov).

Nous présentons les résultats des calculs DW de section efficaces d'ionisation directe dans la figure II.1 pour les cinq différents ions  $Ne^{5+}$  à  $Ne^{9+}$  en fonction de l'énergie des électrons incidents allant du seuil d'ionisation jusqu'à 16 keV.

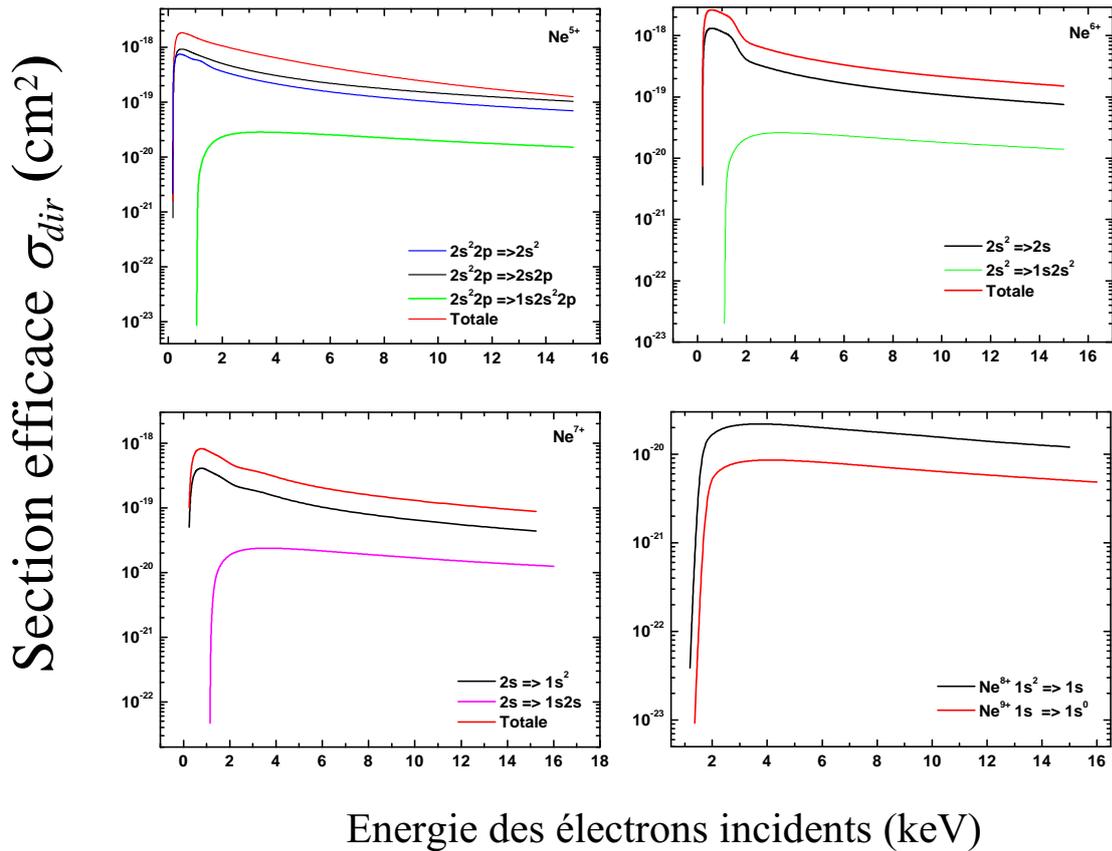


FIGURE II.1 – Sections efficaces d'ionisation directe par impact d'électrons pour les cinq états de charge différents des ions  $Ne^{q+}$  allant de ( $q = 5$ ) à ( $q = 9$ ).

Dans le cas des ions  $\text{Ne}^{5+}$ ,  $\text{Ne}^{6+}$  et  $\text{Ne}^{7+}$ , nous donnons séparément les sections efficaces d'ionisation simple d'un électron externe et interne ainsi que la section efficace d'ionisation totale obtenue après sommation des sections efficaces pour chaque transition pour le même ion. En ce qui concerne les ions héliumoïdes  $\text{Ne}^{8+}$  et hydrogénoïdes  $\text{Ne}^{9+}$ , seule la section efficace d'ionisation simple d'un électron externe intervient. Dans chaque figure nous précisons la transition effectuée qui indique l'ionisation de la couche externe ou des couches internes pour chaque ion. Notons que la sous-couche  $1s$  n'est pas mentionnée lorsqu'elle est complète ( $1s^2$ ) et qu'elle n'est pas concernée par la transition ionisante.

Afin de mieux se rendre compte du comportement de la section efficace d'ionisation directe par impact d'électrons, nous présentons ensemble dans la figure II.2 les sections efficaces totales d'ionisation simple pour chacun des ions considérés de néon. Nous pouvons remarquer que la section efficace d'ionisation directe par impact électronique de l'ion  $\text{Ne}^{9+}$  est inférieure de presque deux ordres de grandeurs à celle de l'ion  $\text{Ne}^{5+}$ .

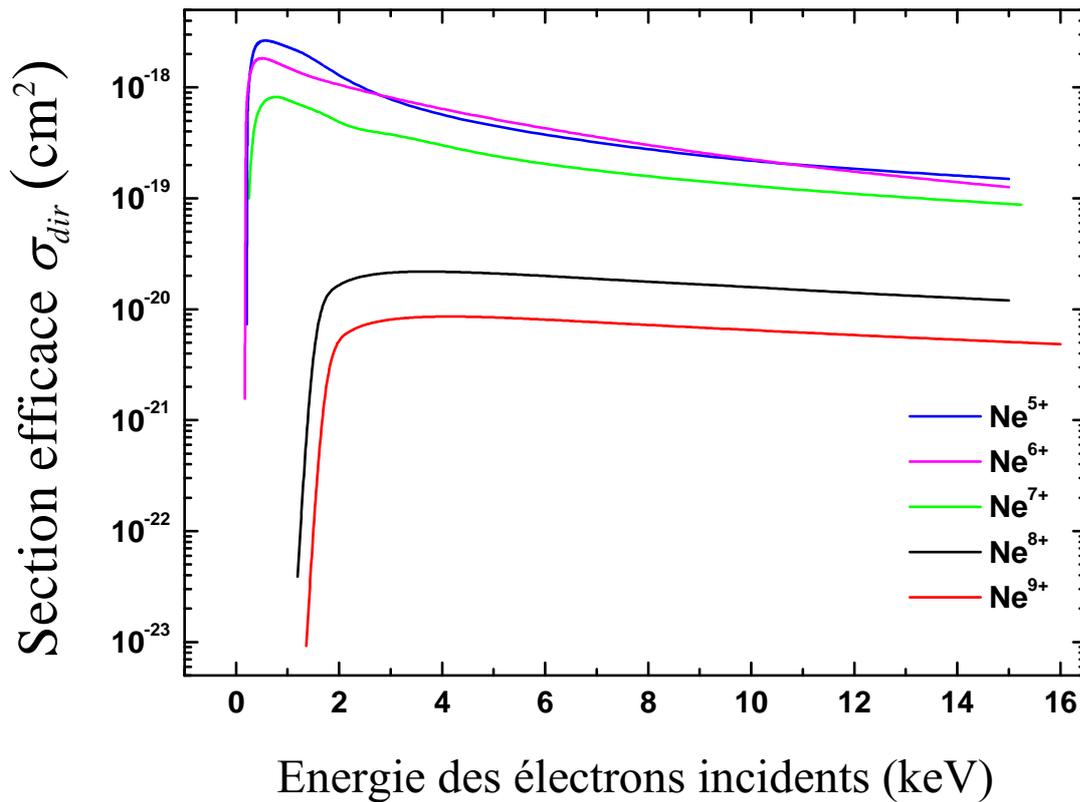


FIGURE II.2 – Sections efficaces totales d'ionisation directe par impact d'électrons en fonction de l'énergie des électrons incidents pour les divers ions  $\text{Ne}^{q+}$  allant de ( $q = 5$ ) à ( $q = 9$ ).

Il apparaît clairement à partir de ces données que des énergies élevées d'électrons sont nécessaires pour produire des états élevés en charge.

### II.1.3 Coefficient de taux d'ionisation collisionnelle directe

Dans un plasma, les électrons libres sont caractérisés par une certaine distribution d'énergie. La grandeur intéressante est le coefficient de taux d'ionisation par impact d'électrons qui est obtenu en moyennant le produit de la vitesse de l'électron par la section efficace d'ionisation. Dans le cas de l'ionisation directe, le coefficient de taux d'ionisation est donné par :

$$S_d = \int_I^\infty v_i f(E) \sigma_{dir} dE \quad (\text{II.1})$$

où  $\sigma_{dir}$  est la section efficace d'ionisation directe à partir du *niveau fondamental* de l'ion cible car nous considérons des plasmas peu denses pour lesquels les populations des niveaux excités sont faibles devant celle du niveau fondamental, et  $v_i$  est la vitesse de l'électron incident. L'intégration dans l'équation II.1 s'effectue à partir de  $I$  qui représente l'énergie de seuil d'ionisation.

On suppose que la distribution en énergie  $f(E)$  des électrons obéit à la loi de Maxwell caractérisée par une température  $T_e$ , c'est-à-dire :

$$f(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{1}{kT_e} \right)^{3/2} \sqrt{E} e^{-E/kT_e} \quad (\text{II.2})$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann, et  $E = 1/2 m_e v_i^2$  est l'énergie cinétique de l'électron,  $m_e$  étant la masse de l'électron.

En substituant l'équation II.2 dans II.1 on obtient comme expression de  $S_d$  :

$$S_d(T_e) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{m_e}{kT_e} \right)^{3/2} \frac{2}{m_e^2} \int_1^\infty E e^{-E/kT_e} \sigma_{dir} dE \quad (\text{II.3})$$

Cherchons à transformer l'expression de  $S_d(T_e)$  pour la rendre plus convenable pour les calculs. Pour cela, on pose  $u = \frac{E}{I}$  qui est une grandeur sans unité représentant l'énergie de l'électron incident rapportée à l'énergie du seuil d'ionisation. En effectuant ce changement de variable au niveau de l'équation II.3, on aboutit à :

$$S_d(T_e) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{1}{kT_e} \right)^{3/2} \frac{2}{m_e^{1/2}} \int_1^\infty u I^2 \sigma_{dir} e^{-uI/kT_e} du \quad (\text{II.4})$$

En appliquant les transformations d'unité suivantes :

$$I(J) = 1.06 \times 10^{-19} I(\text{eV}) \text{ et } k = 1.38065 \times 10^{-23} J/K = 8.61738 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$$

et en reportant la valeur de la masse de l'électron  $m_e = 9.1094 \times 10^{-31}$  kg, on trouve :

$$\begin{aligned} S_d(T_e) &= 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(1.06 \times 10^{-19})^2}{(1.398065 \times 10^{-23})^{3/2} T_e^{3/2}} \frac{1}{(9.1094 \times 10^{-31})^{1/2}} I^2 \int_1^\infty u I^2 \sigma_{dir} e^{-uI/kT_e} du \\ S_d(T_e) &= 6.70 \times 10^7 \frac{I^2}{T_e^{3/2}} \int_1^\infty u I^2 \sigma_{dir} e^{-uI/kT_e} du \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

où  $S_d(T_e)$  est le coefficient de taux d'ionisation directe exprimé en unité de  $\text{cm}^3/\text{s}$ ,  $T_e$  est la température électronique en eV,  $I$  est l'énergie d'ionisation en eV, et  $\sigma_{dir}$  est la section efficace d'ionisation directe en  $\text{cm}^2$ .

Dans notre étude, l'ionisation directe concerne aussi bien l'ionisation de l'électron externe que l'ionisation d'un électron interne pour chaque ion respectivement de  $\text{Ne}^{9+}$  à  $\text{Ne}^{5+}$  initialement dans leur états fondamentaux. Pour les ions  $\text{Ne}^{9+}$  et  $\text{Ne}^{8+}$ , il n'y a que l'ionisation de l'électron 1s (l'électron externe). Pour les ions  $\text{Ne}^{7+}$  et  $\text{Ne}^{6+}$ , il y a l'ionisation de l'électron 2s (l'électron externe) ou aussi l'ionisation d'un électron interne 1s. De même pour les ions  $\text{Ne}^{5+}$ , l'ionisation directe concerne aussi bien l'ionisation de l'électron externe 2p ou 2s que l'ionisation de l'électron interne 1s.

On désignera par  $S_{1d}$  et  $S_{2d}$  les coefficients de taux d'ionisation associés à l'expulsion de l'électron externe et à l'extraction de l'électron interne respectivement. Sauf pour le cas de  $\text{Ne}^{5+}$ , on note par  $S_{1d}$ ,  $S_{2d}$  et  $S_{3d}$  respectivement l'ionisation de l'électron externe 2p, 2s et aussi l'ionisation de l'électron interne 1s.

### II.1.3.1 Formule semi-empirique de Lotz

Lotz, en 1968, a développé une expression approchée pour la section efficace d'ionisation directe :

$$\sigma_{dir} = 4.5 \times 10^{-14} \frac{w_{nl}}{I_{nl}^2} \frac{1}{u} \ln u \quad (\text{II.6})$$

où  $w_{nl}$  est le nombre d'électrons se trouvant dans la sous couche  $nl$  qui est ionisée,  $I_{nl}$  est l'énergie d'ionisation de la sous couche  $nl$ . En substituant l'équation II.6 dans II.5, on obtient :

$$S_{\text{Lotz}}(T_e) = 3.0 \times 10^{-6} \frac{w_{nl}}{T_e^{3/2}} \int_1^\infty \ln u e^{-uI_{nl}/kT_e} du \quad (\text{II.7})$$

En effectuant une intégration par parties, on trouve :

$$\int_1^\infty \ln y e^{-y \frac{I_{nl}}{kT_e}} dy = \frac{kT_e}{I_{nl}} \int_1^\infty \frac{e^{-y \frac{I_{nl}}{kT_e}}}{y} dy \quad (\text{II.8})$$

En utilisant l'équation II.8, on peut écrire :

$$S_{\text{Lotz}}(T_e) = 3.0 \times 10^{-6} \frac{w_{nl}}{I_{nl} T_e^{1/2}} \int_1^\infty \frac{e^{-y \frac{I_{nl}}{kT_e}}}{y} dy \quad (\text{II.9})$$

Finalement, la formule de Lotz devient :

$$S_{\text{Lotz}}(T_e) = 3.0 \times 10^{-6} \frac{w_{nl}}{I_{nl} T_e^{1/2}} \int_{\frac{I_{nl}}{kT_e}}^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (\text{II.10})$$

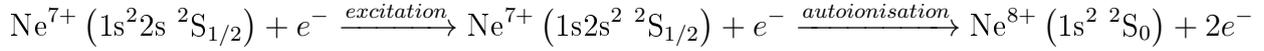
Cette formule semi-empirique de Lotz a été fréquemment utilisée par les physiciens des plasmas pour déterminer l'équilibre d'ionisation.

Nous avons calculé les coefficients de taux d'ionisation directe  $S_d$  à partir de l'équation II.5 en utilisant nos données obtenues de sections efficaces  $\sigma_{dir}$  pour des valeurs de température électronique allant de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K.

#### II.1.4 Ionisation indirecte (excitation-autoionisation ou ionisation Auger)

L'électron incident peut, s'il est suffisamment énergétique, exciter un électron appartenant à une sous-couche interne de l'ion cible  $X^{q+}$ . Cela donne naissance à un niveau doublement excité de l'ion, qui peut se désexciter soit par le phénomène d'autoionisation soit par émission radiative spontanée. Dans le premier cas, l'électron éjecté dans le continu est souvent appelé électron Auger. La probabilité d'émission radiative spontanée est faible dans le cas des atomes ou des ions peu chargés, mais elle devient relativement importante pour les ions fortement chargés. Lorsque l'excitation de couche interne est suivie par l'autoionisation, cela donne une contribution à l'ionisation de l'ion initial (avant excitation de couche interne). Dans cette voie indirecte d'ionisation, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure ou égale à la première énergie d'ionisation de l'ion. Cette ionisation indirecte qui a été à partir du milieu des années 1960 connue sous

le nom effet Auger joue quelquefois un rôle important dans la détermination de l'état d'ionisation d'un plasma chaud. Un exemple d'ionisation indirecte est celui qui concerne l'ion  $\text{Ne}^{7+}$  (ion lithiunoïde) :



### II.1.5 Coefficient de taux d'ionisation collisionnelle indirecte

La contribution  $S_{ind}$  au coefficient de taux d'ionisation des ions considérés venant de l'excitation de couche interne suivie par autoionisation peut s'exprimer comme :

$$S_{ind} = \sum_j C_e (i \rightarrow j) B_j^a$$

où la sommation sur  $j$  porte sur l'ensemble des niveaux autoionisants,  $C_e$  représente le coefficient de taux d'excitation à partir du niveau fondamental  $i$  vers le niveau autoionisant  $j$ , et  $B_j^a$  désigne le rapport de branchement pour le déclin du niveau  $j$  par autoionisation. Ce rapport de branchement est donné par :

$$B_j^a = \sum_{m \leq j} A_{jm}^a \left( \sum_{m \leq j} A_{jm}^a + \sum_{l \leq j} A_{jl}^r \right)^{-1}$$

où  $A_{jm}^a$  est la probabilité d'autoionisation,  $A_{jl}^r$  est la probabilité de transition radiative, et la sommation sur  $l$  concerne tous les niveaux de l'ion considéré vers lesquels peut se désexciter radiativement le niveau  $j$ .

Nous avons calculé les coefficients de taux d'ionisation indirecte  $S_{ind}$  en effectuant des interpolations des résultats obtenus par le code FLYCHK pour des valeurs de température électronique allant de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K.

### II.1.6 Coefficient de taux total d'ionisation collisionnelle

En supposant que les processus d'ionisation directe et indirecte sont indépendants entre eux, on peut calculer le coefficient de taux d'ionisation total  $S_{tot}$  pour les ions  $\text{Ne}^{5+}$  et  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 6-9$ ) respectivement par les relations :

$$\begin{aligned} S_{tot} &= S_{1d} + S_{2d} + S_{3d} + S_{ind} \\ S_{tot} &= S_{1d} + S_{2d} + S_{ind} \end{aligned}$$

Notons que pour les ions héliumoïdes  $\text{Ne}^{8+}$  et hydrogéoïdes  $\text{Ne}^{9+}$ , l'ionisation indirecte n'intervient pas et l'ionisation directe se réduit à un seul terme  $S_d$  qui concerne l'extraction de l'électron  $1s$ , ce qui entraîne que  $S_{tot} = S_d$ .

### II.1.7 Résultats des coefficients de taux d'ionisation

Les résultats de  $S_{1d}$ ,  $S_{2d}$ ,  $S_{3d}$ ,  $S_{ind}$  et  $S_{tot}$  que nous avons obtenus pour chacun des ions de néon  $Ne^{q+}$  ( $q = 5$  à  $9$ ) sont consignés dans les tableaux ci-dessous, pour 14 valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $5 \times 10^5$  et  $5 \times 10^7$  K. Nous incluons, à des fins de comparaison avec nos résultats, les valeurs des coefficients de taux d'ionisation simple  $S_{1Lotz}$ ,  $S_{2Lotz}$ ,  $S_{3Lotz}$ , calculés par la formule semi-empirique de Lotz II.10. On peut remarquer que les valeurs données par la formule de Lotz sont en général assez proches de nos résultats.

$T_e$ ( $10^6 K$ )	$S_{tot}$ ( $cm^3 s^{-1}$ )	$S_{Lotz}$ ( $cm^3 s^{-1}$ )
0.5	$1.67 \times 10^{-25}$	$1.91 \times 10^{-25}$
1	$1.71 \times 10^{-18}$	$1.93 \times 10^{-18}$
2	$6.36 \times 10^{-15}$	$7.02 \times 10^{-15}$
3	$1.05 \times 10^{-13}$	$1.15 \times 10^{-13}$
4	$4.37 \times 10^{-13}$	$4.75 \times 10^{-13}$
5	$1.04 \times 10^{-12}$	$1.15 \times 10^{-12}$
6	$1.88 \times 10^{-12}$	$2.02 \times 10^{-12}$
8	$3.98 \times 10^{-12}$	$4.24 \times 10^{-12}$
10	$6.29 \times 10^{-12}$	$6.66 \times 10^{-12}$
15	$1.18 \times 10^{-11}$	$1.23 \times 10^{-11}$
20	$1.61 \times 10^{-11}$	$1.68 \times 10^{-11}$
30	$2.20 \times 10^{-11}$	$2.29 \times 10^{-11}$
40	$2.51 \times 10^{-11}$	$2.66 \times 10^{-11}$
50	$2.63 \times 10^{-11}$	$2.91 \times 10^{-11}$

Tableau II.1 – Coefficients de taux d'ionisation collisionnelle  $S_{tot}$  des ions hydrogénoïdes de néon  $Ne^{9+}$ . Nous comparons les résultats de nos calculs avec ceux obtenus par la formule de Lotz.

$T_e$ ( $10^6\text{K}$ )	$S_{tot}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{1\text{Lotz}}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )
0.5	$1.96 \times 10^{-23}$	$2.34 \times 10^{-23}$
1	$2.92 \times 10^{-17}$	$3.42 \times 10^{-17}$
2	$4.12 \times 10^{-14}$	$4.72 \times 10^{-14}$
3	$4.91 \times 10^{-13}$	$5.56 \times 10^{-13}$
4	$1.74 \times 10^{-12}$	$1.95 \times 10^{-12}$
5	$3.77 \times 10^{-12}$	$4.20 \times 10^{-12}$
6	$6.37 \times 10^{-12}$	$7.04 \times 10^{-12}$
8	$1.24 \times 10^{-11}$	$1.36 \times 10^{-11}$
10	$1.87 \times 10^{-11}$	$2.02 \times 10^{-11}$
15	$3.27 \times 10^{-11}$	$3.47 \times 10^{-11}$
20	$4.34 \times 10^{-11}$	$4.57 \times 10^{-11}$
30	$5.70 \times 10^{-11}$	$6.00 \times 10^{-11}$
40	$6.33 \times 10^{-11}$	$6.84 \times 10^{-11}$
50	$6.52 \times 10^{-11}$	$7.36 \times 10^{-11}$

Tableau II.2 – Coefficients de taux total d’ionisation collisionnelle  $S_{tot}$  des ions héliumoïdes de néon  $\text{Ne}^{8+}$ . Nous comparons les résultats de nos calculs avec ceux obtenus par la formule de Lotz.

$T_e$ ( $10^6$ K)	$S_{1d}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{1\text{Lotz}}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{2d}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{2\text{Lotz}}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_d$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{ind}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{tot}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )
0.5	$9.61 \times 10^{-13}$	$2.74 \times 10^{-11}$	$6.78 \times 10^{-23}$	$7.74 \times 10^{-23}$	$9.61 \times 10^{-13}$	$5.72 \times 10^{-16}$	$9.62 \times 10^{-13}$
1	$2.09 \times 10^{-11}$	$1.93 \times 10^{-11}$	$5.62 \times 10^{-17}$	$6.47 \times 10^{-17}$	$2.09 \times 10^{-11}$	$6.99 \times 10^{-15}$	$2.09 \times 10^{-11}$
2	$9.95 \times 10^{-11}$	$9.92 \times 10^{-11}$	$5.86 \times 10^{-14}$	$6.75 \times 10^{-14}$	$9.96 \times 10^{-11}$	$8.19 \times 10^{-13}$	$1.00 \times 10^{-10}$
3	$1.64 \times 10^{-10}$	$2.67 \times 10^{-10}$	$6.32 \times 10^{-13}$	$7.23 \times 10^{-13}$	$1.64 \times 10^{-10}$	$4.01 \times 10^{-12}$	$1.68 \times 10^{-10}$
4	$2.08 \times 10^{-10}$	$2.32 \times 10^{-10}$	$2.13 \times 10^{-12}$	$2.42 \times 10^{-12}$	$2.10 \times 10^{-10}$	$8.73 \times 10^{-12}$	$2.19 \times 10^{-10}$
5	$2.37 \times 10^{-10}$	$2.75 \times 10^{-10}$	$4.49 \times 10^{-12}$	$5.06 \times 10^{-12}$	$2.41 \times 10^{-10}$	$1.38 \times 10^{-11}$	$2.55 \times 10^{-10}$
6	$2.57 \times 10^{-10}$	$3.08 \times 10^{-10}$	$7.43 \times 10^{-12}$	$8.32 \times 10^{-12}$	$2.64 \times 10^{-10}$	$1.86 \times 10^{-11}$	$2.83 \times 10^{-10}$
8	$2.81 \times 10^{-10}$	$3.53 \times 10^{-10}$	$1.42 \times 10^{-11}$	$1.56 \times 10^{-11}$	$2.95 \times 10^{-10}$	$2.68 \times 10^{-11}$	$3.21 \times 10^{-10}$
10	$2.93 \times 10^{-10}$	$3.82 \times 10^{-10}$	$2.11 \times 10^{-11}$	$2.30 \times 10^{-11}$	$3.14 \times 10^{-10}$	$3.31 \times 10^{-11}$	$3.47 \times 10^{-10}$
15	$3.01 \times 10^{-10}$	$3.12 \times 10^{-10}$	$3.63 \times 10^{-11}$	$3.86 \times 10^{-11}$	$3.37 \times 10^{-10}$	$4.32 \times 10^{-11}$	$3.80 \times 10^{-10}$
20	$2.96 \times 10^{-10}$	$2.70 \times 10^{-10}$	$4.78 \times 10^{-11}$	$5.02 \times 10^{-11}$	$3.44 \times 10^{-10}$	$4.90 \times 10^{-11}$	$3.93 \times 10^{-10}$
30	$2.71 \times 10^{-10}$	$4.39 \times 10^{-10}$	$6.25 \times 10^{-11}$	$6.51 \times 10^{-11}$	$3.33 \times 10^{-10}$	$5.46 \times 10^{-11}$	$3.87 \times 10^{-10}$
40	$2.46 \times 10^{-10}$	$4.34 \times 10^{-10}$	$6.96 \times 10^{-11}$	$7.39 \times 10^{-11}$	$3.16 \times 10^{-10}$	$5.71 \times 10^{-11}$	$3.73 \times 10^{-10}$
50	$2.23 \times 10^{-10}$	$4.27 \times 10^{-10}$	$7.21 \times 10^{-11}$	$7.92 \times 10^{-11}$	$2.95 \times 10^{-10}$	$5.79 \times 10^{-11}$	$3.53 \times 10^{-10}$

Tableau II.3 – Coefficients de taux d'ionisation totale  $S_{tot}$  ( $S_{tot} = S_d + S_{ind}$ ) des ions lithumoides  $\text{Ne}^{7+}$ .  $S_{1d}$  et  $S_{2d}$  représentent les coefficients de taux d'ionisation directe de l'électron  $2s$  ( $1s^2 2s \rightarrow 1s^2$ ) et de l'électron  $1s$  ( $1s^2 2s \rightarrow 1s 2s$ ), respectivement ( $S_d = S_{1d} + S_{2d}$ ), tandis que  $S_{ind}$  représente le coefficient de taux d'ionisation indirecte (excitation-autoionisation). Les résultats de nos calculs sont comparés avec ceux obtenus par la formule de Lotz.

$T_e$ ( $10^6$ K)	$S_{1d}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{1\text{Lotz}}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{2d}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{2\text{Lotz}}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_d$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{ind}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )	$S_{tot}$ ( $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$ )
0.5	$6.06 \times 10^{-12}$	$1.31 \times 10^{-10}$	$2.10 \times 10^{-22}$	$2.53 \times 10^{-22}$	$6.06 \times 10^{-12}$	$5.29 \times 10^{-14}$	$6.11 \times 10^{-12}$
1	$8.05 \times 10^{-11}$	$9.26 \times 10^{-11}$	$1.02 \times 10^{-16}$	$1.22 \times 10^{-16}$	$8.05 \times 10^{-11}$	$2.36 \times 10^{-12}$	$8.29 \times 10^{-11}$
2	$3.09 \times 10^{-10}$	$3.60 \times 10^{-10}$	$8.12 \times 10^{-14}$	$9.62 \times 10^{-14}$	$3.09 \times 10^{-10}$	$1.45 \times 10^{-11}$	$3.23 \times 10^{-10}$
3	$4.89 \times 10^{-10}$	$8.38 \times 10^{-10}$	$8.03 \times 10^{-13}$	$9.4 \times 10^{-13}$	$4.90 \times 10^{-10}$	$2.95 \times 10^{-11}$	$5.19 \times 10^{-10}$
4	$6.12 \times 10^{-10}$	$7.25 \times 10^{-10}$	$2.59 \times 10^{-12}$	$3.0 \times 10^{-12}$	$6.15 \times 10^{-10}$	$4.43 \times 10^{-11}$	$6.59 \times 10^{-10}$
5	$6.97 \times 10^{-10}$	$8.34 \times 10^{-10}$	$5.32 \times 10^{-12}$	$6.09 \times 10^{-12}$	$7.02 \times 10^{-10}$	$5.74 \times 10^{-11}$	$7.59 \times 10^{-10}$
6	$7.52 \times 10^{-10}$	$9.13 \times 10^{-10}$	$8.67 \times 10^{-12}$	$9.82 \times 10^{-12}$	$7.61 \times 10^{-10}$	$6.85 \times 10^{-11}$	$8.29 \times 10^{-10}$
8	$8.07 \times 10^{-10}$	$1.02 \times 10^{-9}$	$1.62 \times 10^{-11}$	$1.80 \times 10^{-11}$	$8.23 \times 10^{-10}$	$8.53 \times 10^{-11}$	$9.08 \times 10^{-10}$
10	$8.13 \times 10^{-10}$	$1.08 \times 10^{-9}$	$2.38 \times 10^{-11}$	$2.61 \times 10^{-11}$	$8.37 \times 10^{-10}$	$9.68 \times 10^{-11}$	$9.34 \times 10^{-10}$
15	$7.40 \times 10^{-10}$	$1.16 \times 10^{-9}$	$4.02 \times 10^{-11}$	$4.29 \times 10^{-11}$	$7.80 \times 10^{-10}$	$1.13 \times 10^{-10}$	$8.93 \times 10^{-10}$
20	$6.40 \times 10^{-10}$	$1.18 \times 10^{-9}$	$5.26 \times 10^{-11}$	$5.53 \times 10^{-11}$	$6.93 \times 10^{-10}$	$1.20 \times 10^{-10}$	$8.13 \times 10^{-10}$
30	$4.73 \times 10^{-10}$	$1.17 \times 10^{-9}$	$6.79 \times 10^{-11}$	$7.09 \times 10^{-11}$	$5.41 \times 10^{-10}$	$1.25 \times 10^{-10}$	$6.66 \times 10^{-10}$
40	$3.60 \times 10^{-10}$	$1.15 \times 10^{-9}$	$7.49 \times 10^{-11}$	$7.99 \times 10^{-11}$	$4.35 \times 10^{-10}$	$1.26 \times 10^{-10}$	$5.61 \times 10^{-10}$
50	$2.84 \times 10^{-10}$	$1.12 \times 10^{-9}$	$7.69 \times 10^{-11}$	$8.53 \times 10^{-11}$	$3.60 \times 10^{-10}$	$1.25 \times 10^{-10}$	$4.85 \times 10^{-10}$

Tableau II.4 – Coefficients de taux d'ionisation totale  $S_{tot}$  ( $S_{tot} = S_d + S_{ind}$ ) des ions bérylliumoïdes  $\text{Ne}^{6+}$ ,  $S_{1d}$  et  $S_{2d}$  représentent les coefficients de taux d'ionisation directe de l'électron  $2s$  ( $1s^2 2s^2 \rightarrow 1s^2 2s$ ) et de l'électron  $1s$  ( $1s^2 2s^2 \rightarrow 1s 2s^2$ ), respectivement ( $S_d = S_{1d} + S_{2d}$ ), tandis que  $S_{ind}$  représente le coefficient de taux d'ionisation indirecte (excitation-autoionisation). Les résultats de nos calculs sont comparés avec ceux obtenus par la formule de Lotz.

$T_e$ ( $10^6$ K)	$S_{1d}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{1l,lotz}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{2d}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{2,lotz}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{3d}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{3l,lotz}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_d$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{ind}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	$S_{tot}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )
0.5	1.98E-11	1.59E-11	1.65E-11	1.94E-11	7.07E-22	8.79E-22	3.63E-11	1.23E-12	3.75E-11
1	1.49E-10	1.24E-10	1.52E-10	1.80E-10	1.93E-16	2.37E-16	3.01E-10	2.01E-11	3.21E-10
2	4.23E-10	3.60E-10	4.84E-10	5.74E-10	1.15E-13	1.40E-13	9.07E-10	8.42E-11	9.91E-10
3	5.97E-10	5.18E-10	7.18E-10	8.52E-10	1.04E-12	1.24E-12	1.32E-9	1.37E-10	1.46E-11
4	7.03E-10	6.21E-10	8.70E-10	1.04E-9	3.20E-12	3.77E-12	1.58E-9	1.75E-10	1.75E-9
5	7.67E-10	6.90E-10	9.71E-10	1.17E-9	6.39E-12	7.43E-12	1.74E-9	2.04E-10	1.94E-9
6	8.01E-10	7.38E-10	1.03E-9	1.26E-9	1.02E-11	1.17E-11	1.84E-9	2.26E-10	2.06E-9
8	8.15E-10	7.97E-10	1.09E-9	1.37E-9	1.87E-11	2.10E-11	1.92E-9	2.55E-10	2.17E-9
10	7.90E-10	8.30E-10	1.09E-9	1.44E-9	2.71E-11	2.99E-11	1.91E-9	2.73E-10	2.18E-9
15	6.73E-10	8.61E-10	9.83E-10	1.50E-9	4.51E-11	4.82E-11	1.70E-9	2.92E-10	1.99E-9
20	5.58E-10	8.63E-10	8.45E-10	1.52E-9	5.85E-11	6.13E-11	1.46E-9	2.99E-10	1.76E-9
30	3.93E-10	8.44E-10	6.22E-10	1.50E-9	7.50E-11	7.77E-11	1.09E-9	2.99E-10	1.39E-9
40	2.92E-10	8.19E-10	4.73E-10	1.45E-9	8.24E-11	8.70E-11	8.47E-10	2.89E-10	1.14E-9
50	2.27E-10	7.94E-10	3.73E-10	1.41E-9	8.43E-11	9.25E-11	6.84E-10	2.78E-10	9.62E-10

Tableau II.5 – Coefficients de taux d'ionisation totale  $S_{tot}$  ( $S_{tot} = S_d + S_{ind}$ ) des ions boroides  $\text{Ne}^{5+}$ .  $S_{1d}$ ,  $S_{2d}$  et  $S_{3d}$  représentent les coefficients de taux d'ionisation directe de l'électron  $2p(1s^2 2s^2 2p \rightarrow 1s^2 2s^2)$  et  $2s(1s^2 2s^2 2p \rightarrow 1s^2 2s^2 p)$  et de l'électron  $1s(1s^2 2s^2 2p \rightarrow 1s 2s^2 2p)$ , respectivement ( $S_d = S_{1d} + S_{2d} + S_{3d}$ ), tandis que  $S_{ind}$  représente le coefficient de taux d'ionisation indirecte (excitation-autoionisation). Les résultats de nos calculs sont comparés avec ceux obtenus par la formule de Lotz.

Nous avons également tracé dans la figure II.3 les courbes représentant les variations des coefficients de taux d'ionisation directe, indirecte et totale séparément en fonction de la température électronique pour chacun des ions de néon considérés, ceci dans le domaine de température électronique  $T_e$  entre  $5 \times 10^5$  et  $5 \times 10^7$  K. Nous avons aussi inclus les résultats obtenus par application de la formule de Lotz II.10.

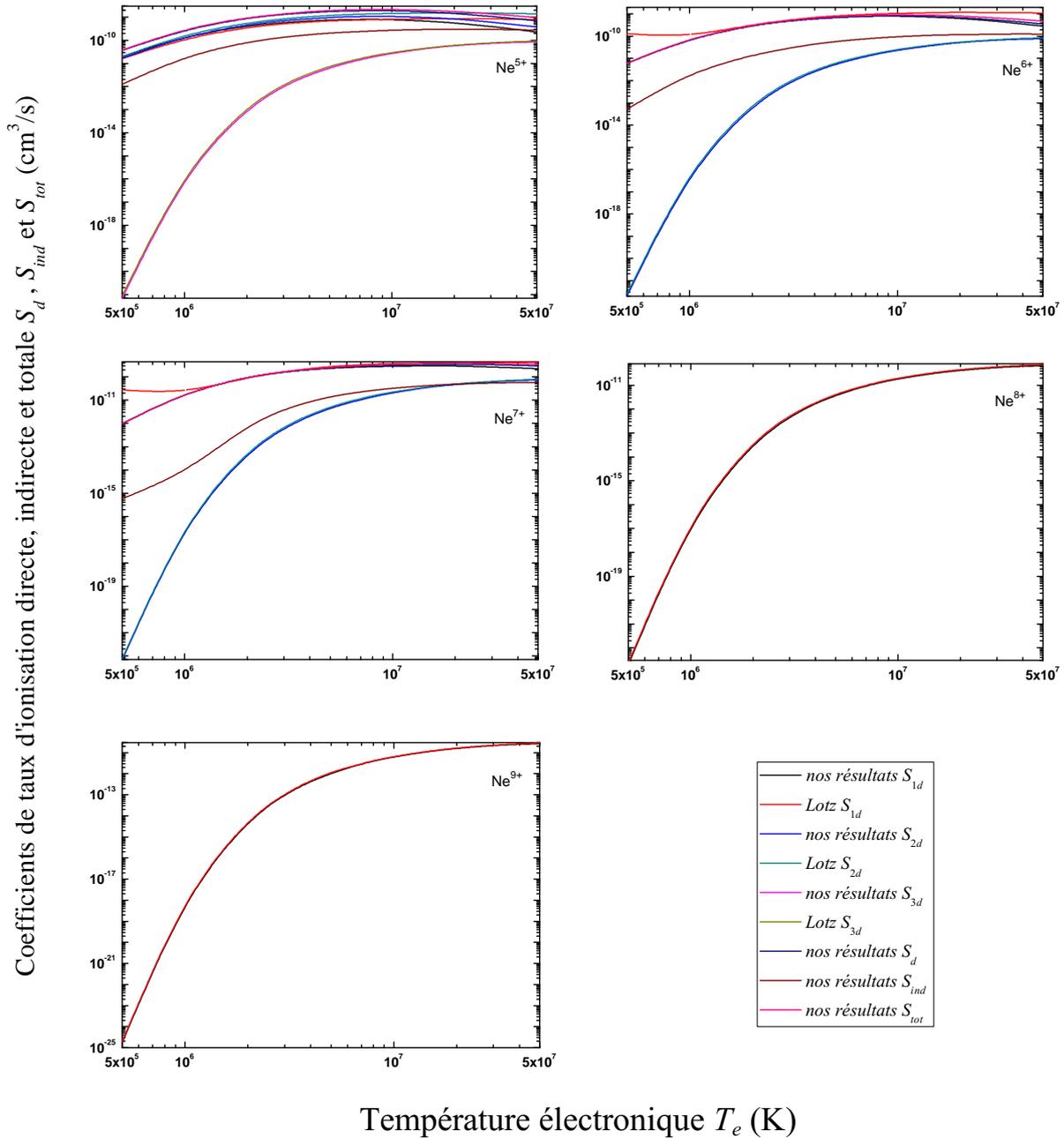


FIGURE II.3 – Coefficients de taux d'ionisation directe, indirecte et totale en fonction de la température électronique pour chacun des ions considérés.

## II.2 Recombinaison électron-ion

### II.2.1 Introduction

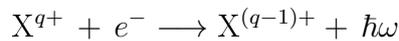
La recombinaison d'un électron avec un ion s'effectue le plus souvent dans un état excité, puis l'ion recombiné se désexcite par une série de cascades radiatives, jusqu'à atteindre l'état fondamental ou un état métastable proche du fondamental. La recombinaison d'un électron s'effectue selon différents processus, parmi lesquels nous citons :

- Le processus de recombinaison radiative.
- La recombinaison diélectronique qui joue un rôle important dans les plasmas chauds. Elle devient notamment importante par rapport à la recombinaison radiative pour les ions fortement chargés rencontrés dans les plasmas chauds.
- La recombinaison à trois corps qui n'est un processus important que dans les plasmas denses ( $N_e > 10^{19} \text{ cm}^3$ ).

### II.2.2 Recombinaison radiative

La recombinaison radiative appartient au processus radiatifs de base caractérisant l'interaction de rayonnement électromagnétique avec des atomes ou des ions.

La recombinaison radiative est le processus inverse de la photoionisation, il consiste en la capture d'un électron libre par un ion avec l'émission simultanée d'un photon de recombinaison



$q$  et  $(q-1)$  étant les états de charge de l'ion  $X$  avant et après recombinaison, respectivement,  $(\hbar\omega)$  est l'énergie du photon de recombinaison qui assure la conservation de l'énergie totale du système ion + électron. L'ion recombiné  $X^{(q-1)+}$  peut se trouver soit dans son état fondamental soit dans l'un de ses états excités.

Pour déterminer l'équilibre d'ionisation d'un plasma, on a besoin de connaître le coefficient de taux de recombinaison radiative.

### II.2.3 Coefficient de taux de recombinaison radiative

En admettant que les électrons suivent une distribution Maxwellienne, c-à-d qu'ils sont décrits par la fonction de distribution de vitesse de Maxwell, le coefficient de taux de recombinaison radiative dans un état  $nl$  donné s'écrit sous la forme :

$$\alpha_{rr}(nl) = \langle v_i \sigma_{rr} \rangle = 2.18 \times 10^{-8} \left( \frac{I_{nl}}{R} \right)^{1/2} \left( \frac{I_{nl}}{T_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty u \frac{\sigma_{rr}(u)}{\pi a_0^2} e^{-\frac{I_{nl}}{T_e} u} du \quad (\text{II.11})$$

où  $I_{nl}$  représente l'énergie de liaison de l'électron dans l'état  $nl$  de l'ion  $X^{(q-1)+}$ ,  $R$  est l'énergie de Rydberg ( $1\text{Ry} = 13.605 \text{ eV}$ ),  $a_0$  est le rayon de Bohr ( $a_0 = 0.529 \text{ \AA}$ ),  $u$  est définie comme étant le rapport  $u = E/I_{nl}$ ,  $E$  étant l'énergie de l'électron incident,  $T_e$  est la température électronique (exprimée en eV) et  $\sigma_{rr}$  désigne la section efficace de recombinaison radiative. Dans la formule II.11,  $\alpha_{rr}$  s'exprime en  $\text{cm}^3/\text{s}$ .

Le coefficient total de recombinaison radiative s'obtient en sommant sur tous les états  $nl$  de l'ion recombiné :

$$\alpha_{rr}^{tot} = \sum_{nl} \alpha_{rr}(nl) \quad (\text{II.12})$$

Nous avons calculé les coefficients de taux de recombinaison radiative en effectuant, à l'aide du logiciel MATHEMATICA, des interpolations des résultats obtenus par le code FLYCHK pour nos valeurs considérées de température électronique allant de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7 \text{ K}$ . Mentionnons que le code FLYCHK est disponible sur le web et il est simple, rapide et facile d'utilisation. Sa fonction est de fournir la distribution d'ionisation et de populations de niveaux ioniques dans un plasma et prend en compte la totalité des processus atomiques qui interviennent. Nous comparons nos résultats de coefficients de taux de recombinaison radiative avec ceux obtenus en utilisant les expressions paramétrisées proposées par Verner et Ferland (1996) et Pequignot, Petitjean, et Boisson (1991), respectivement :

$$\alpha_{rr} = a \left[ \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} \left( 1 + \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} \right)^{1-b} \left( 1 + \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} \right)^{1+b} \right]^{-1} \quad (\text{II.13})$$

$$\alpha_{rr} = 10^{-13} q \frac{aT_e^b}{1 + cT_e^d} \quad (\text{II.14})$$

où  $a, b, d, c, T_0$  et  $T_1$  sont des paramètres libres tabulés par ces auteurs, et  $T_e$  est la température électronique. On peut voir que nos résultats sont plus proches de ceux de Verner et Ferland que de Pequignot et al.

## II.2.4 Recombinaison diélectronique

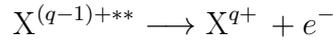
La recombinaison diélectronique s'effectue en deux étapes qui sont les suivantes :

**Capture diélectronique :** la capture diélectronique (aussi appelée capture non radiative) est le processus inverse de l'autoionisation. Un électron libre entre en collision avec un ion  $X^{q+}$  à une énergie cinétique juste en dessous du seuil d'excitation d'une transition de résonance

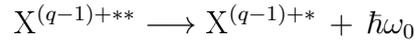
et forme un état doublement excité :  $X^{(q-1)+**}$ , situé au dessus de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(q-1)+}$ . C'est la première étape de l'ensemble du processus de recombinaison diélectronique. Ceci veut dire que la recombinaison diélectronique ne peut pas se produire dans le cas des ions nus, il faut que l'ion recombinant (l'ion  $X^{q+}$ ) ait au moins un électron lié.



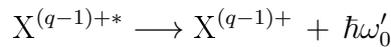
Si l'autoionisation suit la capture diélectronique, le système retourne à son état original et aucune recombinaison n'aura eu lieu.



**Stabilisation radiative :** alternativement l'état autoionisant  $X^{(q-1)+**}$  de l'ion doublement excité a la possibilité de se désexciter par transition radiative spontanée vers un état situé au dessous de la première limite d'ionisation  $X^{(q-1)+*}$ . Ce processus de stabilisation dans l'ion  $X^{(q-1)+}$  donne lieu à l'émission d'une raie définie comme la raie satellite ( $\hbar\omega$ ) de la transition parente ( $\hbar\omega_0$ ) (raie de résonance ou permise) de l'ion  $X^{q+}$ .



Cependant, pour les ions fortement chargés, la stabilisation de l'état doublement excité  $X^{(q-1)+**}$  par déclin radiatif c-à-d par émission de photons est souvent plus probable que la stabilisation par le processus d'autoionisation dans lequel il y a émission d'un électron. C'est le processus de stabilisation radiative qui rend la recombinaison diélectronique effective. Les raies satellites sont observées dans le spectre des ions avec  $q \geq 10$ . Le rapport de l'intensité des raies satellites et de celle des raies de résonance est essentiellement dépendant de la température et dans certain cas de la densité électronique. Finalement, lorsque la transition de stabilisation prend place, l'état une seule fois excitée cascade vers le niveau fondamental :



Les diverses étapes de la recombinaison diélectronique sont illustrées dans la figure II.4 (b1-3). Le schéma (b1) montre l'état initial d'un électron libre et d'un ion à l'état fondamental (naturellement, un ion excité est également possible). La prochaine étape est la recombinaison de l'électron libre et de l'excitation simultanée d'un électron attaché à l'état fondamental, cf. schéma (b2), formant de ce fait un ion doublement excité. Finalement, la stabilisation radiative se produit quand l'électron excité inférieur se désexcite vers l'état fondamental, cf. schéma (b3), avec un électron spectateur restant dans un état supérieur. Ainsi le schéma (a) représente le processus d'autoionisation.

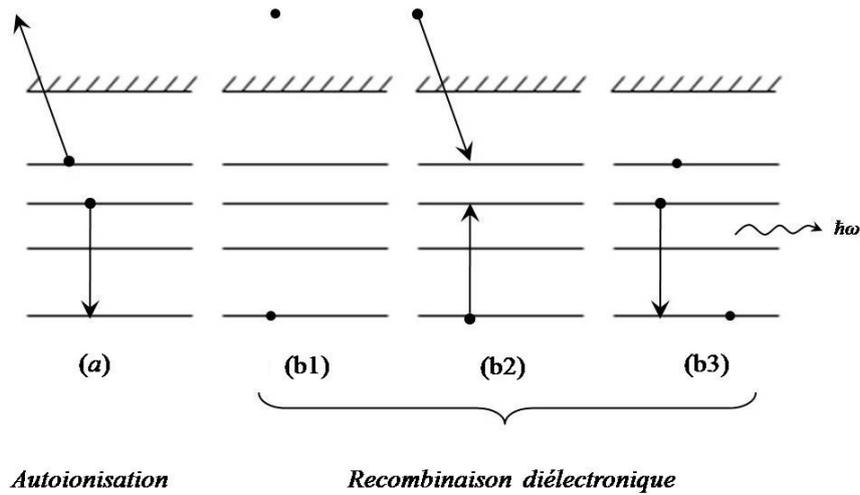


FIGURE II.4 – Schéma descriptif du processus (a) autoionisation et (b) recombinaison diélectronique.

### II.2.5 Coefficient de taux de recombinaison diélectronique

Pour les plasmas peu denses (modèle coronal) la presque totalité des ions recombinaison sont initialement dans leur niveau fondamental car les populations des niveaux excités sont très faibles.

La recombinaison diélectronique est le processus le plus dominant de recombinaison lorsque l'énergie thermique des électrons ( $3/2 kT_e$ ) est proche de l'énergie d'excitation  $i \rightarrow j$  de l'ion recombinaison. Le coefficient de taux de recombinaison diélectronique est défini comme :

$$\alpha_{rd}(q, i \rightarrow (q-1), f) = \sum_d C_{cd}(i \rightarrow d) B(d \rightarrow f) \quad (\text{II.15})$$

où  $\sum_d$  correspond à une sommation sur tous les états intermédiaires doublement excités de l'ion  $X^{(q-1)+**}$ ,  $C_{cd}$  représente le coefficient de taux de *capture* diélectronique dans le niveau doublement excité  $d$ . Mentionnons que le niveau  $d$  correspond à l'état excité  $j$  plus un électron lié dans une sous-couche  $nl$ , c-à-d  $d \equiv j, nl$ .

Dans l'équation II.15,  $B(d \rightarrow f)$  est le rapport de branchement donné par :

$$B(d \rightarrow f) = \frac{A^r(d \rightarrow f)}{\sum_{f'} A^r(d \rightarrow f') + \sum_l A^a(d \rightarrow l)} \quad (\text{II.16})$$

où  $A^r$  est la probabilité de transition radiative et  $A^a$  est la probabilité d'autoionisation. La sommation sur  $f'$  concerne tous les niveaux de l'ion recombinaison vers lesquels peut se désexciter radiativement le niveau  $d$ , et la sommation sur  $l$  concerne tous les niveaux de l'ion recombinaison

vers lesquels peut décliner par autoionisation le niveau d.

En admettant que les électrons libres sont parfaitement décrits par la distribution de vitesses de Maxwell, le coefficient de taux de capture diélectronique  $C_{cd}$  ( $i \rightarrow d$ ) qui intervient dans la formule II.15 est relié à la probabilité d'autoionisation  $A^a$  ( $d \rightarrow i$ ) pour la transition inverse par :

$$C_{cd} (i \rightarrow d) = 4\pi^{3/2} a_0^3 \left( \frac{R}{kT_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT_e}} \frac{g_d}{g_i} A^a (d \rightarrow i) \quad (\text{II.17})$$

avec  $E$  qui représente l'énergie cinétique de l'électron incident capturé,  $g_d$  est le poids statistique du niveau doublement excité d de l'ion recombinaison et  $g_i$  est celui de l'état initial  $i$  de l'ion recombinaison,  $a_0$  étant le rayon de Bohr et  $R$  est la constante de Rydberg.

L'énergie  $E$  est reliée aux énergies  $E_d$  de l'état doublement excité de l'ion  $X^{(q-1)+**}$  et  $E_i$  de l'état initial de l'ion recombinaison  $X^{q+}$  par :  $E = E_d - E_i$ .

En substituant les équations II.16 et II.17 dans II.15, on peut écrire :

$$\alpha_{rd} (q, i \rightarrow (q-1), f) = 4\pi^{3/2} a_0^3 \left( \frac{R}{kT_e} \right)^{3/2} \frac{1}{g_i} \sum_d \frac{A^r (d \rightarrow f) A^a (d \rightarrow i)}{\sum_{f'} A^r (d \rightarrow f') + \sum_l A^a (d \rightarrow l)} e^{-\frac{(E_d - E_i)}{kT_e}} \quad (\text{II.18})$$

Ainsi, le coefficient de taux total de recombinaison diélectronique à partir de l'état initial  $i$  s'obtient en sommant sur tous les états finaux  $f$  de l'ion recombinaison :

$$\alpha_{rd} (q, i) = \sum_f \alpha_{rd} (q, i \rightarrow (q-1), f) \quad (\text{II.19})$$

Comme pour les coefficients de taux de recombinaison radiative, nous avons calculé les coefficients de taux de recombinaison diélectronique en effectuant des interpolations des résultats obtenus par le code FLYCHK. Nous comparons nos résultats de coefficients de taux de recombinaison diélectronique avec l'expression paramétrisée proposée par Aldrovandi et Péquignot (1973)

$$\alpha_{rd} = A_{di} T_e^{-3/2} \exp(-T_0/T_e) (1 + B_{di} \exp(-T_0/T_e)) \quad (\text{II.20})$$

où  $A_{di}$ ,  $B_{di}$ ,  $T_0$  et  $T_1$  sont des paramètres libres tabulés par ces auteurs,  $T_e$  est la température électronique.

## II.2.6 Coefficient de taux total de recombinaison

Après avoir calculé les coefficients de taux de recombinaison radiative  $\alpha_{rr}$  et de recombinaison diélectronique  $\alpha_{rd}$  pour les ions de néon de charge ( $q = 6 - 10$ ), nous avons procédé à l'évaluation du coefficient de taux total de recombinaison  $\alpha_{tot}$  en additionnant les deux contributions qui sont supposées être indépendantes entre elles :

$$\alpha_{tot} = \alpha_{rr} + \alpha_{rd}$$

Ces calculs de  $\alpha_{tot}$  ont concerné toutes les valeurs considérées de température électronique allant de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K.

## II.2.7 Résultats des coefficients de taux de recombinaison

Dans les tableaux suivant, nous avons reporté nos résultats obtenus de  $\alpha_{rr}$  et  $\alpha_{rd}$  pour 14 valeurs de  $T_e$  comprises entre  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K. Nous avons rajoutés dans ces tableaux les résultats des coefficients de taux de recombinaison total  $\alpha_{tot}$  ( $\alpha_{tot} = \alpha_{rr} + \alpha_{rd}$ ). Nous incluons à des fins de comparaison les résultats aussi bien des coefficients de taux de recombinaison radiative notés par (1) et (2) calculés par les formules II.13 et II.14, respectivement, que ceux des coefficients de taux de recombinaison diélectronique notés (3) obtenus par la formule II.20.

$T_e$ ( $10^6$ K)	$\alpha_{tot}$ ( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ )	(2)
0.5	$7.41 \times 10^{-12}$	$6.84 \times 10^{-12}$
1	$4.60 \times 10^{-12}$	$4.21 \times 10^{-12}$
2	$2.75 \times 10^{-12}$	$2.53 \times 10^{-12}$
3	$2.02 \times 10^{-12}$	$1.86 \times 10^{-12}$
4	$1.61 \times 10^{-12}$	$1.49 \times 10^{-12}$
5	$1.35 \times 10^{-12}$	$1.24 \times 10^{-12}$
6	$1.16 \times 10^{-12}$	$1.07 \times 10^{-12}$
8	$9.07 \times 10^{-13}$	$8.43 \times 10^{-13}$
10	$7.50 \times 10^{-13}$	$6.97 \times 10^{-13}$
15	$5.23 \times 10^{-13}$	$4.87 \times 10^{-13}$
20	$3.96 \times 10^{-13}$	$3.74 \times 10^{-13}$
30	$2.67 \times 10^{-13}$	$2.54 \times 10^{-13}$
40	$2.01 \times 10^{-13}$	$1.91 \times 10^{-13}$
50	$1.59 \times 10^{-13}$	$1.53 \times 10^{-13}$

Tableau II.6 – Coefficients de taux de recombinaison totale  $\alpha_{tot}$  ( $\alpha_{tot} = \alpha_{rr}$ ) des ions nus de néon  $\text{Ne}^{10+}$  pour différentes valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $10^6$  et  $5 \times 10^7$  K.

$T_e(10^6 \text{ K})$	$\alpha_{rr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(1)	(2)	$\alpha_{dr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(3)	$\alpha_{tot}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$
0.5	$4.92 \times 10^{-12}$	$4.56 \times 10^{-12}$	$4.55 \times 10^{-12}$	$7.29 \times 10^{-17}$	$1.03 \times 10^{-19}$	$4.92 \times 10^{-12}$
1	$2.96 \times 10^{-12}$	$2.73 \times 10^{-12}$	$2.75 \times 10^{-12}$	$2.79 \times 10^{-15}$	$2.20 \times 10^{-15}$	$2.96 \times 10^{-12}$
2	$1.70 \times 10^{-12}$	$1.61 \times 10^{-12}$	$1.62 \times 10^{-12}$	$6.54 \times 10^{-14}$	$1.98 \times 10^{-13}$	$1.76 \times 10^{-12}$
3	$1.22 \times 10^{-12}$	$1.17 \times 10^{-12}$	$1.18 \times 10^{-12}$	$1.45 \times 10^{-13}$	$6.93 \times 10^{-13}$	$1.36 \times 10^{-12}$
4	$9.58 \times 10^{-13}$	$9.26 \times 10^{-13}$	$9.35 \times 10^{-13}$	$1.91 \times 10^{-13}$	$1.15 \times 10^{-12}$	$1.15 \times 10^{-12}$
5	$7.92 \times 10^{-13}$	$7.72 \times 10^{-13}$	$7.78 \times 10^{-13}$	$2.08 \times 10^{-13}$	$1.44 \times 10^{-12}$	$1.00 \times 10^{-12}$
6	$6.75 \times 10^{-13}$	$6.64 \times 10^{-13}$	$6.67 \times 10^{-13}$	$2.10 \times 10^{-13}$	$1.60 \times 10^{-12}$	$8.85 \times 10^{-13}$
8	$5.19 \times 10^{-13}$	$5.22 \times 10^{-13}$	$5.21 \times 10^{-13}$	$1.94 \times 10^{-13}$	$1.66 \times 10^{-12}$	$7.13 \times 10^{-13}$
10	$4.23 \times 10^{-13}$	$4.32 \times 10^{-13}$	$4.28 \times 10^{-13}$	$1.71 \times 10^{-13}$	$1.58 \times 10^{-12}$	$5.94 \times 10^{-13}$
15	$2.90 \times 10^{-13}$	$3.05 \times 10^{-13}$	$2.96 \times 10^{-13}$	$1.23 \times 10^{-13}$	$1.25 \times 10^{-12}$	$4.13 \times 10^{-13}$
20	$2.15 \times 10^{-13}$	$2.37 \times 10^{-13}$	$2.26 \times 10^{-13}$	$9.22 \times 10^{-14}$	$9.86 \times 10^{-13}$	$3.07 \times 10^{-13}$
30	$1.43 \times 10^{-13}$	$1.65 \times 10^{-13}$	$1.52 \times 10^{-13}$	$5.78 \times 10^{-14}$	$6.49 \times 10^{-13}$	$2.01 \times 10^{-13}$
40	$1.05 \times 10^{-13}$	$1.27 \times 10^{-13}$	$1.14 \times 10^{-13}$	$4.03 \times 10^{-14}$	$4.63 \times 10^{-13}$	$1.45 \times 10^{-13}$
50	$8.27 \times 10^{-14}$	$1.04 \times 10^{-13}$	$9.01 \times 10^{-14}$	$3.01 \times 10^{-14}$	$3.51 \times 10^{-13}$	$1.13 \times 10^{-13}$

Tableau II.7 – Coefficients de taux de recombinaison totale  $\alpha_{tot}$  ( $\alpha_{tot} = \alpha_{rr} + \alpha_{dr}$ ) des ions hydrogénéoïdes de néon  $\text{Ne}^{9+}$  pour différentes valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $10^6$  et  $5 \times 10^7$  K.

$T_e(10^6 \text{ K})$	$\alpha_{rr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(1)	(2)	$\alpha_{dr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(3)	$\alpha_{tot}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$
0.5	$2.34 \times 10^{-12}$	$2.56 \times 10^{-12}$	$2.56 \times 10^{-12}$	$9.07 \times 10^{-17}$	$1.58 \times 10^{-18}$	$2.34 \times 10^{-12}$
1	$1.36 \times 10^{-12}$	$1.37 \times 10^{-12}$	$1.47 \times 10^{-12}$	$5.62 \times 10^{-15}$	$1.05 \times 10^{-14}$	$1.37 \times 10^{-12}$
2	$7.33 \times 10^{-13}$	$6.92 \times 10^{-13}$	$8.23 \times 10^{-13}$	$1.02 \times 10^{-13}$	$5.21 \times 10^{-13}$	$8.35 \times 10^{-13}$
3	$5.03 \times 10^{-13}$	$4.51 \times 10^{-13}$	$5.77 \times 10^{-13}$	$2.06 \times 10^{-13}$	$1.47 \times 10^{-12}$	$7.09 \times 10^{-13}$
4	$3.81 \times 10^{-13}$	$3.29 \times 10^{-13}$	$4.45 \times 10^{-13}$	$2.59 \times 10^{-13}$	$2.21 \times 10^{-12}$	$6.40 \times 10^{-13}$
5	$3.06 \times 10^{-13}$	$2.56 \times 10^{-13}$	$3.62 \times 10^{-13}$	$2.74 \times 10^{-13}$	$2.61 \times 10^{-12}$	$5.80 \times 10^{-13}$
6	$2.55 \times 10^{-13}$	$2.08 \times 10^{-13}$	$3.05 \times 10^{-13}$	$2.70 \times 10^{-13}$	$2.77 \times 10^{-12}$	$5.25 \times 10^{-13}$
8	$1.88 \times 10^{-13}$	$1.48 \times 10^{-13}$	$2.31 \times 10^{-13}$	$2.45 \times 10^{-13}$	$2.73 \times 10^{-12}$	$4.33 \times 10^{-13}$
10	$1.48 \times 10^{-13}$	$1.14 \times 10^{-13}$	$1.85 \times 10^{-13}$	$2.13 \times 10^{-13}$	$2.50 \times 10^{-12}$	$3.61 \times 10^{-13}$
15	$9.68 \times 10^{-14}$	$6.96 \times 10^{-14}$	$1.23 \times 10^{-13}$	$1.50 \times 10^{-13}$	$1.90 \times 10^{-12}$	$2.47 \times 10^{-13}$
20	$6.81 \times 10^{-14}$	$4.87 \times 10^{-14}$	$9.06 \times 10^{-14}$	$1.11 \times 10^{-13}$	$1.46 \times 10^{-12}$	$1.79 \times 10^{-13}$
30	$4.29 \times 10^{-14}$	$2.93 \times 10^{-14}$	$5.83 \times 10^{-14}$	$6.92 \times 10^{-14}$	$9.41 \times 10^{-13}$	$1.21 \times 10^{-14}$
40	$3.02 \times 10^{-14}$	$2.03 \times 10^{-14}$	$4.22 \times 10^{-14}$	$4.80 \times 10^{-14}$	$6.64 \times 10^{-13}$	$7.82 \times 10^{-14}$
50	$2.30 \times 10^{-14}$	$1.52 \times 10^{-14}$	$3.27 \times 10^{-14}$	$3.58 \times 10^{-14}$	$5.00 \times 10^{-13}$	$5.88 \times 10^{-14}$

Tableau II.8 – Coefficients de taux de recombinaison totale  $\alpha_{tot}$  ( $\alpha_{tot} = \alpha_{rr} + \alpha_{dr}$ ) des ions héliumoïdes de néon  $\text{Ne}^{8+}$  pour différentes valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $10^6$  et  $5 \times 10^7$  K.

$T_e(10^6 \text{ K})$	$\alpha_{rr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(2)	$\alpha_{dr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(3)	$\alpha_{tot}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$
0.5	$3.32 \times 10^{-12}$	$2.16 \times 10^{-12}$	$1.56 \times 10^{-11}$	$3.04 \times 10^{-11}$	$1.89 \times 10^{-11}$
1	$1.87 \times 10^{-12}$	$1.22 \times 10^{-12}$	$1.79 \times 10^{-11}$	$2.19 \times 10^{-11}$	$1.98 \times 10^{-11}$
2	$9.74 \times 10^{-13}$	$6.78 \times 10^{-13}$	$1.20 \times 10^{-11}$	$1.29 \times 10^{-11}$	$1.30 \times 10^{-11}$
3	$6.56 \times 10^{-13}$	$4.77 \times 10^{-13}$	$8.25 \times 10^{-12}$	$8.48 \times 10^{-12}$	$8.91 \times 10^{-12}$
4	$4.86 \times 10^{-13}$	$3.70 \times 10^{-13}$	$6.14 \times 10^{-12}$	$6.08 \times 10^{-12}$	$6.63 \times 10^{-12}$
5	$3.85 \times 10^{-13}$	$3.04 \times 10^{-13}$	$4.83 \times 10^{-12}$	$4.62 \times 10^{-12}$	$5.21 \times 10^{-12}$
6	$3.17 \times 10^{-13}$	$2.58 \times 10^{-13}$	$3.94 \times 10^{-12}$	$3.66 \times 10^{-12}$	$4.26 \times 10^{-12}$
8	$2.31 \times 10^{-13}$	$2.00 \times 10^{-13}$	$2.80 \times 10^{-12}$	$2.50 \times 10^{-12}$	$3.03 \times 10^{-12}$
10	$1.82 \times 10^{-13}$	$1.63 \times 10^{-13}$	$2.13 \times 10^{-12}$	$1.84 \times 10^{-12}$	$2.31 \times 10^{-12}$
15	$1.17 \times 10^{-13}$	$1.13 \times 10^{-13}$	$1.30 \times 10^{-12}$	$1.05 \times 10^{-12}$	$1.42 \times 10^{-12}$
20	$8.21 \times 10^{-14}$	$8.69 \times 10^{-14}$	$8.61 \times 10^{-13}$	$6.93 \times 10^{-13}$	$9.43 \times 10^{-13}$
30	$5.12 \times 10^{-14}$	$5.99 \times 10^{-14}$	$4.97 \times 10^{-13}$	$3.85 \times 10^{-13}$	$5.48 \times 10^{-13}$
40	$3.60 \times 10^{-14}$	$4.59 \times 10^{-14}$	$3.32 \times 10^{-13}$	$2.53 \times 10^{-13}$	$3.68 \times 10^{-13}$
50	$2.74 \times 10^{-14}$	$3.74 \times 10^{-14}$	$2.42 \times 10^{-13}$	$1.82 \times 10^{-13}$	$2.69 \times 10^{-13}$

Tableau II.9 – Coefficients de taux de recombinaison totale  $\alpha_{tot}(\alpha_{tot} = \alpha_{rr} + \alpha_{dr})$  des ions lithiomoïdes de néon  $\text{Ne}^{7+}$  pour différentes valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $10^6$  et  $5 \times 10^7$  K.

$T_e(10^6 \text{ K})$	$\alpha_{rr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(2)	$\alpha_{dr}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$	(3)	$\alpha_{tot}(\text{cm}^3\text{s}^{-1})$
0.5	$1.10 \times 10^{-12}$	$1.41 \times 10^{-12}$	$1.84 \times 10^{-11}$	$7.46 \times 10^{-11}$	$1.95 \times 10^{-11}$
1	$6.68 \times 10^{-13}$	$8.01 \times 10^{-13}$	$2.36 \times 10^{-11}$	$4.59 \times 10^{-11}$	$2.43 \times 10^{-11}$
2	$3.77 \times 10^{-13}$	$4.43 \times 10^{-13}$	$1.63 \times 10^{-11}$	$2.35 \times 10^{-11}$	$1.67 \times 10^{-11}$
3	$2.66 \times 10^{-13}$	$3.09 \times 10^{-13}$	$1.11 \times 10^{-11}$	$1.47 \times 10^{-11}$	$1.14 \times 10^{-11}$
4	$2.06 \times 10^{-13}$	$2.39 \times 10^{-13}$	$8.12 \times 10^{-12}$	$1.03 \times 10^{-11}$	$8.33 \times 10^{-12}$
5	$1.67 \times 10^{-13}$	$1.95 \times 10^{-13}$	$6.28 \times 10^{-12}$	$7.71 \times 10^{-12}$	$6.45 \times 10^{-12}$
6	$1.41 \times 10^{-13}$	$1.65 \times 10^{-13}$	$5.04 \times 10^{-12}$	$6.05 \times 10^{-12}$	$5.18 \times 10^{-12}$
8	$1.06 \times 10^{-13}$	$1.26 \times 10^{-13}$	$3.48 \times 10^{-12}$	$4.08 \times 10^{-12}$	$3.59 \times 10^{-12}$
10	$8.50 \times 10^{-14}$	$1.02 \times 10^{-13}$	$2.61 \times 10^{-12}$	$2.99 \times 10^{-12}$	$2.69 \times 10^{-12}$
15	$5.65 \times 10^{-14}$	$6.97 \times 10^{-14}$	$1.55 \times 10^{-12}$	$1.68 \times 10^{-12}$	$1.61 \times 10^{-12}$
20	$4.05 \times 10^{-14}$	$5.28 \times 10^{-14}$	$1.00 \times 10^{-12}$	$1.11 \times 10^{-12}$	$1.04 \times 10^{-12}$
30	$2.54 \times 10^{-14}$	$3.56 \times 10^{-14}$	$5.67 \times 10^{-13}$	$6.13 \times 10^{-13}$	$5.92 \times 10^{-13}$
40	$1.78 \times 10^{-14}$	$2.68 \times 10^{-14}$	$3.75 \times 10^{-13}$	$4.01 \times 10^{-13}$	$3.93 \times 10^{-13}$
50	$1.35 \times 10^{-14}$	$2.15 \times 10^{-14}$	$2.71 \times 10^{-13}$	$2.88 \times 10^{-13}$	$2.84 \times 10^{-13}$

Tableau II.10 – Coefficients de taux de recombinaison totale  $\alpha_{tot}(\alpha_{tot} = \alpha_{rr} + \alpha_{dr})$  des ions bérylliumoïdes de néon  $\text{Ne}^{6+}$  pour différentes valeurs de la température électronique  $T_e$  comprises entre  $10^6$  et  $5 \times 10^7$  K.

Nous avons également tracé dans la figure II.5 les courbes représentant les variations des coefficients de taux de recombinaison radiative, recombinaison diélectronique et recombinaison totale séparément en fonction de la température électronique pour les ions de néon considérés dans le domaine de température électronique  $T_e$  compris entre  $5 \times 10^5$  et  $5 \times 10^7$  K.

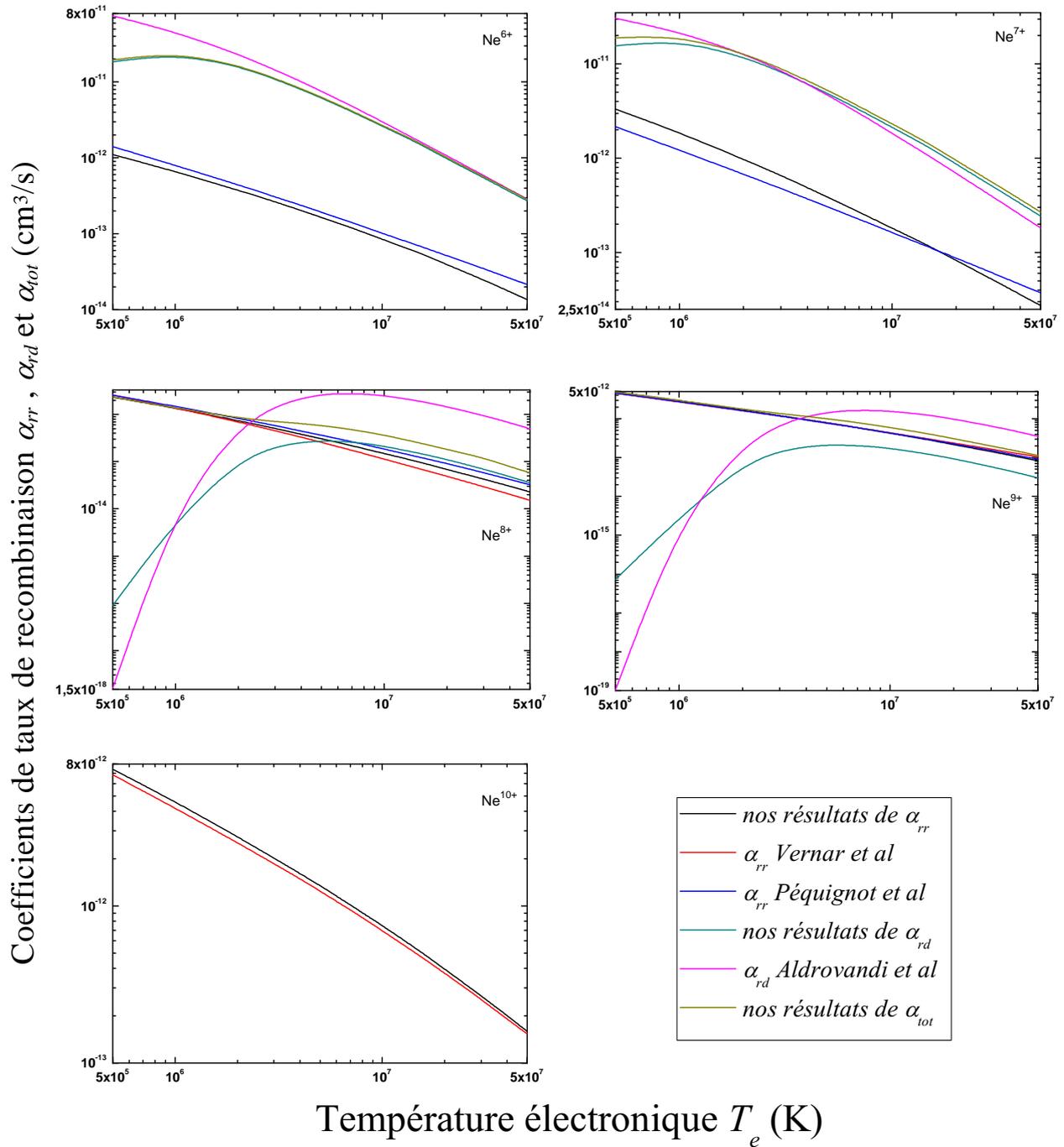


FIGURE II.5 – Coefficients de taux de recombinaison radiative, diélectronique et totale en fonction de la température électronique pour chacun des ions considérés.

CHAPITRE III  
**Abondance relative ionique**

## III.1 Introduction

Dans un plasma chaud il existe simultanément un grand nombre d'état d'ionisation d'un même élément. L'abondance relative des différents états de charge d'un élément présent dans un plasma représente l'un des paramètres les plus importants qui peut être utilisé dans des études sur les propriétés des plasmas, telles que dans les diagnostics de la température électronique à partir de rapports d'intensité de raies. Plus précisément, l'abondance relative des différents états de charge est indispensable dans le calcul de l'intensité relative des différentes raies spectrales émises par différents états d'ions. Dans ce chapitre, nous allons commencer par évaluer l'abondance de chacun des ions de néon considérés par rapport à la somme. Nous évaluerons cette abondance pour un grand nombre de valeurs de température électronique comprises entre  $5 \times 10^5$  et  $5 \times 10^7$  dans l'hypothèse que les électrons suivent *une distribution en énergie de Maxwell*. Nous utiliserons pour cela les résultats de nos calculs de coefficient de taux d'ionisation et de coefficient de taux de recombinaison, présentés respectivement dans le chapitre précédent II.

Nous effectuons également des calculs de l'abondance relative ionique dans le cas d'un plasma où les électrons obéissent à *une distribution d'énergie bi-Maxwellienne*, caractérisée par deux températures  $T_C$  et  $T_H$ . Ce modèle de distribution bi-Maxwellienne est quelquefois utilisé par les physiciens dans certaines conditions de plasmas dans lesquels est générée une population d'électrons chauds.

## III.2 Equilibre d'ionisation coronal

Pour un plasma peu dense, la distribution des ions d'un même élément entre les différents états de charge est déterminée dans l'hypothèse d'un régime stationnaire, par l'équation :

$$N(X^{q+}) S(q) = N(X^{(q+1)+}) \alpha(q+1) \quad (\text{III.1})$$

où  $S(q)$  est le coefficient de taux total d'ionisation collisionnelle à partir du niveau fondamental de l'ion  $X^{q+}$  vers l'ion  $X^{(q+1)+}$ ,  $\alpha(q+1)$  est le coefficient total de recombinaison de l'ion  $X^{(q+1)+}$  sur tout les niveaux de l'ion  $X^{q+}$ , et  $N(X^{q+})$  est la densité des ions  $X^{q+}$ . L'équation III.1 traduit le fait qu'à l'équilibre d'ionisation, les ionisations de chaque espèce ionique sont compensées par des recombinaisons.

Pour déterminer l'abondance relative ionique  $f_q$  des ions  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 5 - 10$ ), qui est défini par :

$$f_q = N(\text{Ne}^{q+}) / \sum_{q=0}^{10} N(\text{Ne}^{q+}),$$

il est nécessaire de résoudre le système couplé de six équations à six inconnus suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{N(\text{Ne}^{9+})}{N(\text{Ne}^{10+})} = \frac{\alpha_{10-9}}{S_{9-10}} \\ \frac{N(\text{Ne}^{8+})}{N(\text{Ne}^{9+})} = \frac{\alpha_{9-8}}{S_{8-9}} \\ \frac{N(\text{Ne}^{7+})}{N(\text{Ne}^{8+})} = \frac{\alpha_{8-7}}{S_{7-8}} \\ \frac{N(\text{Ne}^{6+})}{N(\text{Ne}^{7+})} = \frac{\alpha_{7-6}}{S_{6-7}} \\ \frac{N(\text{Ne}^{5+})}{N(\text{Ne}^{6+})} = \frac{\alpha_{6-5}}{S_{5-6}} \\ \sum_{q=5}^{10} f_q = 1 \end{array} \right. \quad (\text{III.2})$$

La dernière équation de ce système :

$$\sum_{q=5}^{10} f_q = 1,$$

est une bonne approximation dans la mesure où, dans le domaine de température électronique considéré, les ions moins chargés  $\text{Ne}^{q+}$  avec  $q = 0 - 4$  sont pratiquement inexistants.

### III.3 Calculs de l'abondance ionique fractionnaire

#### III.3.1 Cas d'une distribution d'énergie Maxwellienne

Nous avons calculé l'abondance relative ionique  $f_q$  des différents ions  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 5 - 10$ ). Pour cela, nous avons résolu numériquement le système d'équations III.2 à l'aide de MATHEMATICA, en utilisant nos données sur les coefficients de taux d'ionisation  $S_{tot}$  et de recombinaison  $\alpha_{tot}$  obtenus dans l'hypothèse d'une distribution d'énergie Maxwellienne, et qui ont été présentées dans les tableaux dans le chapitre II. Nos résultats d'abondance relative ionique  $f_q$  sont donnés dans le tableau III.1 pour les diverses valeurs de température  $T_e$  (exprimé en K). On peut remarquer clairement à partir du tableau III.1 que l'abondance fractionnaire des ions fortement chargés ( $\text{Ne}^{10+}$ ,  $\text{Ne}^{9+}$ ) augmente avec la température, contrairement aux autres ions restants, exception faite pour l'ion héliumoïde  $\text{Ne}^{8+}$  lorsque la température n'excède pas  $2 \times 10^6$  K.

$T_e$ ( $10^6$ K)	Ne <sup>10+</sup>	Ne <sup>9+</sup>	Ne <sup>8+</sup>	Ne <sup>7+</sup>	Ne <sup>6+</sup>	Ne <sup>5+</sup>
0.5	$6.04 \times 10^{-27}$	$2.68 \times 10^{-13}$	0.0672	0.1636	0.5060	0.2631
1	$3.39 \times 10^{-12}$	$9.11 \times 10^{-6}$	0.9239	0.0606	0.0145	0.00109
2	$5.25 \times 10^{-5}$	0.0227	0.9688	0.00809	$3.26 \times 10^{-4}$	$5.49 \times 10^{-6}$
3	0.0136	0.2608	0.7225	0.00305	$5.23 \times 10^{-5}$	$4.09 \times 10^{-5}$
4	0.1403	0.5170	0.3417	$9.99 \times 10^{-4}$	$1.00 \times 10^{-5}$	$4.78 \times 10^{-8}$
5	0.3783	0.4911	0.1303	$2.96 \times 10^{-4}$	$2.03 \times 10^{-6}$	$6.76 \times 10^{-9}$
6	0.5872	0.3623	0.0503	$9.34 \times 10^{-5}$	$4.80 \times 10^{-7}$	$1.21 \times 10^{-9}$
8	0.8058	0.1836	0.0106	$1.42 \times 10^{-5}$	$4.75 \times 10^{-8}$	$7.86 \times 10^{-11}$
10	0.8904	0.1062	0.00337	$3.51 \times 10^{-6}$	$8.68 \times 10^{-9}$	$1.07 \times 10^{-11}$
15	0.9570	0.0424	$5.36 \times 10^{-4}$	$3.48 \times 10^{-7}$	$5.54 \times 10^{-10}$	$4.48 \times 10^{-13}$
20	0.9758	0.0240	$1.70 \times 10^{-4}$	$7.73 \times 10^{-8}$	$8.97 \times 10^{-11}$	$5.30 \times 10^{-14}$
30	0.9880	0.0120	$4.23 \times 10^{-5}$	$1.32 \times 10^{-8}$	$1.09 \times 10^{-11}$	$4.63 \times 10^{-15}$
40	0.9920	0.00794	$1.82 \times 10^{-5}$	$3.81 \times 10^{-9}$	$2.50 \times 10^{-12}$	$8.61 \times 10^{-16}$
50	0.9934	0.00601	$1.04 \times 10^{-5}$	$1.73 \times 10^{-9}$	$9.62 \times 10^{-13}$	$2.84 \times 10^{-16}$

Tableau III.1 – Résultats de nos calculs de l'abondance fractionnaire des différents ions de néon  $\text{Ne}^{q+}$  de charge ionique allant de  $q = 5$  (ion boroïde) à  $q = 10$  (ion nu) pour diverses valeurs de la température électronique variant de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K.

Nous avons également reporté dans la figure III.1 nos résultats de l'abondance ionique fractionnaire  $f_q$ ,  $f_q = N(\text{Ne}^{q+}) / \sum_{q=0}^{10} N(\text{Ne}^{q+})$  des ions  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 5 - 10$ ) en fonction de la température  $T_e$  dans le domaine de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K. Nous incluons dans cette figure à des fins de comparaison, les résultats obtenus par le code FLYCHK, et aussi les résultats calculés par le code hébergé dans LANL (Los Alamos National Laboratory).

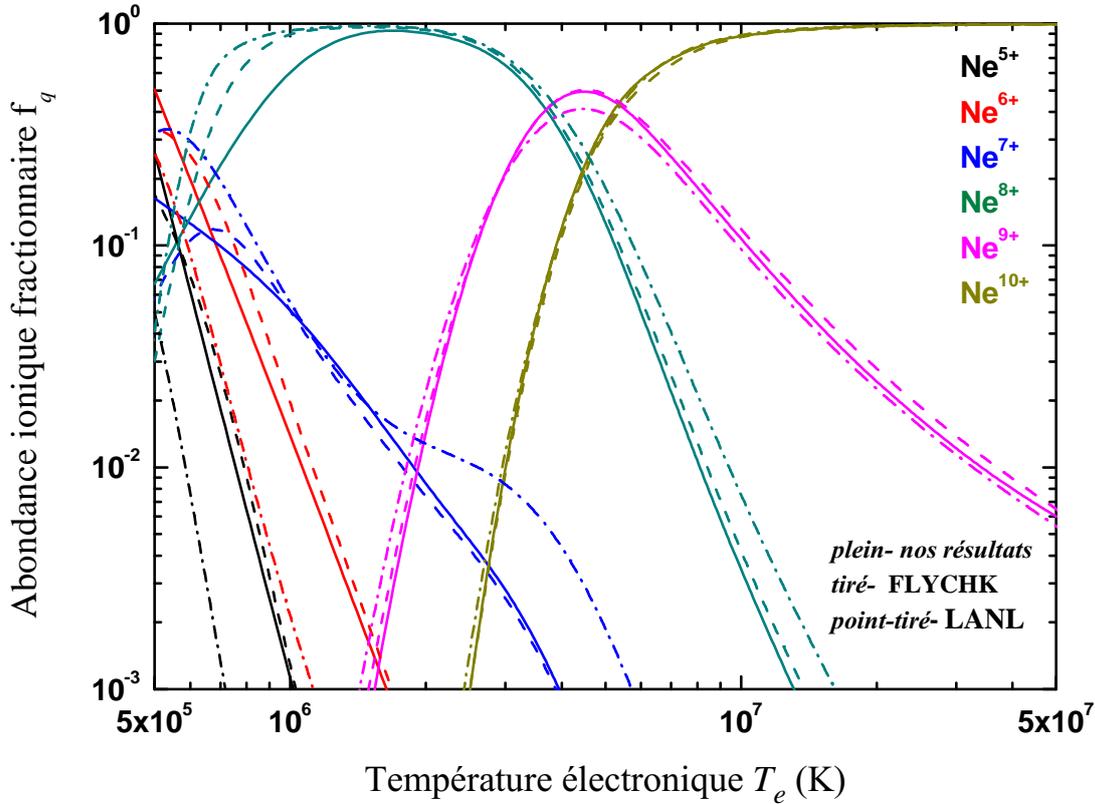


FIGURE III.1 – Abondance ionique fractionnaire des ions néon en fonction de la température électronique  $T_e$ .

On peut constater à partir de la figure III.1 qu'il existe un bon accord entre nos résultats d'abondance ionique fractionnaire, et ceux obtenus par les codes FLYCHK et de LANL, du moins pour les températures pas trop élevées.

### III.3.2 Cas d'une distribution d'énergie bi-Maxwellienne

Nous avons calculé l'abondance relative ionique  $f_q$  dans le cas d'un plasma où les électrons libres obéissent à une distribution d'énergie bi-Maxwellienne, caractérisée par deux températures  $T_C$  (électrons froids) et  $T_H$  (électrons chauds). On suppose dans notre cas que les électrons chauds représentent une petite fraction  $R = 0.05$ , ce qui signifie que le plasma se compose de 95% d'électrons froids avec  $T_C$  et 5% d'électrons chauds avec  $T_H$ . Avant d'aborder les calculs numériques, on peut s'attendre à une plus forte abondance des ions dans les états de charge les plus élevés ( $\text{Ne}^{9+}$ ,  $\text{Ne}^{10+}$ ) et évidemment à une faible abondance des ions dans les états de charge les moins élevés ( $\text{Ne}^{5+}$ ,  $\text{Ne}^{6+}$ ,  $\text{Ne}^{7+}$ ).

Dans ces conditions, nous admettons que la fonction de distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne  $F(E)$  est une combinaison linéaire qui s'écrit sous la forme :

$$F(E) = (1 - R) f_{T_C}(E) + R f_{T_H}(E) \quad (\text{III.3})$$

où  $f_{T_C}(E)$  et  $f_{T_H}(E)$  sont les fonctions de distribution d'énergie Maxwellienne associée aux températures électronique  $T_C$  et  $T_H$  respectivement.

Dans nos calculs, nous avons pris  $T_H = 4 \times 10^7$  ou  $5 \times 10^7$  K (deux valeurs) et  $T_C = 5 \times 10^5, 10^6$  ou  $2 \times 10^6$  K (trois valeurs), ce qui donne six couples  $(T_C, T_H)$ .

Il est nécessaire de recalculer les coefficients de taux total d'ionisation  $S_{tot}$  et de recombinaison  $\alpha_{tot}$  pour chacun des ions néon considérés, pour cette nouvelle distribution. Il est facile de voir que  $S_{tot}$  et  $\alpha_{tot}$  s'expriment comme des combinaisons linéaires sous les formes suivantes :

$$S_{tot} = (1 - R) S_{T_C} + R S_{T_H} \quad (\text{III.4})$$

$$\alpha_{tot} = (1 - R) \alpha_{T_C} + R \alpha_{T_H} \quad (\text{III.5})$$

où  $S_{T_C}$  et  $S_{T_H}$  sont les coefficients de taux d'ionisation associés aux températures électroniques  $T_C$  et  $T_H$ , respectivement, dans le cas d'une distribution Maxwellienne, et il en est de même pour les coefficients de taux de recombinaison  $\alpha_{T_C}$  et  $\alpha_{T_H}$ .

Nous présentons nos résultats des coefficients de taux total d'ionisation  $S_{tot}$  et de recombinaison  $\alpha_{tot}$  obtenus dans le cas d'une distribution d'énergie bi-Maxwellienne dans les tableaux III.2 et III.3, respectivement.

$(T_C, T_H)$ (K)	$\text{Ne}^{9+} \rightarrow \text{Ne}^{10+}$	$\text{Ne}^{8+} \rightarrow \text{Ne}^{9+}$	$\text{Ne}^{7+} \rightarrow \text{Ne}^{8+}$	$\text{Ne}^{6+} \rightarrow \text{Ne}^{7+}$	$\text{Ne}^{5+} \rightarrow \text{Ne}^{6+}$
$(5 \times 10^5, 4 \times 10^7)$	$1.25 \times 10^{-12}$	$3.16 \times 10^{-12}$	$1.95 \times 10^{-11}$	$3.38 \times 10^{-11}$	$9.26 \times 10^{-11}$
$(5 \times 10^5, 5 \times 10^7)$	$1.31 \times 10^{-12}$	$3.26 \times 10^{-12}$	$1.85 \times 10^{-11}$	$3.00 \times 10^{-11}$	$8.37 \times 10^{-11}$
$(10^6, 4 \times 10^7)$	$1.25 \times 10^{-12}$	$3.16 \times 10^{-12}$	$3.84 \times 10^{-11}$	$1.07 \times 10^{-10}$	$3.62 \times 10^{-10}$
$(10^6, 5 \times 10^7)$	$1.31 \times 10^{-12}$	$3.26 \times 10^{-12}$	$3.74 \times 10^{-11}$	$1.03 \times 10^{-10}$	$3.53 \times 10^{-10}$
$(2 \times 10^6, 4 \times 10^7)$	$1.26 \times 10^{-12}$	$3.20 \times 10^{-12}$	$1.14 \times 10^{-10}$	$3.35 \times 10^{-10}$	$9.98 \times 10^{-10}$
$(2 \times 10^6, 5 \times 10^7)$	$1.32 \times 10^{-12}$	$3.30 \times 10^{-12}$	$1.13 \times 10^{-10}$	$3.31 \times 10^{-10}$	$9.89 \times 10^{-10}$

Tableau III.2 – Coefficients de taux total d'ionisation collisionnelle  $S_{tot}$  des ions de néon  $\text{Ne}^{q+}$  de charge ionique allant de  $q = 5$  à  $q = 9$  dans le cas d'une distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne pour 6 couples de température  $(T_C, T_H)$  et pour  $R = 5\%$ .

$(T_C, T_H)$ (K)	$\text{Ne}^{10+} \rightarrow \text{Ne}^{9+}$	$\text{Ne}^{9+} \rightarrow \text{Ne}^{8+}$	$\text{Ne}^{8+} \rightarrow \text{Ne}^{7+}$	$\text{Ne}^{7+} \rightarrow \text{Ne}^{6+}$	$\text{Ne}^{6+} \rightarrow \text{Ne}^{5+}$
$(5 \times 10^5, 4 \times 10^7)$	$7.05 \times 10^{-12}$	$4.68 \times 10^{-12}$	$2.22 \times 10^{-12}$	$1.79 \times 10^{-11}$	$1.82 \times 10^{-11}$
$(5 \times 10^5, 5 \times 10^7)$	$7.05 \times 10^{-12}$	$4.68 \times 10^{-12}$	$2.22 \times 10^{-12}$	$1.79 \times 10^{-11}$	$1.82 \times 10^{-11}$
$(10^6, 4 \times 10^7)$	$4.38 \times 10^{-12}$	$2.82 \times 10^{-12}$	$1.30 \times 10^{-12}$	$1.88 \times 10^{-11}$	$2.31 \times 10^{-11}$
$(10^6, 5 \times 10^7)$	$4.38 \times 10^{-12}$	$2.82 \times 10^{-12}$	$1.30 \times 10^{-12}$	$1.88 \times 10^{-11}$	$2.31 \times 10^{-11}$
$(2 \times 10^6, 4 \times 10^7)$	$2.62 \times 10^{-12}$	$1.68 \times 10^{-12}$	$7.97 \times 10^{-13}$	$1.23 \times 10^{-11}$	$1.59 \times 10^{-11}$
$(2 \times 10^6, 5 \times 10^7)$	$2.62 \times 10^{-12}$	$1.68 \times 10^{-12}$	$7.96 \times 10^{-13}$	$1.23 \times 10^{-11}$	$1.59 \times 10^{-11}$

Tableau III.3 – Coefficients de taux total de recombinaison collisionnelle  $\alpha_{tot}$  des ions de néon  $\text{Ne}^{q+}$  de charge ionique allant de  $q = 6$  à  $q = 10$  dans le cas d'une distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne pour 6 couples de température  $(T_C, T_H)$  et pour  $R = 5\%$ .

Pour le calcul de l'abondance ionique fractionnaire  $f_q$ ,  $f_q = N(\text{Ne}^{q+}) / \sum_{q=0}^{10} N(\text{Ne}^{q+})$  des ions  $\text{Ne}^{q+}$  ( $q = 5 - 10$ ), nous avons procédé à la résolution du système d'équations III.2 en utilisant toujours le logiciel MATHEMATICA, et en appliquant nos nouvelles données sur les coefficients de taux total d'ionisation  $S_{tot}$  et de recombinaison  $\alpha_{tot}$  obtenues dans l'hypothèse d'une distribution d'énergie bi-Maxwellienne, celles qui ont été présentées dans les tableaux précédents III.2 et III.3, respectivement. Nos résultats sont présentés dans le tableau III.4 pour les six couples de température  $(T_C, T_H)$ . Afin de mieux observer l'effet de la population d'électrons chauds sur l'abondance fractionnaire ionique, nous avons aussi inclus dans le tableau III.4 les résultats obtenus dans le cadre d'une distribution d'énergie purement Maxwellienne (c'est-à-dire  $R = 0$ ).

En analysant les données du tableau III.4, on peut noter que la présence d'une petite fraction d'électrons chauds avec  $T_H$ , fait augmenter considérablement l'abondance fractionnaire des ions les plus fortement chargés ( $\text{Ne}^{10+}$  et  $\text{Ne}^{9+}$ ) pour tous les couples de température considérés. Par exemple, pour le couple  $(2 \times 10^6, 4 \times 10^7)$  K, l'ion nu est présent dans le plasma à hauteur de 23.9% alors que sa présence est très négligeable dans la situation purement Maxwellienne à  $T_e = 2 \times 10^6$  K. Par contre, en ce qui concerne les trois ions les moins chargés ( $\text{Ne}^{7+}$ ,  $\text{Ne}^{6+}$  et  $\text{Ne}^{5+}$ ), l'existence des électrons chauds fait diminuer considérablement leur abondance fractionnaire qui ne dépasse pas approximativement 6% dans tous les cas de couples de températures. Dans le cas de l'ion héliumoïde restant  $\text{Ne}^{8+}$ , la situation est mitigée et dépend de la valeur de  $T_C$ . En effet, on peut remarquer que son abondance fractionnaire augmente fortement lorsque la température  $T_C$  est égale à  $5 \times 10^5$  K, alors qu'elle diminue sensiblement lorsque  $T_C$  prend les valeurs de  $10^6$  et  $2 \times 10^6$  K.

En conclusion, on peut mentionner qu'une proportion de 5% d'électrons chauds dans le plasma provoque un shift d'ionisation qui se manifeste par une production massive des ions de néon dans les états hydrogéoïde et nu ( $\text{Ne}^{9+}$ ,  $\text{Ne}^{10+}$ ) au détriment des ions moins chargés.

$(T_C, T_H)$ (K)	Ne <sup>10+</sup>			Ne <sup>9+</sup>			Ne <sup>8+</sup>			Ne <sup>7+</sup>			Ne <sup>6+</sup>			Ne <sup>5+</sup>		
	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%	R=0%	R=5%
(5E5,4E7)	6.04E-27	0.060	2.68E-13	0.340	0.067	0.504	0.1636	0.0574	0.5060	0.0304	0.2631	0.00598						
(5E5,5E7)	6.04E-27	0.063	2.68E-13	0.342	0.067	0.491	0.1636	0.0590	0.5060	0.0352	0.2631	0.00765						
(1E6,4E7)	3.39E-12	0.129	9.11E-6	0.451	0.923	0.403	0.0606	0.0136	0.0145	0.00239	0.00109	0.000153						
(1E6,5E7)	3.39E-12	0.135	9.11E-6	0.454	0.923	0.393	0.0606	0.0136	0.0145	0.00249	0.00109	0.000163						
(2E6,4E7)	5.25E-5	0.239	0.0227	0.497	0.968	0.261	0.00809	0.00182	3.26E-4	0.000067	5.49E-6	1.068E-6						
(2E6,5E7)	5.25E-5	0.249	0.0227	0.495	0.968	0.252	0.00809	0.00177	3.26E-4	0.000066	5.49E-6	1.062E-6						

Tableau III.4 – Abondances fractionnaires des différents ions de néon Ne<sup>q+</sup> de charge ionique allant de  $q = 5$  à  $q = 10$  obtenues dans deux cas de distribution d'énergie des électrons libres du plasma : (i) Maxwellienne à la température  $T_C$  ( $R = 0\%$ ), (ii) bi-Maxwellienne aux couples de température ( $T_C, T_H$ ) avec la fraction  $R = 5\%$  des électrons chauds à la température  $T_H$ .

# Conclusion générale

# Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous avons effectué des calculs détaillés de l'abondance relative des états d'ionisation boroïde, bérylliumoïde, lithiumoïde, héliumoïde, hydrogénoïde et nu (complètement ionisé) de l'élément néon dans un plasma chaud Maxwellien et de faible densité en équilibre d'ionisation à une température électronique donnée. L'abondance relative des différents états de charge d'un même élément constitue l'un des paramètres les plus importants d'un plasma. La connaissance de cette abondance relative est nécessaire dans les calculs des rapports d'intensité de raies émises par différents ions, qui peuvent servir d'outil efficace de diagnostic du plasma émissif en vue de déduire les propriétés physiques tels que la température et la densité électronique. Nos calculs ont été exécutés pour un large domaine de température allant de  $5 \times 10^5$  et  $5 \times 10^7$  K, en tenant compte de multiples processus d'ionisation collisionnelle et des processus de recombinaison radiative et diélectronique.

Pour évaluer l'abondance ionique fractionnaire, nous avons déterminé les coefficients de taux d'ionisation et les coefficients de taux de recombinaison pour diverses valeurs de la température variant dans le domaine considéré. Les coefficients de taux d'ionisation directe ont été déterminés à partir de sections efficaces d'ionisation directe obtenues en exécutant en-ligne le programme Distorted-Wave hébergé dans le site [www.lanl.gov](http://www.lanl.gov). Les coefficients de taux d'ionisation indirecte et les coefficients de taux de recombinaison ont été calculés en effectuant des interpolations aux résultats obtenus par le code FLYCHK qui est disponible dans le Web.

Nous avons aussi fait une extension de nos calculs d'abondance ionique fractionnaire au cas d'un plasma caractérisé par une distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne. Il arrive souvent que des plasmas chauds contiennent une petite proportion de quelques pourcents d'électrons chauds (fortement énergétiques), et nous avons été tenté d'examiner l'effet de ces électrons chauds sur l'abondance relative des ions de néon considérés. Comme nous nous attendions, nos calculs ont montré une augmentation considérable de l'abondance relative des ions hydrogénoïdes et nus au détriment des ions lithiumoïdes, bérylliumoïdes et boroïdes.

# Bibliographie

URL <http://www.lanl.gov/>.

- N. Adrouche. *Diagnostic du plasma de la source dions ECR SIMPA par spectroscopie X*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2006.
- S. Apostolos. *Constantes atomiques et modèles collisionnels-radiatifs pour la propulsion ionique*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2006.
- F. Auchère. *Contribution à l'étude de l'hélium dans la couronne solaire*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2000.
- A. Beck. *Simulation N-Corps d'un plasma*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris, 2008.
- CEA. *le soleil*. 2009.
- H.-K. Chung et al. *High Energy Density Physics 1*, pages 3–12, 2005.
- P. Andanson et B. Cheminat. *Contamination d'un plasma d'argon par des vapeurs anodiques de cuivre*, pages 775–782, 1979.
- S. M. V. Aldrovandi et D. Péquignot. *Astron. Astrophys.*, 25:137–140, 1973.
- D. A. Verner et G. J. Ferland. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 103:467–473, 1996.
- H. F. Beyer et V. P. Shevelko. *Introduction to the physics of highly charged ions*. IOP Publishing LTD, 2003.
- I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, second edition édition, 2002.
- N. Mokhtari. Mémoire de magister, Université de Tlemcen, 2006.
- M. S. Pindzola, D. C. Griffin et N. R. Badnell. *Dielectronic Recombination*, pages 630–633, 1996.
- D. Péquignot, P. Petitjean et C. Boisson. *Astron. Astrophys.*, 251:680–688, 1991.
- J. L. Raimbault. *Introduction à la Physique des Plasmas*. 2010.
- D. Salzman. *Atomic Physics in Hot Plasmas*. Oxford University Press, 1998.

---

**Résumé :** L'abondance relative des différents états de charge d'un même élément constitue l'un des paramètres les plus importants d'un plasma. La connaissance de cette abondance relative est nécessaire dans les calculs de rapports d'intensité des raies émises par différents ions, qui peuvent servir d'outils de diagnostic des conditions physiques régnant dans le plasma émissif. Dans ce mémoire, nous avons effectué des calculs détaillés de l'abondance relative d'ions de néon dans les six états d'ionisation : nu (complètement ionisé), hydrogénoïde, héliumoïde, lithiu-moïde, bérylliumoïde et boroïde, présents dans un plasma chaud et peu dense en équilibre d'ionisation coronal à une température électronique variant dans le domaine de  $5 \times 10^5$  à  $5 \times 10^7$  K. Nous avons tenu compte des processus d'ionisation par impact électronique aussi bien directement qu'indirectement à travers l'excitation de couche interne suivie par autoionisation. Concernant la recombinaison, nous avons inclus tant la recombinaison radiative que la recombinaison diélectronique. Les données sur les coefficients de taux d'ionisation et de recom-binaison ont été obtenues en utilisant des codes performants téléchargés du web. Nous avons également étendu nos calculs d'abondance relative ionique dans le cas d'un plasma caractérisé par une distribution d'énergie des électrons bi-Maxwellienne.

**Mots clés :** Plasmas chauds et peu denses, ionisation collisionnelle, recombinaison radiative, recombinaison diélectronique, équilibre d'ionisation, abondance relative ionique.

---

## Calculate of charge states distribution of neon in hot coronal plasma in ionization equilibrium

**Abstract :** The relative abundance of the various charges state of the same element constitutes one of the most significant parameters of plasma. The knowledge of this relative abundance is necessary in calculations of intensity ratios of lines emitted by different ions, which can be used as diagnostic tools of physical conditions reigning in emissive plasma. In this work, we carried out detailed calculations of the relative abundance of neon ions in the six states ionization : bare ions (fully ionized), hydrogen-like, helium-like, lithium-like, beryllium-like and bore-like, present in a high-temperature and low- density plasma in coronal ionization equilibrium at a given electron temperature in the range from  $5 \times 10^5$  to  $5 \times 10^7$  K. We have taken into account of ionization processes by electronic impact directly as well as indirectly through inner-shell excitation followed by autoionization. Concerning the recombination, we included the radiative recombination as well as the dielectronic recombination. The data on the rate coefficients for ionization and recombination were obtained by using reliable computer codes available in the web. We also extended our calculations of ionic relative abundance in the case of plasma characterized by a Bi-Maxwellian energy distribution of electrons.

**Keywords :** Hot and low-density plasmas, collisional ionization, radiative recombination, dielectronic recombination, ionization equilibrium, relative abundance ionic.

---

**المخلص:** الوفرة النسبية لمختلف حالات الحنة لنفس العنصر تدخل في العوامل الأساسية في البلازما. معرفة هذه الوفرة النسبية مهمة في حساب النسبة بين شدة الأشعة المنبعثة عن أيونات مختلفة التي تستعمل في تشخيص شروط فيزيائية موجودة في البلازما المنبعثة. لقد قمنا في هذا العمل بحساب الوفرة النسبية لستة حالات التأين: المجرد تماما، الهيدروجينودية، الهيليومويدية، الليثيومويدية، البيريليومويدية و البورويدية لعنصر النيون في البلازما الحرارية و قليلة الكثافة متوازنة التأين في الحرارة الإلكترونية متغير من  $5 \times 10^5$  إلى  $5 \times 10^7$  K. أخذنا بعين الاعتبار عمليات التأين عن طريق تأثير الإلكترونات بالطريقة المباشرة و غير المباشرة مروراً بتحريض الطبقة الداخلية متبوعة بالتأين الذاتي. فيما يخص التفاعلات أدخلنا التفاعلات الإشعاعية و الإلكترونية. المعطيات حول معاملات التأين حصلنا عليها باستعمال رموز من الإنترنت و قد مددنا في حساباتنا لوفرة النسبية الأيونية في حالة البلازما التي تتميز توزيع الطاقة الإلكترونية bi-Maxwellienne.

**كلمات مفتاحية:** البلازما الحرارية و قليلة الكثافة، التأين عن طريق تأثير، التفاعلات الإشعاعية، التفاعلات الإلكترونية، التأين التوازن، وفرة النسبية

---