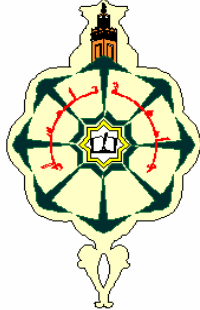


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOUBEKR BELKAÏD DE TLEMCCEN



Faculté des Sciences  
Département de Physique  
Laboratoire de Physique Théorique



# THÈSE

Pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR EN PHYSIQUE**  
Spécialité : *Physique des Plasmas*

Par

**M<sup>r</sup> Abdel Karim FEROUANI**

Sur le Thème

**Effets d'électrons suprathermiques directifs sur le  
diagnostic en température de plasmas chauds basé sur le  
rapport d'intensité des raies d'émission d'ions héliumoides**

Soutenue publiquement le 23 Juin 2013, devant le Jury composé de :

<b>Président</b>	<b>Pr. Bachir LIANI</b>	(Université de Tlemcen)
<b>Directeur de Thèse</b>	<b>Pr. Mokhtar Kemal INAL</b>	(Université de Tlemcen)
<b>Examineurs :</b>	<b>Pr. Ahmed BELASRI</b>	(USTO-MB-Oran)
	<b>M.C.A El-Habib GUEDDA</b>	(Université d'El-Oued)
	<b>Pr. Mostefa LEMERINI</b>	(Université de Tlemcen)
	<b>Pr. Nadir SEKKAL</b>	(ENP-Oran)



# Remerciements

*Ces cinq années ont été pour moi pleines de richesses scientifiques et humaines grâce notamment à Mokhtar Kemal INAL qui a été pour moi un directeur de thèse absolument parfait. Il a été présent pour me soutenir, m'aider et m'a également fait confiance en me laissant libre de faire mes propres choix. Pour tout cela et bien d'autres choses encore, mille mercis INAL.*

*J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Bachir LIANI, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le Jury de ma thèse et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.*

*Je remercie Monsieur Ahmed BELASRI, Professeur à l'Université des Sciences et de la technologie d'Oran Mohamed Boudiaf de m'avoir fait l'honneur et le plaisir d'examiner mon travail.*

*Tout particulièrement, je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements et mon profond respect à Monsieur El-Habib GUEDDA Maître de Conférences A à Université d'El-Oued, pour sa disponibilité et pour avoir bien voulu examiner ce travail malgré ses multiples tâches. Qu'il veuille bien accepter ici l'expression de ma sincère reconnaissance.*

*A Monsieur Mostefa LEMERINI, Professeur à l'Université de Tlemcen qui a bien voulu faire partie du jury, qu'il veuille bien accepter ici l'expression de ma sincère reconnaissance.*

*Mes plus sincères remerciements vont également à Monsieur Nadir SEKKAL Professeur à l'École Normale Polytechnique d'Oran qui a bien voulu faire partie du jury et examiner mon manuscrit.*

*Je tiens à exprimer aussi mon respect et ma profonde gratitude à Monsieur Mustapha BENMOUNA, Professeur émérite à l'Université de Tlemcen, pour son aide précieuse dans l'élaboration de l'article et les réponses apportées aux rapports des referees.*

*A ma mère, A mon père*

*FEROUANI Abdel Karim*

# Abstract

We have theoretically studied how the presence of a small proportion of energetic beam electrons mixed to a bulk of Maxwellian electrons in a hot plasma affects the temperature-dependent intensity ratio  $G = (x + y + z)/w$  of the helium-like triplet intercombination ( $x, y$ ) and forbidden ( $z$ ) lines to the singlet resonance line ( $w$ ). By modelling the electron distribution function as combination of a Maxwellian isotropic component and a monoenergetic beam component, detailed calculations of the  $G$  ratio of the  $\text{Ne}^{8+}$  lines have been performed for temperatures  $T_e$  of the Maxwellian component and kinetic energies  $e_0$  of the beam component in the ranges  $10^6 - 10^7$  K and  $1.5 - 25$  keV, respectively. A magnetic sublevel-to-magnetic sublevel collisional-radiative model has been used for determining the populations of the upper magnetic sublevels of the four lines at an electron density below  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Excitations from the ground  $1s^2 \ ^1S_0$  and metastable  $1s2s \ ^3S_1$  magnetic sublevels to the  $1snl$  ( $n=2-4$ ) magnetic sublevels as well as inner-shell ionization of the lithium-like ion in its ground level were taken into account. All basic atomic data, including the radiative transition probabilities and the collisional excitation and ionization cross sections, were computed using the Flexible Atomic Code. It is found that the contribution of a 5% fraction of the beam component can reduce the  $G$  ratio by a factor of 30 at  $T_e = 10^6$  K and of 2.4 at  $T_e = 3 \times 10^6$  K. Our calculations also indicate that the effect of directionality of the beam component on  $G$  is negligible for  $e_0$  above  $\sim 10$  keV and that for a given  $T_e$ ,  $G$  is practically insensitive to variations in  $e_0$  above  $\sim 7$  keV.

# Résumé

Nous avons étudié théoriquement comment la présence d'une faible proportion d'électrons énergétiques mélangés avec des électrons Maxwelliens dans un plasma chaud influe sur la dépendance en température du rapport d'intensité  $G = (x + y + z)/w$  des raies triplets d'intercombinaison ( $x, y$ ) et interdite ( $z$ ) et de la raie singulet de résonance ( $w$ ) émises par les ions héliumoïdes (He-like) de néon. En modélisant la fonction de distribution des électrons en tant que combinaison d'une composante isotrope Maxwellienne et d'une composante du faisceau monoénergétique, des calculs détaillés du rapport d'intensité  $G$  du néon héliumoïde  $\text{Ne}^{8+}$  ont été développés pour des températures  $T_e$  de la composante Maxwellienne et des énergies cinétiques  $e_0$  de la composante du faisceau dans les intervalles de  $10^6 - 10^7$  K et  $1.5 - 25$  keV, respectivement. Un modèle collisionnel-radiatif a été appliqué pour déterminer les populations des sous-niveaux magnétiques supérieurs des quatre raies impliquées dans le rapport  $G$  à une densité d'électrons en dessous de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Les excitations à partir du niveau fondamental  $1s^2 \ ^1S_0$  et des sous-niveaux magnétiques du niveau métastable  $1s2s \ ^3S_1$  vers les sous-niveaux magnétiques issus des configurations  $1snl$  ( $n = 2 - 4$ ) ainsi que l'ionisation de couche interne de l'ion lithiumoïde (Li-like) dans son niveau fondamental ont été pris en compte comme processus atomiques de peuplement des états de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$ . Toutes les données atomiques de base, incluant les probabilités de transition radiative, les forces de collision pour l'excitation et les sections efficaces d'ionisation, ont été calculées à l'aide de Flexible Atomic Code (FAC) qui est approprié dans le cas considéré d'ions fortement chargés. On constate que la contribution d'une fraction de 5% de la composante du faisceau peut réduire le rapport  $G$  par un facteur de 30 à  $T_e = 10^6$  K et par 2.4 à  $T_e = 3 \times 10^6$  K. Nos calculs indiquent également que l'effet de directivité de la composante du faisceau sur  $G$  est négligeable pour  $e_0$  au dessus de  $\sim 10$  keV et que pour une valeur de  $T_e$  donnée,  $G$  est pratiquement insensible aux variations de  $e_0$  au dessus de  $\sim 7$  keV.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>II</b>
<b>1 Introduction Générale</b>	<b>2</b>
<b>2 Excitation collisionnelle des ions par impact d'électrons directs</b>	<b>11</b>
2.1 Introduction . . . . .	11
2.2 Excitation collisionnelle des sous-niveaux magnétiques . . . . .	12
2.2.1 Formulation du problème de collision électron-ion . . . . .	12
2.2.2 Expression de l'amplitude de transition . . . . .	15
2.2.3 Section efficace d'excitation des sous-niveaux magnétiques . . . . .	16
2.3 Méthodes utilisées dans le calcul des forces de collision . . . . .	17
2.3.1 Approximation Distorted-Wave . . . . .	18
2.3.2 Approximation de Coulomb-Bethe . . . . .	20
<b>3 Processus atomiques dans les plasmas chauds</b>	<b>26</b>
3.1 Introduction . . . . .	26
3.2 Modèles d'équilibre . . . . .	27
3.2.1 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL) . . . . .	27
3.2.2 Modèle coronal (CM) . . . . .	28
3.2.3 Modèle collisionnel-radiatif (CR) . . . . .	29
3.3 Processus élémentaires d'émission dans les plasmas chauds . . . . .	29
3.3.1 Excitation collisionnelles . . . . .	29
3.3.2 La désexcitation radiative spontanée . . . . .	32
3.3.3 L'ionisation et la recombinaison . . . . .	34
3.3.4 La photoionisation et la recombinaison radiative . . . . .	35
3.3.5 La recombinaison diélectronique et autoionisation . . . . .	36
3.3.6 Les processus intervenant dans la formation du continu . . . . .	40
3.4 L'équilibre d'ionisation . . . . .	40

<b>4</b>	<b>Polarisation linéaire des raies d'émission X des ions héliumoïdes</b>	<b>42</b>
4.1	Introduction . . . . .	42
4.2	Détermination théorique du degré de polarisation linéaire . . . . .	43
4.2.1	Matrice densité de polarisation du photon . . . . .	44
4.2.2	Degré de polarisation linéaire des raies . . . . .	52
4.3	Distribution angulaire du rayonnement multipolaire de raies . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Diagnostic en température des plasmas chauds non-Maxwelliens</b>	<b>61</b>
5.1	Introduction . . . . .	61
5.2	Éléments de théorie . . . . .	63
5.2.1	Rapport d'intensité $G$ . . . . .	63
5.2.2	Modèle de population des sous-niveaux magnétiques . . . . .	64
5.2.3	Coefficients de taux d'excitation et d'ionisation . . . . .	67
5.3	Calcul des données atomiques . . . . .	69
5.3.1	Probabilités de transition radiative . . . . .	70
5.3.2	Coefficients de taux d'excitation et d'ionisation . . . . .	74
<b>6</b>	<b>Variations du rapport d'intensité <math>G</math></b>	<b>94</b>
6.1	Polarisation linéaire des raies . . . . .	94
6.2	Dépendance de $G$ sur la température Maxwellienne . . . . .	97
6.3	Dépendance de $G$ sur l'énergie du faisceau . . . . .	100
6.4	Dépendance de $G$ à la direction d'observation . . . . .	102
6.5	Dépendance de $G$ sur la fraction du faisceau . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>108</b>
<b>8</b>	<b>Annexe A</b>	<b>111</b>
<b>9</b>	<b>Annexe B</b>	<b>116</b>



# Chapitre 1

## Introduction Générale

Ce travail a été effectué au sein de l'équipe "physique atomique des plasmas chauds" du Laboratoire de Physique Théorique (LPT). Il est consacré aux « effets d'électrons suprathérmiques directs sur le diagnostic en température de plasmas chauds basé sur le rapport d'intensité des raies d'émission d'ions héliumoides ».

Les atomes et les molécules sont composés de noyaux et d'électrons. Les électrons portent une charge négative ( $-1.6 \times 10^{-19}$  C). Les ions, qui sont obtenus en retirant des électrons aux atomes ou aux molécules, portent des charges positives. Un système contenant un grand nombre de telles particules chargées (électrons et ions) constitue un plasma. Presque toute la matière de l'Univers est composée de plasma. Le milieu interstellaire est un plasma de basse température et de basse densité, alors que l'intérieur des étoiles est composé de plasmas extrêmement chauds et denses. Des plasmas dans des conditions différentes peuvent exister à l'intérieur d'une même étoile. Le centre du soleil, par exemple, est à une température de  $10^7$  K, alors que sa surface est à  $\sim 6000$  K. La Terre, qui est solide et son atmosphère qui, l'ionosphère mise à part, n'est pas ionisée, font exception en ce sens qu'elles ne sont pas composées de plasmas [1].

Les plasmas peuvent être produits de manière artificielle en laboratoire à l'aide d'une décharge électrique [2]. Lorsqu'un fort champ électrique est appliqué à un gaz ordinaire, les particules chargées qui le composent sont accélérées. Les particules chargées accélérées de haute énergie entrent en collision avec des atomes ou des molécules et ainsi ionisent ces particules neutres en leur retirant des électrons. Les processus d'ionisation se produisent comme une avalanche.

Les lasers peuvent être utilisés pour produire des plasmas. Le faisceau laser est alors concentré sur un matériau cible. Ces plasmas ont été utilisés à partir des années soixante pour obtenir des données de physique atomique. Par exemple, les spectres

de rayons X obtenus à partir de plasmas produits par laser ont permis d'identifier des transitions du fer hautement ionisé observées dans les spectres solaires fournis par des satellites. Bien que de telles expériences permettent d'identifier quels ions de quels éléments sont présents dans les plasmas astrophysiques, elles ne peuvent fournir que des informations limitées à propos des conditions du plasma, de l'effet du plasma sur les ions (très prononcé dans les plasmas denses), et du flux de rayonnement à travers le plasma. Tous ces facteurs sont cruciaux pour une bonne compréhension des objets astrophysiques comme le soleil, les galaxies, les étoiles et les sources cosmiques de rayonnement X par exemple. Avec les progrès effectués dans le domaine des lasers, il est possible de produire des plasmas de plus en plus chauds et de plus en plus denses. Les plasmas sont donc d'une importance cruciale pour l'astrophysique comme pour la production en laboratoire de sources X. Ils sont également d'un grand intérêt pour les théoriciens car ils sont un exemple de système Coulombien fortement couplé.

Les plasmas astrophysiques émettant dans le domaine des rayons X existent dans une variété extrêmement large de conditions physiques, allant des plasmas chauds ( $10^7 - 10^8$  K) et raréfiés ( $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ) rencontrés dans le milieu inter-amas au sein des amas de galaxies jusqu'aux plasmas relativement froids ( $10^4 - 10^5$  K) et denses ( $> 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) rencontrés dans les régions d'accrétion dans les sources binaires X. Du fait des taux élevés de déclin radiatif associés aux transitions X, les plasmas émissifs astrophysiques sont généralement hors équilibre thermodynamique local, excepté aux très hautes densités telles que celles dans les photosphères des étoiles à neutrons et des naines blanches [3].

Pour la première fois, grâce à leurs caractéristiques instrumentales (sensibilité, résolutions angulaire et spectrale) des images et des spectres de qualité sans précédent sont obtenus dans le domaine des rayons X pour les objets extragalactiques comme les Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) [4]. Notamment une étude spectroscopique fine est dorénavant possible ce qui permet d'appliquer de puissants diagnostics de plasmas comme notamment ceux basés sur les raies des ions héliumoïdes qui donnent une estimation précise de la densité électronique, de la température électronique, ainsi que la mise en évidence des processus d'ionisation (photoionisation et/ou ionisation collisionnelle) qui dominent dans les plasmas chauds. Cette nouvelle ère dans le domaine des rayons X va permettre de fortement contraindre les paramètres physiques, géométriques, dynamiques ainsi que la localisation de la matière accrétion autour des trous noirs supermassifs, dans les différents types d'AGNs (Seyfert, quasars Radio-Loud et Radio-Quiet, noyaux actifs dans les amas de galaxies), en re-

lation avec les autres composantes observées dans les autres domaines de longueurs d'onde (radio, optique, UV, etc...) [5].

Les intensités relatives des raies X émises par les ions très chargées comme les ions héliumoides (He-like) de numéro atomique  $Z$  assez élevé sont fréquemment utilisées dans le diagnostic des plasmas à la fois collisionnellement ionisés et photoionisés, soit en astrophysique ou produits dans le laboratoire [6, 7, 8]. A partir du rapport d'intensité  $R = I_z / (I_x + I_y)$  de la raie interdite  $z$  ( $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ) et des raies d'intercombinaison  $x, y$  ( $1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ), la densité électronique peut être déduite de façon fiable. Pour les plasmas Maxwelliens, la température électronique peut être obtenue à partir du rapport  $G = (I_x + I_y + I_z) / I_w$  des intensités additionnées des trois raies triplet  $x, y, z$  sur celle de la raie de résonance  $w$  ( $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ). De nombreuses prédictions théoriques sur la dépendance en densité électronique et en température électronique des rapports d'intensité  $R$  et  $G$  pour les ions He-like ayant des numéros atomiques  $6 \leq Z \leq 14$  ont été rapportées [9, 10, 11], et appliquées aux diagnostics d'une grande variété de sources de plasmas chauds. Il s'agit notamment des régions solaires actives [12, 13], couronnes stellaires [14, 15], les restes de supernovae [16, 17], les Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) [18], ainsi que les plasmas de tokamak [19]. Les interprétations des rapports d'intensité  $R$  et  $G$  mesurés avec les machines appelées Electron Beam Ion Trap (EBIT), dans lequel des ions sont produits dans des collisions avec un faisceau d'électrons presque unidirectionnel et monoénergétique, ont également été rapportées [20].

La plupart des travaux antérieurs consacrés à l'utilisation des rapports  $R$  et  $G$  à des fins de diagnostics de densité électronique et de température ont été basés sur l'hypothèse que les électrons libres du plasma ont une distribution d'énergie purement Maxwellienne et sont isotropes. On sait, cependant, que dans divers plasmas chauds collisionnellement ionisés, des déviations importantes à la distribution Maxwellienne peuvent se produire au niveau de la queue haute énergie et sont dues à la formation d'un excès d'électrons rapides [21, 22]. En outre, ces électrons rapides sont souvent générés avec une forte directivité (anisotropie angulaire). L'existence d'une composante d'électrons rapides et directs dans un plasma pourrait causer une modification significative des intensités relatives des raies à travers deux types d'effets. Le premier, lié à l'aspect haute énergie, peut se traduire par une exaltation de l'intensité de certaines raies par rapport à d'autres raies. Pour les raies qui nous intéressent ici, cette exaltation d'intensité concerne principalement la raie de résonance  $w$  du fait d'une augmentation du coefficient de taux d'excitation collisionnelle de la

transition  $1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1$ . Elle pourrait également concerner, dans une moindre mesure, la raie interdite  $z$  via une augmentation du coefficient de taux ionisation de couche interne  $1s^22s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 1s2s\ ^3S_1 + e^-$ , si toutefois le rapport d'abondance des ions lithiomoïdes sur les ions héliumoïdes (Li-like / He-like) ne baisse pas de façon considérable.

Le second effet de la composante d'électrons rapides est associé à l'aspect directif et conduit en général à une distribution angulaire anisotrope et à une polarisation des raies émises par suite d'un peuplement inégal des sous-niveaux magnétiques au cours des processus de collision électron-ion. D'après des calculs effectués pour des électrons incidents unidirectionnels et monoénergétiques [23, 24, 25], les raies émises par des ions He-like peuvent avoir des degrés de polarisation grands et très différents, jusqu'à  $\sim -52\%$  pour la raie  $x$  et  $\sim +60\%$  pour la raie  $w$ . Cela signifie que lorsque l'angle d'observation par rapport à la direction des électrons incidents varie de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ , l'intensité de  $w$  peut augmenter approximativement de 0.5 à 1.25 fois la valeur calculée pour des conditions d'électrons isotropes alors que celle de  $x$  peut diminuer de 1.30 à 0.85. Les effets d'anisotropie d'émission sur le rapport d'intensité de deux raies peut être appréciable, notamment dans le cas où l'intensité de l'une des raies est augmentée par rapport à sa valeur moyennée sur  $4\pi$  et que celle de l'autre raie est abaissée par rapport à sa valeur moyennée sur  $4\pi$ .

Une détermination précise des paramètres d'un plasma à partir des intensités des raies d'émission observées dans des plasmas non-Maxwelliens nécessite de prendre en compte les deux effets liés aux caractères haute énergie et directivité. Récemment, Bedrane et *al.* (2009) [26] ont étudié comment la présence dans le plasma émetteur d'une faible proportion d'électrons unidirectionnels d'énergies cinétiques dans le domaine  $0.95 - 4$  keV affecte le rapport d'intensité  $R$  pour l'ion  $\text{Ne}^{8+}$ , dont les raies  $1s2l \rightarrow 1s^2$  se situent dans l'intervalle de longueur d'onde  $13.45 - 13.70$  Å. Leurs calculs ont montré que le rapport  $R$  observé à  $90^\circ$  par rapport au faisceau d'électrons peut être  $\sim 30\%$  supérieur que dans le cas purement Maxwellien pour une proportion électrons de  $5\%$  et pour une gamme de densités électroniques variant de  $\sim 10^{11}$  à  $5 \times 10^{12}$   $\text{cm}^{-3}$  sur laquelle  $R$  est sensible. Ils ont également indiqué que l'aspect directif peut influencer notablement sur  $R$  en raison des effets opposés de l'anisotropie des émissions sur les intensités des raies  $(x, y)$  et  $z$ . En effet, ces effets se traduisent dans une diminution de la somme d'intensité  $(x, y)$  et une augmentation de l'intensité  $z$  ou inversement, en fonction de la direction d'observation. Il a été conclu dans [26] que les valeurs de densité d'électrons déterminées à partir de  $R$

sans la prise en compte des effets de la composante d'électrons directifs pourraient être sensiblement erronées.

Dans ce travail, nous avons effectué des calculs poussés du rapport d'intensité  $G$  pour l'ion héliumoïde  $\text{Ne}^{8+}$  dans une large gamme de température électronique variant dans  $10^6 - 10^7$  K en appliquant un modèle collisionnel-radiatif qui inclut, à la fois, la composante (principale) des électrons thermiques Maxwelliens et isotropes et celle (minoritaire) des électrons suprathermiques monoénergétiques et directifs d'énergie  $e_0$  variant dans l'intervalle 1.5–25 keV. Nous avons pris en considération la polarisation et la distribution angulaire anisotrope des raies d'émission, induites par la composante des électrons suprathermiques dont la proportion est prise inférieure à 10%. Les calculs ont ainsi été effectués pour différents angles d'émission ( $\theta$ ) par rapport à la direction du faisceau d'électrons suprathermiques entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . Il faut mentionner que dans notre travail nous avons aussi inclus le processus de l'ionisation de couche interne des ions lithiumoïdes (Li-like)  $\text{Ne}^{7+}$  initialement dans leur état fondamental  $1s^2 2s^2 \text{S}_{1/2}$ , qui contribue à l'intensité de la seule raie interdite  $z$ . Pour cela, nous introduisons le paramètre  $\rho$  qui représente le rapport  $\text{Ne}^{7+}/\text{Ne}^{8+}$  des abondances relatives des ions lithiumoïdes sur les ions héliumoïdes qui sont très majoritairement dans leur état fondamental.

Il est à noter qu'actuellement, il existe très peu de calculs du rapport d'intensité  $G$  basés sur un modèle de distribution non-Maxwellienne d'électrons. Nous avons connaissance de deux articles qui avaient tenté d'interpréter les rapports observés  $G$  en termes de déviation à la distribution des électrons Maxwellienne. L'un de ces articles avait considéré les raies d'émission de l'ion  $\text{Ti}^{20+}$  présents dans des plasmas de tokamak [27, 28] et l'autre article s'intéressait aux raies d'émission de l'ion  $\text{O}^{6+}$  présents dans les restes de supernova PUPPIS [29]. Ces deux travaux avaient supposés implicitement des conditions isotropes de la distribution de vitesses des électrons.

Avant de décrire le plan de cette thèse, il nous semble utile d'évoquer un autre rapport d'intensité qui est souvent utilisé comme diagnostic en température des plasmas chauds Maxwelliens. Il s'agit du rapport de raies satellites diélectroniques émises par des ions lithiumoïdes (Li-like) sur la raie parente de résonance  $w$  [30]. Ce rapport, qui varie typiquement plus sensiblement avec la température que le rapport d'intensité  $G$ , n'est d'une utilité pratique que pour les plasmas portés à des températures supérieures à  $\sim 1.2 \times 10^7$  K, pour lesquels seuls les atomes de numéro atomique  $Z \gtrsim 16$  existent dans l'état d'ionisation He-like. Pour les ions légers tels que

$\text{Ne}^{8+}$ , les raies satellites diélectroniques apparaissent avec des intensités très faibles en raison de la domination du déclin par le processus d'autoionisation sur celui de la stabilisation radiative. Contrairement au rapport  $G$ , les rapports d'intensité des raies satellites de recombinaison diélectronique sur les raies parentes de résonance ont fait l'objet de nombreux travaux, à la fois théoriques et expérimentaux, sur leur application pour la détection des déviations à la distribution d'énergie Maxwellienne d'électrons [31, 32].

Le travail développé dans cette thèse a été réparti selon le plan suivant. Le chapitre 2 traite le processus d'excitation des ions fortement chargés par impact d'électrons unidirectionnels. Dans une première étape, nous exposons tout le formalisme de l'algèbre de Racah nécessaire pour établir l'expression des sections efficaces d'excitation entre les sous-niveaux magnétiques de l'ion cible. Dans une seconde étape, nous procédons à une description détaillée des différentes approximations que nous avons utilisées pour le calcul des forces de collision, à savoir l'approximation Distorted-Wave ainsi que l'approximation de Coulomb-Bethe.

Dans le chapitre 3, nous rappelons les différents processus atomiques intervenant dans les plasmas chauds. Dans la première partie de ce chapitre, nous exposons les modèles approximatifs nécessaires pour le calcul des populations des états excités des ions. Une attention particulière a été donnée au modèle collisionnel-radiatif qui sera appliqué dans nos calculs. La seconde partie est consacrée aux processus atomiques se produisant dans les plasmas, parmi lesquels on peut citer l'excitation et désexcitation collisionnelle, transition radiative spontanée, recombinaison radiative et photoionisation, autoionisation et recombinaison diélectronique. Nous établissons notamment les expressions des coefficients de taux d'excitation collisionnelle pour des distributions d'électrons aussi bien Maxwellienne que monoénergétique.

Le chapitre 4 est consacré aux propriétés de polarisation de raies X émises par les ions He-like par suite de l'excitation collisionnelle par électrons. Après application du formalisme de la matrice densité, nous établissons une expression générale du degré de polarisation linéaire d'une raie associée à une transition de multipôle quelconque, électrique ou magnétique, en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques du niveau supérieur de la raie. Des applications à plusieurs raies issues des transitions  $1s2l \rightarrow 1s^2$  et  $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s2s\ ^3S_1$  dans les ions héliumoides de néon  $\text{Ne}^{8+}$  ont été ensuite effectuées. Nous décrivons d'abord d'une façon détaillée le modèle collisionnel-radiatif construit en vue du calcul de la densité de population des sous-niveaux magnétiques appartenant aux niveaux supérieurs des raies consi-

dérées. Nous consacrons la dernière partie de ce chapitre à la distribution angulaire de l'intensité d'une raie spectrale. Nous y exposerons toute l'algèbre nécessaire pour établir une expression reliant la distribution angulaire de la radiation émise suivant un angle d'observation  $\theta$  par rapport à la direction du faisceau incident en fonction du degré de polarisation à  $90^\circ$  de cette raie. Nous effectuons, ensuite, une application pour les quatre raies qui nous intéressent,  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Nous donnerons à la fin l'expression de l'intensité  $I(\theta)$  de chacune des raies susmentionnées, en fonction de l'angle d'observation  $\theta$ .

Le chapitre 5 est consacré à la méthode de diagnostic en température électronique des plasmas chauds non-Maxwelliens basée sur le rapport des intensités de quatre raies émises dans le domaine X par les ions héliumoides  $\text{Ne}^{8+}$ . Il s'agit de la raie de résonance ( $w : 1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ), d'intercombinaisons ( $x, y : 1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  respectivement) et interdite ( $z : 1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ). Dans un premier lieu, nous établissons l'expression du rapport d'intensité  $G$  en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques des niveaux supérieurs des raies concernées dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif en tenant compte de l'anisotropie des raies d'émission. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présentons les données atomiques requises, à savoir les différentes probabilités de transition radiative, les coefficients de taux d'excitation collisionnelle entre les différents sous-niveaux magnétiques pour plusieurs valeurs de la température électronique aussi bien pour la composante isotrope Maxwellienne que pour la composante du faisceau d'électrons directs. En vue de valider partiellement nos résultats, nous procédons à une comparaison de nos valeurs avec celles obtenues par d'autres auteurs.

Nous reportons dans le chapitre 6 nos résultats numériques. Nous présentons tout d'abord, nos résultats du degré de polarisation des quatre raies  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Nous montrons, par la suite, comment le rapport d'intensité  $G$  et  $\langle G \rangle$  dépend en fonction des quatre paramètres  $T_e$ ,  $e_0$ ,  $f$  et  $n_e$  associés au modèle de distribution des électrons adopté dans ce travail. Le rapport d'intensité  $G(\theta)$  est également obtenu en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  entre la direction du faisceau d'électrons et la direction dans laquelle les raies sont observées.

Enfin, les conclusions et des perspectives d'avenir sont présentées dans le chapitre 7.

# Bibliographie

- [1] S.J. Rose, *Astrophysical plasma laboratories*, Physics World, 56 (1994).
- [2] A.K. Ferouani, M. Lemerini and S. Belhour, *Numerical modelling of Nitrogen thermal effects produced by the negative DC corona discharge*, Plasma Science and Technology, **12**, 208 (2010).
- [3] D.A. Liedahl, S.M. Kahn, A.L. Osterheld et al., *X-ray spectral signatures of photoionized plasmas*, Astrophys. J. Lett., **350**, 37 (1990).
- [4] D. Porquet, J. Dubau and N. Grosso, *He-like ions as practical astrophysical plasma diagnostics : from stellar coronae to active galactic nuclei*, Space. Sci. Rev., **157**, 103 (2010).
- [5] D. Porquet, *Thèse de Doctorat*, (Université de Paris-sud, Orsay 1999).
- [6] C. Jordan, *The ionization equilibrium of element between C and Ni*, Mon. Not. R. Astron. Soc., **142**, 501 (1969).
- [7] A.H. Gabriel and C. Jordan, *Interpretation of solare Helium-like ion line intensities*, Mon. Not. R. Astron. Soc., **145**, 241 (1969).
- [8] A.H. Gabriel and C. Jordan, *Interpretation of spectral intensities from laboratory and astrophysical plasmas*, "Case studies in atomic collision physics", McDaniel, McDowell (eds.), vol.2, (1972).
- [9] D. Porquet and J. Dubau, *X-ray photoionized plasmas diagnostics with Helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **143**, 495 (2000).
- [10] G.X. Chen, R.K. Smith, K. Kirby et al., *Fully relativistic R-matrix calculation of electron impact excitation of Ne IX*, Phys. Rev. A., **74**, 042709 (2006).
- [11] R.K. Smith, G.X. Chen, K. Kirby et al., *A new calculation of Ne IX line diagnostics*, Astrophys. J., **700**, 679 (2009).
- [12] D.L. McKenzie, R.M. Broussard, P.B. Landecker et al., *Electron densities in a solar flare derived from X-ray spectra*, Astrophys. J. Lett., **238**, 43 (1980).
- [13] F.P. Keenan, D.L. McKenzie, S.M. McCann et al., *Ne IX emission-line ratios in solar active regions*, Astrophys. J., **318**, 926 (1987).
- [14] J.U. Ness, R. Mewe, J.H.M.M. Schmitt et al., *Helium-like triplet density diagnostics Applications to CHANDRA-LETGS X-ray observations of Capella and Procyon*, Astron. Astrophys., **367**, 282 (2001).
- [15] J.U. Ness, N.S. Brickhouse, J.J. Drake et al., *Modeling the Ne IX triplet spectral region of capella with the Chandra and XMM-Newton gratings*, Astrophys. J., **598**, 1277 (2003).



- [16] P.F. Winkler, G.W. Clark, T.H. Markert et al., *A survey of X-ray line emission from the supernova remnant Puppis A*, *Astrophys. J. Lett.*, **246**, 27 (1981).
- [17] P.W. Vedder, C.R. Canizares, T.H. Markert et al., *High-resolution X-ray spectroscopic evidence of nonequilibrium conditions in the Cygnus Loop*, *Astrophys. J.*, **307**, 269 (1986).
- [18] J.S. Kaastra, R. Mewe, D.A. Liedahl et al., *X-ray absorption lines in the Seyfert 1 galaxy NGC 5548 discovered with Chandra-LETGS*, *Astron. Astrophys.*, **354**, L83 (2000).
- [19] F.P. Keenan, S.M. McCann, R. Barnsley et al., *Electron density and temperature sensitive X-ray emission line ratios for heliumlike Si XIII in the DITE tokamak*, *Phys. Rev. A.*, **39**, 4092 (1989).
- [20] E. Silver, H. Schnopper, S. Bandler et al., *Laboratory astrophysics survey of key X-ray diagnostic lines using a microcalorimeter on an Electron Beam Ion Trap*, *Astrophys. J.*, **541**, 495 (2000).
- [21] M. Lamoureux, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* ed D. Bates and B. Bederson (San Diego, CA : Academic, **31**, 1993).
- [22] R.K. Janev, L.P. Presnyakov and V.P. Shevelko, *Physics of Highly Charged Ions*, (Springer, Berlin 1999).
- [23] M.K. Inal and J. Dubau, *Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons : application to X-ray line polarisation*, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.*, **20**, 4221 (1987).
- [24] K.J. Reed and M.H. Chen, *Relativistic effects on the polarization of line radiation emitted from He-like and H-like ions following electron-impact excitation*, *Phys. Rev. A.*, **48**, 3644 (1993).
- [25] P. Beiersdorfer, D.A. Vogel, K.J. Reed et al., *Measurement and interpretation of the polarization of the X-ray line emission of heliumlike Fe XXV excited by an electron beam*, *Phys. Rev. A.*, **53**, 3974 (1996).
- [26] Z. Bedrane, M.K. Inal and S. Fritzsche, *Effect of directional energetic electrons on the plasma density diagnostic*, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.*, **42**, 055701 (2009).
- [27] P. Lee, A.J. Lieber, R.P. Chase et al., *Heliumlike Titanium spectra produced by electron-cyclotron-heated tokamak plasmas*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 386 (1985).
- [28] P. Lee, A.J. Lieber, Y. Xu, *Time-resolved measurements of nonthermal X-ray emission of Ti XXI lines in electron-cyclotron-heated tokamak plasmas*, *Phys. Rev. A.*, **34**, 3210 (1986).
- [29] A.H. Gabriel, F. Bely-Dubau, P. Faucher et al., *The O III soft X-ray spectrum and its application to hot plasmas in astrophysics*, *Astrophys. J.*, **378**, 438 (1991).
- [30] A.H. Gabriel, *Dielectronic satellite spectra for highly-charged Helium-like ionlines*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **160**, 99 (1972).
- [31] A.H. Gabriel, K.J.H. Phillips, *Dielectronic satellite spectra for highly charged Helium-like ions. IV- Iron satellite lines as a measure of non-thermal electron energy distributions*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **189**, 319 (1979).
- [32] M.K. Inal and J. Dubau, *Polarisation of dielectronic recombination satellite lines*, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.*, **22**, 3329 (1989).

# Chapitre 2

## Excitation collisionnelle des ions par impact d'électrons directs

### 2.1 Introduction

Les excitations collisionnelles sont un des processus majeurs de peuplement des niveaux atomiques en physique des plasmas et font l'objet de nombreuses études pour obtenir des bases exhaustives de sections efficaces concernant les ions qui intéressent en particulier la communauté des astrophysiciens ou encore celle des physiciens de la fusion magnétique et inertielle. Les excitations collisionnelles ne se limitent pas à peupler les niveaux excités des ions, elles jouent aussi un rôle important dans les phénomènes d'ionisation collisionnelle par le biais d'excitations successives [1]. La détermination de leur section efficace est donc une tâche incontournable mais ardue aussi bien expérimentalement que théoriquement.

Pour les plasmas chauds, les expériences ne donnent accès qu'à des résultats globaux qu'il faut ensuite réanalyser pour extraire les taux d'excitation collisionnelle de peuplement des différents niveaux, elles-mêmes déduites des propriétés radiatives du milieu étudié. Les mesures directes existantes de sections efficaces ne couvrent principalement que les atomes et molécules neutres ainsi que quelques ions faiblement ionisés [2]. L'obtention de résultats concernant des ions moyennement ou fortement ionisés passe donc obligatoirement par une étude théorique.

Une excitation collisionnelle est un processus complexe, même en l'absence de champ électrique. Elle met en jeu un ion, composé d'un noyau et d'au moins un électron lié, et un électron libre. C'est donc un problème à au moins trois corps, non soluble exactement, que ce soit de manière classique ou de manière quantique [3].

Dans notre travail il est question de différences de population entre les sous-niveaux magnétiques excités des ions après impact d'électrons directs. Nous allons consacrer ce chapitre à la formulation du processus de l'excitation des ions positifs par collision d'électron. Enfin nous exposons les plus importantes approches adoptées pour le calcul des sections efficaces d'excitation et les forces de collision des sous-niveaux magnétiques.

## 2.2 Excitation collisionnelle des sous-niveaux magnétiques

### 2.2.1 Formulation du problème de collision électron-ion

Lors d'une collision entre un électron et un ion à  $N$  électrons et de charge nucléaire  $Z$ , l'électron caractérisé initialement par son vecteur d'onde  $\vec{k}_j$ , et la projection  $m_{s_j}$  de son spin sur l'axe de quantification OZ, passe au voisinage de l'ion dans l'état  $\alpha_j$  d'énergie  $E_j$ . Après la collision, l'ion se trouve dans l'état  $\alpha_i$  d'énergie  $E_i$  et l'électron dans un état caractérisé par  $\vec{k}_{i,m_{s_i}}$ . Les états combinés du système  $e^- + \text{ion}$  obéissent au principe de conservation de l'énergie totale  $E_T$  avant et après la collision :

$$E_T = E_j + \frac{k_j^2}{2} = E_i + \frac{k_i^2}{2} \quad (2.1)$$

En négligeant, dans un premier temps, les interactions magnétiques et en se plaçant en couplage  $LS$ , l'état  $\alpha_i$  de l'ion après la collision peut être défini par les nombres quantiques  $c L_i S_i M_{L_i} M_{S_i}$ , où  $c$  représente l'ensemble des nombres quantiques additionnels nécessaires pour spécifier complètement l'état. Ce dernier est caractérisé par la fonction d'onde antisymétrique  $\chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i)$  fonction propre des  $N$  électrons de la cible, où  $\vec{X}_i$  représente l'ensemble des coordonnées de position et de spin  $(\vec{r}_i, \vec{s}_i)$  des  $N$  électrons [4, 5, 6].

L'électron collisionnel caractérisé par  $\vec{k}_i$  et  $m_{s_i}$  et affecté de l'indice  $N + 1$ , a pour coordonnées  $\vec{x}_{N+1} = (\vec{r}_{N+1}, \vec{s}_{N+1})$  et sa fonction d'onde est [5, 7] :

$$\theta_i(\vec{x}_{N+1}) = \sigma\left(\frac{1}{2}, m_{s_i}\right) \varphi_i(\vec{r}_{N+1}) \quad (2.2)$$

La fonction d'onde du système combiné  $e^- + \text{ion}$  peut se développer sur la base orthonormée complète des fonctions d'onde de la cible ionique :

$$\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \sum_i \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) \theta_i(\vec{x}_{N+1}) \quad (2.3)$$

où  $A$  définit l'opérateur d'antisymétrisation :

$$A = \frac{1}{\sqrt{N+1}} \sum_{j=1}^{N+1} (-1)^{N+1-j} P_{j,N+1} \quad (2.4)$$

avec  $P_{j,N+1}$  est la permutation des indices  $j$  et  $N+1$ , qui introduit la possibilité d'échange entre l'électron incident  $N+1$  et les électrons liés de la cible.

Cette fonction d'onde  $\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$  doit être solution de l'équation de Schrödinger :

$$H^T(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) \Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = E^T \Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) \quad (2.5)$$

où  $H^T$  est l'Hamiltonien non relativiste du système total qui s'écrit en unités atomiques :

$$H^T(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = - \sum_{i=1}^{N+1} \left( \frac{1}{2} \nabla_i^2 + \frac{Z}{r_i} \right) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^{N+1} \frac{1}{r_{ij}} \quad (2.6)$$

On peut décomposer cet Hamiltonien selon trois termes :

$$H(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = H_{\text{ion}}(\vec{X}_i) + H_{\text{elec}}(\vec{x}_{N+1}) + U(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) \quad (2.7)$$

où  $H_{\text{ion}}$  est l'Hamiltonien de l'ion qui n'opère que sur les fonctions d'onde de l'ion :

$$\langle \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) | H_{\text{ion}}(\vec{X}_i) | \chi_{\alpha_j}(\vec{X}_i) \rangle = E_i \delta(\alpha_i, \alpha_j) \quad (2.8)$$

$H_{\text{elec}}(\vec{x}_{N+1})$  est l'Hamiltonien de l'électron libre dans le potentiel central  $\frac{z}{r_{N+1}}$  :

$$H_{\text{elec}}(\vec{x}_{N+1}) = -\frac{1}{2} \nabla_{N+1}^2 - \frac{z}{r_{N+1}} \quad (2.9)$$

$z = Z - N$  étant la charge de l'ion (i) et  $U(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$  un potentiel d'ajustement pour retrouver la forme de  $H(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$ . Ceci se traduit par

$$U(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{r_{iN+1}} + \frac{N}{r_{N+1}} \quad (2.10)$$

Pour résoudre l'équation (2.5), il est plus commode de faire une décomposition en ondes partielles de la fonction d'onde totale, dans laquelle on considère des états de moment orbital donné pour l'électron collisionnel. En effet, la fonction d'onde représentant un électron de vecteur d'onde  $\vec{k}_i$  bien défini est une superposition de fonctions correspondant à tous les moments cinétiques possibles de l'électron [7, 8] :

$$\theta_i(\vec{x}_{N+1}) = \sum_{l_i m_{l_i} m_{s_i}} F_i(r_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{r}_{N+1}) \sigma(s_i, m_{s_i}) \quad (2.11)$$

avec  $\hat{r}_{N+1}$  représente les coordonnées angulaires de l'électron collisionnel,  $Y_{l_i}^{m_{l_i}}$  est une harmonique sphérique,  $F_i(r_{N+1})$  est la fonction radiale et  $\sigma(s_i, m_{s_i})$  est la fonction de

spin de l'électron. Par conséquent, pour l'état du système combiné  $e^- + \text{ion}$  après la collision, chaque ensemble des nombres quantiques  $c_i L_i S_i M_{L_i} M_{S_i} l_i s_i m_{l_i} m_{s_i}$  correspond à une voie  $\gamma_i$  selon laquelle la fonction  $\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$  peut se développer en ondes partielles comme suit :

$$\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \sum_{\gamma_i} \Phi_{\gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{\gamma_i}(r_{N+1}) \quad (2.12)$$

où  $\Phi_{\gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1})$  forment une base orthonormée relativement à  $\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}$

$$\Phi_{\gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) = \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) \sigma\left(\frac{1}{2}, m_s\right) Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{r}_{N+1}) \quad (2.13)$$

Le système total étant un système isolé dans l'espace, et invariant par rotation, et comme on ne tient pas compte des termes dépendant du spin dans l'Hamiltonien total, le moment orbital total  $\vec{L} = \vec{L}_i + \vec{l}_i$  et le moment de spin total  $\vec{S} = \vec{S}_i + \vec{s}_i$  sont séparément conservés durant la collision ainsi que la parité  $\pi$  définie par :

$$\pi = (-1)^{\sum_{k=1}^N l_k} \times (-1)^{l_i} \quad (2.14)$$

De ceci on définit alors une nouvelle voie  $\Gamma_i$  par l'ensemble des nombres quantiques :

$$\Gamma_i \equiv c_i L_i S_i M_{L_i} M_{S_i} l_i s_i (= \frac{1}{2}) m_{l_i} m_{s_i} L S M_L M_S \quad (2.15)$$

tel que  $L$  et  $S$  satisfont aux relations triangulaires

$$\text{et } \begin{cases} |L_i - l_i| \leq L \leq L_i + l_i \\ S = S_i \pm 1/2 & \text{si } S_i \geq 1/2 \\ S = 1/2 & \text{si } S_i = 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

On forme ainsi, à partir de la base de fonctions  $\Phi_{\gamma_i}$  de la représentation  $\gamma_i$ , une nouvelle base de fonction propres de  $L^2 L_z S^2 S_z$  et  $\pi$  en utilisant le théorème d'addition de deux moments angulaires [8] :

$$\begin{aligned} \Phi_{\Gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) &= \sum_{M_{S_i} m_{s_i}} \sum_{M_{L_i} m_{l_i}} C(L_i l_i M_{L_i} m_{l_i}; L M_L) \\ &\times C(S_i s_i M_{S_i} m_{s_i}; S M_S) \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) \sigma(s_i, m_{s_i}) Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{r}_{N+1}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

où  $C(ab m_a m_b; c m_c)$  désigne un coefficient de Clebsch-Gordan.

En développant la fonction d'onde totale du système sur cette base orthonormée complète de fonctions  $\Phi_{\Gamma_i}$ , l'expression de  $\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$  devient :

$$\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \sum_{\Gamma_i} \Phi_{\Gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{\Gamma_i}(r_{N+1}) \quad (2.18)$$

Pour un  $r_{N+1}$  grand c'est à dire lorsque l'électron diffusé est suffisamment loin de la cible, il sent seulement l'effet de la charge positive  $z$  de l'ion, et par conséquent les fonctions radiales  $F_{\Gamma_i}^\infty(r_{N+1})$  satisfont les équations radiales de Coulomb :

$$\left[ \frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_{\Gamma_i}(l_{\Gamma_i} + 1)}{r_{N+1}^2} + \frac{2z}{r_{N+1}} + k_{\Gamma_i}^2 \right] F_{\Gamma_i}^\infty(r_{N+1}) = 0 \quad (2.19)$$

Les solutions de l'équation (2.19) sont les fonctions hypergéométriques confluentes, elles peuvent être exprimées comme une combinaison linéaire des fonctions régulières et irrégulières [8, 9] :

$$F_{\Gamma_i}^{\Gamma_j}(r_{N+1}) \xrightarrow{r_{N+1} \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{k_{\Gamma_i}}} \left( \sin(\varsigma_{\Gamma_i}) \delta(\Gamma_i k_{\Gamma_i}, \Gamma_j k_{\Gamma_j}) + \cos(\varsigma_{\Gamma_i}) R_{\Gamma_i \Gamma_j} \right) \quad (2.20)$$

avec  $R_{\Gamma_i \Gamma_j}$  qui désigne un élément de la matrice de réactance qui est réelle. D'autre part

$$\varsigma_{\Gamma_i}(r_{N+1}) = k_{\Gamma_i} r_{N+1} - \frac{l_{\Gamma_i} \pi}{2} + \frac{z}{k_{\Gamma_i}} \ln(2k_{\Gamma_i} r_{N+1}) + \sigma_{\Gamma_i} \quad (2.21)$$

où  $\sigma_{\Gamma_i} = \arg \Gamma\left(l_{\Gamma_i} + 1 - i \frac{z}{k_{\Gamma_i}}\right)$  est le déphasage Coulombien pour l'onde partielle  $l_i$ ,  $\Gamma(u)$  étant la fonction gamma.

L'utilisation des fonctions radiales réelles données dans (2.20) est commode dans les applications numériques. Dans la recherche de l'expression analytique des sections efficaces, il est plus adéquat de réécrire l'équation (2.20), après transformation matricielle, sous la forme :

$$F_{\Gamma_i}^{\Gamma_j}(r_{N+1}) \xrightarrow{r_{N+1} \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{k_{\Gamma_i}}} \left( -2i \sin(\varsigma_{\Gamma_i}) \delta(\Gamma_i k_{\Gamma_i}, \Gamma_j k_{\Gamma_j}) - \exp(i\varsigma_{\Gamma_i}) T_{\Gamma_i \Gamma_j} \right) \quad (2.22)$$

La relation entre la matrice de transition  $T$  et la matrice de réactance  $R$  est [8, 9] :

$$T = \frac{2iR}{1 - iR} \quad (2.23)$$

## 2.2.2 Expression de l'amplitude de transition

La théorie quantique de l'excitation des ions atomiques par impact d'électrons a été discutée dans un grand nombre d'articles, mais la plupart des calculs qui ont été publiés concernent seulement des transitions entre niveaux ce qui signifie que les sections efficaces d'excitation sont sommées sur tous les nombres quantiques magnétiques.

La collision entre un électron et un ion comprenant  $N$  électrons est un problème à  $N + 1$  électrons. Lorsqu'on traite des atomes fortement ionisés comme ceux du néon héliumoïde  $\text{Ne}^{8+}$ , l'Hamiltonien atomique doit inclure les effets relativistes (interaction spin-orbite, variation de la masse avec la vitesse,...). Cependant l'électron projectile peut être considéré comme étant non-relativiste tant que son énergie n'est pas assez grande (disons inférieure à 150 keV) [10].

Les sous-niveaux magnétiques de la cible seront définis alors en terme des nombres quantiques  $\Delta_k J_k M_k$  où  $J_k$  et  $M_k$ , sont, respectivement, le moment angulaire total et sa projection suivant l'axe de quantification qui est pris parallèle à la direction des électrons incidents,  $\Delta_k$  représente tous les nombres quantiques additionnels permettant de spécifier complètement l'état. Par ailleurs, les nombres quantiques qui définissent l'électron projectile sont le moment orbital  $l_k$  et le moment de spin  $s_k$  aussi bien que leurs projections  $m_{l_k}$  et  $m_{s_k}$  ainsi que son vecteur d'onde  $\vec{k}_i = (k_i, \hat{k}_i)$  ( $k_i = |\vec{k}_i|$  et  $\hat{k}_i$  est un vecteur unitaire dans la direction de  $\vec{k}_i$ ).

L'amplitude de diffusion de l'électron de la direction  $\hat{k}_j$  vers  $\hat{k}_i$  associée à la transition de l'état  $\alpha_j$  vers  $\alpha_i$  dans l'ion cible s'écrit [11] :

$$f(\alpha_j m_{s_j} \hat{k}_j \rightarrow \alpha_i m_{s_i} \hat{k}_i) = \sum_{\substack{l_i m_{l_i} \\ l_j m_{l_j}}} \frac{2\pi i^{l_j - l_i - 1}}{\sqrt{k_i k_j}} \exp[i(\sigma_{l_i} - \sigma_{l_j})] \\ \times Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{k}_i) Y_{l_j}^{m_{l_j}^*}(\hat{k}_j) T_{\beta_i \beta_j} \quad (2.24)$$

où  $Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{k}_i)$  représente l'harmonique sphérique,  $T_{\beta_i \beta_j}$  est la matrice de transition de  $\beta_j$  vers  $\beta_i$ ,  $\beta_i$  représente l'ensemble des nombres quantiques décrivant le système total dans la représentation non-couplée des moments angulaires i.e  $\beta_i \equiv (\Delta_i J_i M_i l_i m_{l_i} \frac{1}{2} m_{s_i})$ .

### 2.2.3 Section efficace d'excitation des sous-niveaux magnétiques

Par définition, la section efficace différentielle d'excitation du sous-niveau magnétique  $(\Delta_j J_j M_j)$  vers le sous-niveau  $(\Delta_i J_i M_i)$ , qui représente le nombre des électrons diffusés par unité de temps et par unité d'angle solide dans la direction  $\hat{k}_i$ , rapporté au flux incident dans la direction  $\hat{k}_j$ , est proportionnelle au carré de l'amplitude de diffusion [11] :

$$\frac{d\sigma(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i)}{d\hat{k}_j} = \frac{k_i}{k_j} |f(\alpha_j m_{s_j} \hat{k}_j \rightarrow \alpha_i m_{s_i} \hat{k}_i)|^2 \quad (2.25)$$

La section efficace d'excitation entre les sous-niveaux magnétiques s'obtient en moyennant sur toutes les orientations du spin  $m_{s_j}$  de l'électron incident du fait que dans l'état initial, les électrons ne sont pas polarisés, et en sommant sur toutes les orientations du spin de l'électron diffusé  $m_{s_i}$  du fait que les électrons diffusés ne sont pas détectés :

$$\sigma(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{k_i}{2k_j} \sum_{m_{s_i} m_{s_j}} \int |f(\alpha_j m_{s_j} \hat{k}_j \rightarrow \alpha_i m_{s_i} \hat{k}_i)|^2 d\hat{k}_i \quad (2.26)$$

En insérant l'expression de l'amplitude de diffusion donné par (2.24) dans l'équation (2.26) et en effectuant l'intégration angulaire par l'utilisation de la relation d'orthonormalisation des harmonique sphériques

$$\int Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{k}_i) Y_{l'_i}^{m_{l'_i}}(\hat{k}_i) d\hat{k}_i = \delta_{l_i l'_i} \delta_{m_{l_i} m_{l'_i}}$$

la forme finale de la section efficace d'excitation entre les sous-niveaux magnétiques peut s'écrire en fonction des forces de collision partielles  $\Omega_{l_i}$  [10] :

$$\sigma(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{\pi}{k_j^2} \sum_{l_i=0}^{\infty} \Omega_{l_i}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) \quad (2.27)$$

tel que

$$\begin{aligned} \Omega_{l_i}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) &= \frac{1}{2} \sum_{(*)} \sqrt{(2l_j + 1)(2l'_j + 1)} i^{l_j - l'_j} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l'_j})] \\ &\times T_{\beta_i \beta_j} T_{\beta_i \beta'_j}^* \end{aligned} \quad (2.28)$$

où (\*) représente l'ensemble des nombres quantiques  $l_j l'_j m_{l_i} m_{s_i} m_{s_j}$ .

## 2.3 Méthodes utilisées dans le calcul des forces de collision

Selon les formules (2.27) et (2.28), le calcul des sections efficaces se ramène au calcul de la matrice de transition  $T$ . Celle ci peut être déduite à partir de la matrice de réactance  $R$  suivant la relation (2.23). La matrice  $R$  est déterminée en vertu de (2.20), par la forme asymptotique des fonctions radiales  $F_{\Gamma_i}$  de l'électron projectile [12, 13]. Le problème qui se pose est que la résolution des équations impliquant ces fonctions radiales ne peut s'effectuer de façon exacte.

Le développement tronqué de la fonction d'onde du système peut être obtenu numériquement de façon exacte par l'approximation Close-Coupling (CC) [7] qui constitue



la méthode la plus élaborée pour le calcul des forces de collision. Cependant, la puissance de cette méthode s'impose seulement dans le voisinage du seuil d'excitation des atomes neutres et des ions faiblement chargés. Pour des ions aussi multiplement chargés que ceux de la séquence isoélectronique de l'hélium avec  $Z \geq 8$ , l'approximation Distorted-Wave (DW) est fort utile. Hayes et Seaton [14] ont montré que l'approximation (DW) donne d'excellents résultats, déjà pour les ions hydrogénoïdes de numéro atomique  $Z \geq 10$  qui sont moins adaptés à (DW) que les héliumoïdes, compte tenu d'un couplage plus important entre les états atomiques [15].

### 2.3.1 Approximation Distorted-Wave

L'approximation (DW) comporte plusieurs techniques spécifiques. L'idée de base est de négliger tous les processus de couplage entre les états du système total de diffusion. Tout se passe comme si le système  $e^- + \text{ion}$  ne peut être que dans la voie initiale  $\Gamma_j$  ou dans la voie finale  $\Gamma_i$ . La fonction d'onde  $\Psi_{\Gamma_i}^{DW}$  décrivant le système à  $N + 1$  électrons se réduit à [7] :

$$\Psi_{\Gamma_i}^{DW}(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \Phi_{\Gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{\Gamma_i \Gamma_j}^{DW}(r_{N+1}) \quad (2.29)$$

Ce qui se traduit par le fait que les équations radiales se réduisent à une seule équation différentielle :

$$\left[ \frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_{\Gamma_i}(l_{\Gamma_i} + 1)}{r_{N+1}^2} + 2V(r_{N+1}, \lambda) + k_{\Gamma_i}^2 \right] F_{\Gamma_i \Gamma_j}^{DW}(r_{N+1}) = 0 \quad (2.30)$$

Le potentiel  $V(r_{N+1}, \lambda)$  choisi dans notre étude est le potentiel central statistique de type Thomas-Fermi-Dirac [7] décrivant l'ensemble de l'effet attractif du noyau et la répulsion moyenne des autres électrons de la cible. Ce potentiel remplit les conditions aux limites suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} V(r_{N+1}, \lambda) \xrightarrow[r_{N+1} \rightarrow \infty]{} \frac{z}{r_{N+1}} \\ \text{et} \\ V(r_{N+1}, \lambda) \xrightarrow[r_{N+1} \rightarrow 0]{} \frac{Z}{r_{N+1}} \end{array} \right. \quad (2.31)$$

La variable  $\lambda$  qui apparaît dans la forme du potentiel central, est un paramètre d'échelle qu'on introduit lors du calcul numérique pour essayer de minimiser l'énergie du système. Les éléments de la matrice de réactance  $R$ , et donc de la matrice de transition  $T$ , peuvent être déterminés en appliquant le principe variationnel (voir par exemple, Burke et Schey (1962) [16]).

L'électron projectile peut être considéré comme étant non-relativiste dans la mesure où son énergie cinétique n'est pas assez grande (inférieure à 25 keV) [16]. On peut également mentionner que les corrections relativistes sur les niveaux d'énergie de la cible sont faibles puisque celle-ci a un petit numéro atomique ( $Z = 10$ ). Il en résulte que le système  $e^- + \text{ion}$  peut être représenté en couplage intermédiaire appelé couplage de pair [17].

$$\hat{\gamma}_k \equiv (\Delta_k J_k l_k K_k (s_k) J M_J) \quad (2.32)$$

dans lequel  $K_k$  et le moment angulaire total  $J$  du système sont obtenus à partir du couplage suivant :

$$\begin{cases} \vec{K}_k = \vec{J}_k + \vec{l}_k \\ \text{et} \\ \vec{J} = \vec{K}_k + \vec{s}_k \quad (s_k = 1/2) \end{cases} \quad (2.33)$$

La transformation unitaire qui relie les deux représentations  $\beta$  et  $\hat{\gamma}$  peut être déterminée en termes des coefficients de Clebsh-Gordan comme suit :

$$\begin{aligned} T_{\beta_i \beta_j} = & \sum_{\substack{K_i K_j J \\ M_{K_i} M_{K_j} M_J}} C(J_i l_i M_i m_i; K_i M_{K_i}) C\left(K_i \frac{1}{2} M_{K_i} m_{s_i}; J M_J\right) \\ & C(J_j l_j M_j m_j; K_j M_{K_j}) C\left(K_j \frac{1}{2} M_{K_j} m_{s_j}; J M_J\right) T_{\hat{\gamma}_i \hat{\gamma}_j} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Notons que dans notre travail nous nous intéressons à l'excitation des ions positifs suite à des collisions directives avec un faisceau d'électrons monoénergétiques et unidirectionnels. Pour des raisons de simplicité, l'axe de quantification a été choisi suivant la direction des électrons incidents, ceci implique que la projection du moment orbital est nulle,  $m_{l_j} = 0$ , et que la fonction angulaire de l'électron projectile devient égale à :

$$Y_{l_j}^{m_{l_j}}(\hat{k}_j) = Y_{l_j}^{m_{l_j}^*}(\hat{k}_j) = \left(\frac{2l_j + 1}{4\pi}\right)^{1/2} \delta_{m_{l_j} 0} \quad (2.35)$$

En substituant (2.34) dans (2.28), la force de collision partielle peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \Omega_i^{DW}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = & \frac{1}{2} \sum_{(*)} \sqrt{(2l_j + 1)(2l'_j + 1)} i^{l_j - l'_j} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l'_j})] \\ & \times \sum_{(**)} C(J_j l_j M_j 0; K_j M_{K_j}) C\left(K_j \frac{1}{2} M_{K_j} m_{s_j}; J M_J\right) C(J_i l_i M_i m_i; K_i M_{K_i}) \\ & \times C\left(K_i \frac{1}{2} M_{K_i} m_{s_i}; J M_J\right) C(J_j l'_j M_j 0; K'_j M_{K'_j}) C\left(K'_j \frac{1}{2} M_{K'_j} m_{s_j}; J' M_{J'}\right) \\ & \times C(J_i l_i M_i m_i; K'_i M_{K'_i}) C\left(K'_i \frac{1}{2} M_{K'_i} m_{s_i}; J' M_{J'}\right) T_{\hat{\gamma}_i \hat{\gamma}_j} T_{\hat{\gamma}'_i \hat{\gamma}'_j}^* \end{aligned} \quad (2.36)$$

avec (\*) et (\*\*) qui désignent l'ensemble des nombres quantiques  $\{l_j l'_j m_{l_i} m_{s_i} m_{s_j}\}$  et  $\{J J' K_i K'_i K_j K'_j M_{K_i}\}$ , respectivement. Dans l'équation précédente  $M_{K_j}$  a été remplacé par  $M_j$  du fait que  $m_{l_j} = 0$ .

L'utilisation des propriétés de symétrie des coefficients de Clebsh-Gordan nous permet d'obtenir une relation importante concernant la symétrie des forces de collision entre sous-niveaux magnétiques :

$$\Omega(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \Omega(\Delta_j J_j -M_j \rightarrow \Delta_i J_i -M_i) \quad (2.37)$$

En sommant sur les sous-niveaux initial  $M_j$  et final  $M_i$  :

$$\Omega(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) = \sum_{M_i M_j} \Omega(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) \quad (2.38)$$

et en appliquant les deux relations d'orthogonalité des coefficients de Clebsh-Gordan

$$\sum_{m_{l_1} m_{l_2}} C(l_1 l_2 m_{l_1} m_{l_2}; l m_l) C(l_1 l_2 m_{l_1} m_{l_2}; l' m_l) = \delta_{ll'} \quad (2.39)$$

$$\sum_{m_{l_1} m_{l_2}} C(l_1 l_2 m_{l_1} m_{l_2}; l m_l) C(l_1 l'_2 m_{l_1} m_{l_2}; l m_l) = \frac{2l+1}{\sqrt{(2l_2+1)(2l'_2+1)}} \delta_{l_2 l'_2} \quad (2.40)$$

nous pouvons retrouver la forme finale bien connue des forces de collisions partielles pour les transitions entre niveaux  $\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i$  :

$$\Omega_{l_i}^{DW}(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) = \frac{1}{2(2J_j+1)} \sum_{l_j} \sum_{K_i K_j J} (2J+1) |T_{\hat{\gamma}_i \hat{\gamma}_j}|^2 \quad (2.41)$$

### 2.3.2 Approximation de Coulomb-Bethe

Pour des énergies faibles de l'électron incident, seul un nombre relativement restreint d'ondes partielles (états bien définis du moment angulaire orbital de l'électron) contribue significativement à la diffusion de l'électron. Ce nombre augmente bien sûr avec l'énergie de l'électron incident et il augmente aussi avec l'intensité du potentiel d'interaction dominant à longue portée. Dans l'approximation de Coulomb-Bethe [7], on suppose que l'électron de collision ne pénètre pas le nuage électronique de la cible, ce qui se traduit mathématiquement par une simplification de la composante de l'Hamiltonien du système total décrivant l'interaction électrostatique électron projectile-électron de la cible :

$$\sum_{k=1}^N \frac{1}{|\vec{r}_{N+1} - \vec{r}'_k|} = \sum_{k=1}^N \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{r_k^\lambda}{r_{N+1}^{\lambda+1}} C_{\lambda\mu}(\hat{r}_k) C_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_{N+1}) \quad (2.42)$$

du fait que  $r_{N+1} > r_k \forall k$ , où  $\vec{r}_k$  est le vecteur position de l'électron  $k$  de l'ion et

$$C_{\lambda\mu}(\hat{r}_k) = \left( \frac{4\pi}{2\lambda+1} \right)^{1/2} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \quad (2.43)$$

Le couplage entre les états du système est toujours négligé et on admet enfin dans cette approximation, que l'électron de collision qui est extérieur au cœur ionique, est soumis pendant toute l'interaction avec l'ion, au potentiel Coulombien asymptotique  $2z/r_{N+1}$ , ce qui est d'ailleurs compatible, surtout lorsqu'il s'agit d'ions aussi fortement chargés que les héliumoides. Sachant que plus l'électron incident possède un moment angulaire grand, moins cet électron est susceptible d'approcher la cible, il y a diffusion à grande distance, il est donc important d'utiliser l'approche Coulomb-Bethe pour calculer les contributions des ondes partielles de moments angulaires  $l_i$  assez grands. Ces contributions sont relativement appréciables dans le domaine des grandes énergies pour les transitions optiquement permises  $\lambda = 1$  [8].

Dans l'approximation Coulomb-Bethe, les éléments de la matrice de transition  $T_{\beta_i\beta_j}^{CBe}$  en représentation non couplée sont donnés par [15] :

$$T_{\beta_i\beta_j}^{CBe} = 4i \langle \psi_{\beta_i}^{CBe} | \sum_{\lambda,\mu} \sum_{k=1}^N \frac{r_k^{\lambda}}{r_{N+1}^{\lambda+1}} C_{\lambda\mu}(\hat{r}_k) C_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_{N+1}) | \psi_{\beta_j}^{CBe} \rangle \quad (2.44)$$

où

$$\begin{aligned} \Psi_{\beta_i}^{CBe}(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) &= | \Delta_i J_i M_i k_i l_i m_{l_i} m_{s_i} \rangle \\ &= A\Phi_{\beta_i}(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{k_i l_i}^C(r_{N+1}) \end{aligned} \quad (2.45)$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} T_{\beta_i\beta_j}^{CBe} &= 4i \sum_{\lambda} \int_0^{\infty} F_{k_i l_i}^C(r_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}^{\lambda+1}} F_{k_j l_j}^C(r_{N+1}) dr_{N+1} \\ &\times \sum_{\mu} \int_{4\pi} Y_{l_i}^{m_{l_i}*}(\hat{r}_{N+1}) C_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_{N+1}) Y_{l_j}^{m_{l_j}}(\hat{r}_{N+1}) d\hat{r}_{N+1} \\ &\times \delta_{m_{s_i} m_{s_j}} \delta_{m_{l_j} 0} \langle \Delta_i J_i M_i | \sum_{k=1}^N r_k^{\lambda} C_{\lambda\mu}(\hat{r}_k) | \Delta_j J_j M_j \rangle \end{aligned} \quad (2.46)$$

En utilisant les relations suivantes [17] :

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_l^{m_l*} = (-1)^{m_l} Y_l^{-m_l} \\ \text{et} \\ C(j_1 j_2 m_1 m_2; j m) = (-1)^{-j_1+j_2-m} \sqrt{2j+1} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & -m \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (2.47)$$

nous pouvons calculer la deuxième intégrale dans l'équation (2.46) pour  $\lambda = 1$  (transitions dipolaires électriques) :

$$\begin{aligned}
& \int_{4\pi} Y_{l_i}^{m_{l_i}^*}(\hat{r}_{N+1}) C_{1\mu}^*(\hat{r}_{N+1}) Y_{l_j}^0(\hat{r}_{N+1}) d\hat{r}_{N+1} \\
&= (-1)^{m_{l_i}+\mu} \sqrt{(2l_i+1)(2l_j+1)} \times \begin{pmatrix} l_i & 1 & l_j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_i & 1 & l_j \\ -m_{l_i} & -\mu & 0 \end{pmatrix} \\
&= \sqrt{\frac{(2l_i+1)}{(2l_j+1)}} C(l_i 1 0 0; l_j 0) C(l_i 1 -m_{l_i} m_{l_i}; l_j 0) \quad (2.48)
\end{aligned}$$

D'autre part, en faisant intervenir l'opérateur moment dipolaire électrique  $Q_\mu^{(1)}$  défini par [8] :

$$Q_\mu^{(1)} = \sum_{k=1}^N r_k C_{1\mu}(\hat{r}_k) \quad (2.49)$$

où la sommation sur  $k$  concerne tous les électrons de la cible, nous pouvons écrire après application du théorème de Wigner-Eckart [9, 17] :

$$\begin{aligned}
\langle \Delta_i J_i M_i | Q_\mu^{(1)} | \Delta_j J_j M_j \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2J_i+1}} C(J_j 1 M_j \mu; J_i M_i) \\
&\times \langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle \quad (2.50)
\end{aligned}$$

où  $\langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle$  représente l'élément de matrice réduit. En insérant ces deux dernières expressions (2.48) et (2.50) dans l'équation (2.46), nous obtenons pour l'élément de matrice de transition :

$$\begin{aligned}
T_{\beta_i \beta_j}^{CBe} &= \frac{4i}{\sqrt{2J_i+1}} \sqrt{\frac{(2l_i+1)}{(2l_j+1)}} \delta_{m_{s_i} m_{s_j}} \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j}^C(r) dr C(l_i 1 0 0; l_j 0) \\
&\times C(l_i 1 -m_{l_i} m_{l_i}; l_j 0) C(J_j 1 M_j M_i - M_j; J_i M_i) \langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle \quad (2.51)
\end{aligned}$$

où  $\mu$  a été remplacé par  $M_i - M_j$  qui est aussi égal à  $-m_{l_i}$ .

En substituant l'équation (2.51) dans l'équation (2.28) donnant la force de collision partielle entre les sous-niveaux magnétiques, celle-ci devient :

$$\begin{aligned}
\Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) &= \frac{8}{2J_i+1} C(J_j 1 M_j M_i - M_j; J_i M_i)^2 \\
&\times |\langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle|^2 \sum_{m_{s_j} m_{s_i}} \delta_{m_{s_j} m_{s_i}} \sum_{l_j' l_j''} (2l_i+1) i^{l_j - l_j''} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l_j''})] \\
&\times C(l_i 1 0 0; l_j 0) C(l_i 1 0 0; l_j' 0) C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j 0) \\
&\times C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j' 0) \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j}^C(r) dr \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j''}^C(r) dr \quad (2.52)
\end{aligned}$$

En effectuant la sommation sur  $m_{s_j}$  et  $m_{s_i}$  et en introduisant la force de raie  $S$  définie par [8] :

$$S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) = |\langle \Delta_i J_i \parallel Q^{(1)} \parallel \Delta_j J_j \rangle|^2 \quad (2.53)$$

l'expression de la force de collision partielle dans l'approximation de Coulomb-Bethe devient :

$$\begin{aligned} \Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) &= \frac{16}{2J_i + 1} C(J_j 1 M_j M_i - M_j; J_i M_i)^2 \\ &\times S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) \sum_{l_j l'_j} (2l_i + 1) i^{l_j - l'_j} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l'_j})] C(l_i 1 0 0; l_j 0) \\ &\times C(l_i 1 0 0; l'_j 0) C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j 0) C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l'_j 0) \\ &\times \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j}^C(r) dr \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l'_j}^C(r) dr \end{aligned} \quad (2.54)$$

Pour obtenir toute la contribution Coulomb-Bethe à la force de collision  $\Omega$  entre sous-niveaux magnétiques, il y a lieu tout simplement de sommer l'équation (2.54) sur  $l_i$  entre  $l_0 + 1$  et  $l'_0$ .

Il serait intéressant de vérifier l'exactitude de la formule (2.54) en sommant celle-ci sur  $M_i$  et  $M_j$  pour retrouver l'expression bien connue de  $\Omega_{l_i}^{CBe}$  pour la transition entre niveaux :

$$\Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) = \frac{16}{3} S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) \sum_{l_j} \max(l_i, l_j) I^2(k_j l_j, k_i l_i) \quad (2.55)$$

où  $\max(l_i, l_j)$  correspond au plus grand des  $l_i$  et  $l_j$ ,  $I$  est l'intégrale de Coulomb qui est donnée par :

$$I(k_j l_j, k_i l_i) = \int_0^\infty F_{k_j l_j}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_i l_i}^C(r) dr. \quad (2.56)$$

En effet, la sommation sur  $M_i$  et  $M_j$  au niveau de l'équation (2.54) fait apparaître l'utilisation des relations :

$$\sum_{M_i M_j} C(J_j 1 M_j \mu; J_i M_i)^2 = \sum_{M_i M_j} \frac{2J_i + 1}{3} C(J_j J_i M_j - M_i; 1 - \mu)^2 = \frac{2J_i + 1}{3} \quad (2.57)$$

et

$$\sum_{m_i \mu} C(l_i 1 -m_i \mu; l_j 0) C(l_i 1 -m_i \mu; l'_j 0) = \delta_{l_j l'_j} \quad (2.58)$$

De plus, on peut appliquer la relation suivante [17] :

$$\begin{aligned} C(l_i 1 0 0; l_j 0)^2 &= (2l_j + 1) \begin{pmatrix} l_i & 1 & l_j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \\ &= \begin{cases} \frac{l_i + 1}{2l_i + 1} & \text{si } l_j = l_i + 1 \\ \frac{l_i}{2l_i + 1} & \text{si } l_j = l_i - 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (2.59)$$

La force de collision partielle entre niveaux prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned}
\Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) &= \frac{16}{3} S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) l_i I^2(k_j l_i - 1, k_i l_i) \\
&+ (l_i + 1) I^2(k_j l_i + 1, k_i l_i) \\
&= \frac{16}{3} S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) \sum_{l_j} \max(l_i, l_j) I^2(k_j l_j, k_i l_i) \quad (2.60)
\end{aligned}$$

ce qui correspond bien à l'équation (2.55). On peut aussi montrer que dans l'approximation de Coulomb–Bethe, la force de collision partielle moyennée angulairement dans le cas des électrons isotropes  $\langle \Omega_{l_i}^{CBe}(\alpha_i \rightarrow \alpha_j) \rangle$  pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques s'écrit en fonction de  $\Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_j J_j)$  entre niveaux sous la forme [18] :

$$\langle \Omega_{l_i}^{CBe}(\alpha_i \rightarrow \alpha_j) \rangle = \frac{1}{2J_i + 1} C(J_j \ 1 \ M_j \ M_i - M_j; J_i \ M_i)^2 \Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_j J_j) \quad (2.61)$$

# Bibliographie

- [1] R.J.W. Henry, *Applying large computers to problems in physics : electron collision cross sections in atomic physics*, Rep. Prog. Phys., **56**, 327 (1993).
- [2] F.G. Dortan, *Thèse de doctorat*, (Université Paris XI, 2003).
- [3] I.D. Williams, *Electron-ion scattering*, Rep. Prog. Phys., **62**, 1431 (1999).
- [4] K. Alder, A. Bohr, T. Huus et al., *Study of nuclear structure by electromagnetic excitation with accelerated ions*, Rev. Mod. Phys., **28**, 432 (1956).
- [5] O. Bely, *Étude des différents états d'un système (ion + électron)*, Annales d'Astrophysique, **27**, 599 (1964).
- [6] R. Marrus, *Atomic Physics of Highly Ionized Atoms*, (Springer, New York 1983).
- [7] M. Malinovsky-Arduini, *Thèse de Doctorat d'Etat*, (Université de Paris VII, 1975).
- [8] H.A. Bethe and E.E. Salpeter, *Quantum mechanics of one-and two-electron atoms*, (New York 1957).
- [9] A. Messiah, *Mécanique quantique*, (Dunod, Paris 1960).
- [10] M.K. Inal and J. Dubau, *Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons : application to X-ray line polarisation*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **20**, 4221 (1987).
- [11] A. Burgess, D.G. Hummer and J.A. Tully, *Electron impact excitation of positive ions*, Phil. Trans. Roy. Soc. London Ser. A., **266**, 225 (1970).
- [12] W. Eissner and M.J. Seaton, *Computer programs for the calculation of electron-atom collision cross sections*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **5**, 2187 (1972).
- [13] M.J. Seaton, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, **11**, 83 (1975).
- [14] M.A. Hayes and M.J. Seaton, *Accuracy of the distorted-wave approximation for excitation of hydrogenic ions*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **10**, 573 (1977).
- [15] A. Burgess and V.B. Sheorey, *Electron impact excitation of the resonance lines of alkali-like positive ions*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **7**, 2403 (1974).
- [16] P.G. Burke and H.M. Schey, *Elastic Scattering of low-energy electrons by atomic hydrogen*, Phys. Rev., **126**, 147 (1962).
- [17] A.R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, (Princeton University Press, Princeton 1957).
- [18] Z. Bedrane, M.K. Inal and S. Fritzsche, *Effect of directional energetic electrons on the plasma density diagnostic*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **42**, 055701 (2009).



# Chapitre 3

## Processus atomiques dans les plasmas chauds

### 3.1 Introduction

Lorsqu'une assemblée d'électrons et d'ions se trouve confinée dans un volume fini de l'espace, divers processus de collision peuvent se produire de par les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion. Si, de plus, cette assemblée d'électrons et d'ions se trouve exposée à une source extérieure de rayonnement, différents processus d'absorption peuvent avoir lieu de par principalement les interactions photon-ion. Pour les plasmas étudiés dans cette thèse où la température électronique  $T_e$  excède  $10^6$  K, les interactions électron-ion sont, par rapport aux autres interactions électron-électron et ion-ion, les mécanismes les plus efficaces pour l'émission de rayonnement. L'interaction électron-ion peut conduire à l'excitation ou l'ionisation de l'ion cible, mais aussi à la capture de l'électron incident donnant lieu aux processus d'autoionisation ou de recombinaisons radiative ou diélectronique. Les collisions entre les ions jouent un rôle négligeable à cause de la forte répulsion coulombienne. Par ailleurs, le bremsstrahlung électron-électron n'intervient sensiblement que dans le domaine des très fortes températures  $T_e \gtrsim 10^9$  K [1]. Concernant l'interaction photon-ion, celle-ci peut conduire l'excitation radiative ou à la photoionisation.

Le rayonnement total émergent d'un plasma astrophysique résulte de la superposition de tous les processus radiatifs dont l'importance relative dépend de la longueur d'onde, des températures et des densités des particules chargées, ainsi que le cas échéant du flux de rayonnement qui irradie le plasma [2]. Ce rayonnement émis du plasma représente une source unique d'informations. Notamment, l'interprétation de l'intensité des raies émises permet de déterminer les conditions physiques régnant

dans le plasma, telles que la température et la densité électronique, l'état d'ionisation, la composition chimique, etc. D'autre part, l'interprétation de la polarisation du rayonnement émis constitue un moyen de diagnostic sur la présence des électrons non-Maxwelliens anisotropes dans le plasma.

## 3.2 Modèles d'équilibre

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

Pour interpréter correctement le rayonnement émergent d'un plasma et en déduire ses propriétés physiques, il y a lieu de suggérer des modèles dépendant de plusieurs paramètres, en particulier la densité  $n_e$  et la température  $T_e$  des électrons. Ces modèles approximatifs se présentent dans le modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL), le modèle coronal (CM) et le modèle collisionnel-radiatif (CR), que nous allons détailler par la suite.

### 3.2.1 Modèle d'équilibre thermodynamique local (ETL)

Le modèle ETL est applicable à certains types de plasmas stationnaires<sup>1</sup>, 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 plasma est en équilibre thermodynamique local. Pour ce type de plasma il est simplement suffisant d'utiliser la statistique d'équilibre de Boltzmann sans avoir recours au traitement atomique et collisionnel. Pour déterminer le degré d'ionisation d'un état on utilise l'équation de Saha [3]. Pour calculer les populations des niveaux atomiques d'un ion on applique l'équation de Boltzmann :

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT_e}\right) \quad (3.1)$$

---

1. Les peuplement et dépeuplement s'équilibrent pour chaque état atomique  $i$  :  $\frac{dN_i}{dt} = 0$

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.

### 3.2.2 Modèle coronal (CM)

Ce modèle a été développé initialement lors de l'étude de la couronne solaire. Il est applicable à des plasmas stationnaires de densité faible et de température électronique élevée, comme les couronnes stellaires, les nébuleuses planétaires, les restes de supernovae, les plasmas tokamak produits en laboratoire à des fins de fusion, les sources d'ions Electron Beam Ion Trap (EBIT).

Dans les plasmas peu denses hautes températures, l'équilibre thermodynamique est loin d'être réalisé, et les phénomènes d'ionisation et d'excitation ne peuvent plus être écrits par les lois simples de Saha et de Boltzmann [5]. La désexcitation radiative de niveaux atomiques excités devient importante et il est alors nécessaire de faire une analyse de tous les processus radiatifs et de collisions. De telles études ont été pour la première fois entreprises par les astrophysiciens pour les plasmas stellaires. Ainsi, dans le cas des couronnes stellaires, où les densités d'électrons sont faibles ( $10^7 \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), avec une température électronique élevée ( $T_e \geq 10^6 \text{ K}$ ), seuls certains processus atomiques restent prépondérants [4]. Le modèle coronal décrivant l'état stationnaire d'un tel plasma se résume aux processus suivants : excitation par collisions, désexcitation radiative spontanée, ionisation par collisions et/ou photoionisation, recombinaisons diélectronique et radiative [6].

L'ionisation est produite par collision avec un électron, et comme on est dans un cas de basse densité on peut admettre que l'effet d'ionisation des ions soit négligeable devant l'excitation collisionnelle directe. Les populations des niveaux seront déterminées en résolvant le système d'équations couplées :

$$N_i \sum_{j < i} A(i \rightarrow j) = \left( n_e N_g C_e(g \rightarrow i) + \sum_{k > i} N_k A(k \rightarrow i) \right) \quad (3.2)$$

où le symbole  $g$  se rapporte au niveau fondamental et  $A(i \rightarrow j)$  désigne la probabilité de transition radiative du niveau  $i$  vers  $j$ . Notons que dans le second membre de cette équation, le premier et deuxième termes représentent l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental, directement et indirectement via les cascades radiatives à partir des niveaux supérieurs, respectivement.

### 3.2.3 Modèle collisionnel-radiatif (CR)

Le modèle collisionnel-radiatif (CR) est un modèle intermédiaire entre les deux modèles ETL et CM déjà vus. 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 ( $10^{12} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ). A ces densités, on ne peut plus négliger les processus d'excitation et de désexcitation collisionnelle entre les niveaux excités. Ainsi les populations des niveaux atomiques sont déterminées en résolvant le système d'équations couplées :

$$N_j \left[ n_e \left( \sum_{k>j} C_e(j \rightarrow k) + \sum_{k<j} C_d(j \rightarrow k) \right) + \sum_{k<j} A(j \rightarrow k) \right] = \sum_{k>j} N_k A(k \rightarrow j) + n_e \left( \sum_{k<j} N_k C_e(k \rightarrow j) + \sum_{k>j} N_k C_d(k \rightarrow i) \right) \quad (3.3)$$

où  $C_e(j \rightarrow k)$  et  $C_d(j \rightarrow k)$  sont, respectivement, les coefficients de taux d'excitation collisionnelle et de désexcitation collisionnelle du niveau  $j$  vers le niveau  $k$ .

Pour de plus amples détails sur le modèle collisionnel-radiatif (CR), il convient de consulter les références (T. Fujimoto (2004) [7], H.J. Kunze(2009) [8] et A.K. Pradhan and S.N. Nahar (2011) [9]).

## 3.3 Processus élémentaires d'émission dans les plasmas chauds

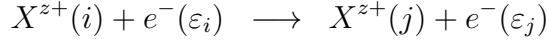
Parmi les processus importants d'émission de rayonnement par un plasma chaud ( $T_e > 10^6 \text{ K}$ ) on trouve l'excitation, l'ionisation et la recombinaison par suite des collisions électron-ion ou bien après photoionisation. Dans ce qui suit nous allons donner un aperçu sur ces processus.

Je noterai dorénavant les ions sous la forme  $X^{z+}$  avec  $X$  le symbole chimique de l'élément considéré, et  $z$  la charge de l'ion ( $z = 0$  pour un atome neutre et  $z = Z$  pour un ion complètement ionisé, c'est-à-dire nu). Le symbole (\*) signifie que l'ion est dans un état excité, c'est-à-dire qu'il n'est pas dans son état fondamental.

### 3.3.1 Excitation collisionnelles

Sous l'effet d'une collision inélastique entre un électron incident d'énergie  $\varepsilon_i$  et un ion cible  $X^{z+}$  se trouvant initialement dans le niveau  $i$  d'énergie  $E_i$ , une excitation

(ou une désexcitation) de l'ion  $X^{z+}$  vers le niveau  $j$  d'énergie  $E_j > E_i$  (ou  $E_j < E_i$ ) peut intervenir avec diffusion d'un électron d'énergie  $\varepsilon_j$  selon :



### 3.3.1.1 Le coefficient de taux d'excitation

La fonction de distribution des vitesses des électrons dans le plasma émetteur a été choisie en étant constituée de deux composantes. L'une Maxwellienne isotrope et l'autre selon un faisceau monoenergétique (beam). Par voie de conséquence, trois paramètres sont susceptibles de caractériser cette fonction de distribution des vitesses, qui sont : la température  $T_e$  de la composante Maxwellienne, l'énergie  $e_0$  du faisceau d'électrons suprathermiques et la fraction  $f$  de la densité des électrons impliquées dans la composante du faisceau. Pour chaque excitation collisionnelle, le coefficient de taux total d'excitation  $C_e$  d'un état atomique  $\alpha_i J_i M_i$  vers un autre état  $\alpha_j J_j M_j$  est déterminé à partir de la combinaison linéaire des deux coefficients de taux d'excitation  $C_{e,M}$  et  $C_{e,b}$  dus, respectivement, à la composante Maxwellienne d'électrons et celle du faisceau d'électrons.

$$C_e(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = (1 - f) C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) + f C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \quad (3.4)$$

Avant de passer aux formules donnant les coefficients de taux d'excitation collisionnelle, mentionnons que les deux composantes d'électrons contribuent l'excitation des niveaux  $n = 2$  à partir du fondamental alors que seule la composante isotrope Maxwellienne est principalement responsable de l'excitation des niveaux  $2^3P$  à partir du niveau métastable compte tenu de la faible différence d'énergie entre ces niveaux.

- Concernant le terme  $C_{e,M}$ , il est défini par :

$$C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \int_0^\infty v_i \sigma(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) f_M(\varepsilon_i) d\varepsilon_i \quad (3.5)$$

où  $v_j = \sqrt{2\varepsilon_j/m_e}$  est la vitesse des électrons de collision,  $\varepsilon_j$  est l'énergie cinétique de l'électron incident,  $m_e$  étant la masse de l'électron et  $f_M(\varepsilon_j)$  est la fonction de distribution de Maxwell<sup>2</sup>, elle est donnée par :

$$f_M(\varepsilon_j) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{kT_e} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_j} \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (3.6)$$

---

2. La fonction de distribution  $f(\varepsilon_j)$  est normalisée dans l'espace des énergies :

$$\int_0^\infty f(\varepsilon_j) d\varepsilon_j = 1$$

Il est de coutume de remplacer la section efficace d'excitation  $\sigma$  par la force de collision  $\Omega$  qui est sans dimension et qu'elle est symétrique<sup>3</sup>. Rappelons la relation qui existe entre ces deux quantités :

$$\sigma(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{\pi a_0^2}{\varepsilon_j} \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \quad (3.7)$$

où  $a_0$  est le rayon de Bohr.

En remplaçant l'expression de  $f_M(\varepsilon_j)$  donnée par l'équation (3.6) dans la formule (3.5) et en utilisant la relation (3.7), nous pouvons déduire le coefficient de taux d'excitation collisionnelle (exprimé en unité de  $\text{cm}^3/\text{s}$ ) sous la forme :

$$C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{8.010 \times 10^{-8}}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k T_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{k T_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{k T_e}\right) \quad (3.8)$$

avec  $T_e$  exprimée en eV. Dans l'établissement de la formule précédente, nous avons appliqué la relation suivante donnant la loi de conservation de l'énergie totale du système  $e^- + \text{ion}$  :

$$\underbrace{E_i + \varepsilon_i}_{\text{Ava. colli.}} = \underbrace{E_j + \varepsilon_j}_{\text{Apr. colli.}} \quad (3.9)$$

ce qui a permis de substituer  $\varepsilon_i$  par  $\varepsilon_j + \Delta E_{ij}$ ,  $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$  étant l'énergie de la transition.

Si, par contre,  $T_e$  est exprimée en Kelvin, l'expression du coefficient de taux d'excitation collisionnelle devient :

$$C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k T_e}\right) \times \int_0^\infty \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{k T_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{k T_e}\right) \quad (3.10)$$

sachant que  $T_e(\text{K}) = T_e(\text{eV})/8.617380 \times 10^{-5}$ .

Habituellement, il est intéressant d'exprimer ce coefficient de taux d'excitation en intégrant sur la variable sans dimension  $x = \varepsilon_i/\Delta E_{ij}$  qui représente l'énergie des électrons incidents rapportée au seuil d'excitation :

$$C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_{ij}}{k T_e}\right) \times \int_1^\infty \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j)(x) \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k T_e} x\right) dx \quad (3.11)$$

---

3. i.e  $\Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \Omega(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i M_i)$

- En ce qui concerne maintenant l'autre coefficient de taux d'excitation du faisceau d'électrons directs  $C_{e,b}$  qui intervient dans l'équation (3.4). Comme le faisceau incident d'électrons est considéré monoénergétique (beam) dans cette étude, le coefficient de taux d'excitation collisionnelle à partir du sous-niveau  $\alpha_i J_i M_i$  vers le sous-niveau  $\alpha_j J_j M_j$  est donné par le produit de la vitesse de l'électron par la section efficace d'excitation :

$$C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = v \times \sigma(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j)$$

En utilisant les deux relations suivantes, d'une part entre  $v$  (en unité de cm/s) et l'énergie  $e_j$  (en keV) de l'électron incident :

$$v = 5.93114 \times 10^7 \sqrt{e_j}$$

et d'autre part l'équation (3.7), on peut exprimer le coefficient de taux d'excitation  $C_{e,b}$  (en unité de cm<sup>3</sup>/s) en fonction de la force de collision  $\Omega$  :

$$C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{2.245 \times 10^{-9}}{\sqrt{e_i}} \times \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \quad (3.12)$$

### 3.3.2 La désexcitation radiative spontanée

Dans un ion excité, la transition spontanée d'un électron d'un niveau supérieur  $j$  d'énergie  $E_j$  vers un niveau inférieur  $i$  d'énergie  $E_i$  avec émission d'énergie sous forme de rayonnement électromagnétique est un processus qui permet à l'ion de retrouver son état fondamental. Dans les ions fortement chargés, plusieurs types de transitions radiatives peuvent intervenir. La plus importante transition radiative est de type dipolaire électrique, communément appelée transition optiquement permise. Cependant, les transitions de type quadrupolaire électrique, dipolaire et quadrupolaire magnétique, appelées transitions optiquement interdites, peuvent dans certains cas jouer un rôle important. Les règles de sélection pour chacun de ces quatre types de transition sont résumées dans le tableau (3.1). Les raies interdites émises dans les plasmas chauds peuvent être observées aussi intenses que les raies optiquement permises pourvu que le plasma émissif soit de faible densité [8].

La désexcitation radiative spontanée est caractérisée par la probabilité de transition radiative entre un niveau  $j$  et un niveau  $i$ , notée  $A_{ji}$ . Cette probabilité de transition est la plus forte pour le type dipolaire électrique.

TABLE 3.1 – Règle de sélection des probabilités de transition radiatives pour les différents types [8].

Type de la transition	Dipôle		Quadrupôle	
	Electrique (E1)	Magnétique (M1)	Electrique (E2)	Magnétique (M2)
Configuration $\tau$	$\Delta\tau \neq 0$	$\Delta\tau = 0$	$\Delta\tau = 0$	$\Delta\tau \neq 0$
Parité $\pi$	changement de $\pi$	pas changement de $\pi$	pas de changement de $\pi$	changement de $\pi$
$l$	$\Delta l = \pm 1$	$\Delta l = 0$	$\Delta l = 0, \pm 2$	$\Delta l = \pm 1$
$S$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0$	$\Delta S = 0, \pm 1$
$L$	$\Delta L = 0, \pm 1$	$\Delta L = 0$	$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$	Si $\Delta S = 0, \Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$ Si $\Delta S = \pm 1, \Delta L = 0, \pm 1$ ( $0 \leftrightarrow 0$ )
$J$	$\Delta J = 0, \pm 1$ ( $0 \leftrightarrow 0$ )	$\Delta J = 0, \pm 1$ ( $0 \leftrightarrow 0$ )	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ( $0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$ ) ( $1/2 \leftrightarrow 1/2$ )	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ( $0 \leftrightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1$ ) ( $1/2 \leftrightarrow 1/2$ )
$M$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$	$\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$

$n$  : nombre quantique principal ( $n = 1$  : couche K,  $n = 2$  : couche L, ...)

$l$  : moment angulaire orbital ( $0 \leq l \leq n - 1$ ;  $l = 0$  : électron  $s$ ,  $l = 1$  : électron  $p$ )

$s$  : spin

$j$  : nombre quantique interne, moment cinétique.

Un niveau est représenté par la notation suivante :  $2S+1L_J$

où  $\|l_1 - l_2\| \leq L \leq l_1 + l_2$

$S$  : spin total

$J$  : moment angulaire total,  $\|L - S\| \leq J \leq L + S$

**Remarque** :  $2S+1L_J$  est appelé niveau.

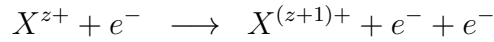


### 3.3.3 L'ionisation et la recombinaison

L'ionisation et la recombinaison, qui sont des processus inverses l'un de l'autre, jouent un rôle fondamental dans les plasmas. La recombinaison d'un électron à un ion s'effectue le plus souvent sur un état excité, puis l'ion se désexcite par une cascade de transitions, jusqu'à atteindre l'état fondamental ou un état métastable proche du fondamental [4].

#### 3.3.3.1 L'ionisation collisionnelle et la recombinaison à trois-corps

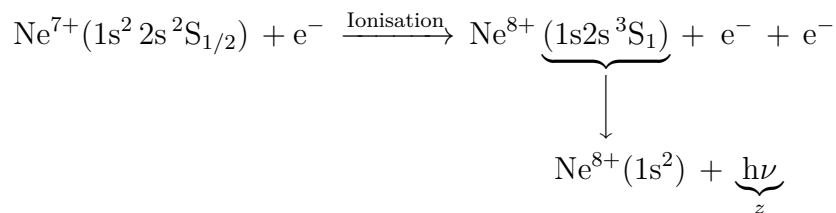
✱ L'ionisation collisionnelle est un processus d'interaction entre un ion  $X^{z+}$  et un électron libre qui est suivi par la diffusion de l'électron incident et d'un autre électron de l'ion cible.



Le processus inverse est appelé recombinaison à trois corps. Il implique une interaction d'un ion avec deux électrons libres dans laquelle il y a capture de l'un des deux électrons et diffusion simultanée du second [4]. Le processus d'ionisation peut être soit direct soit indirect (excitation-autoionisation).

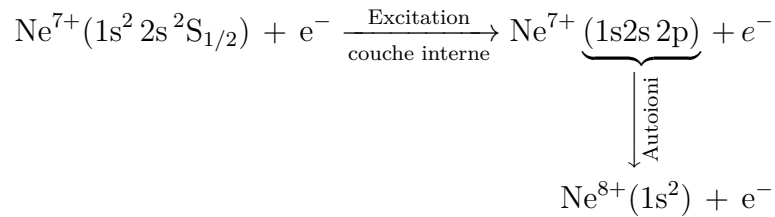
#### ⊗ Ionisation directe

L'ion diffuse l'électron incident et un de ses électrons liés est arraché directement lors de l'interaction. Dans ce cas, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure à celle de liaison de l'électron arraché de l'ion. Si l'énergie cinétique de l'électron incident est suffisamment grande pour y avoir une extraction d'un électron appartenant à une couche interne de l'ion, cela aboutit à un ion  $X^{(z+1)+}$  dans un état simplement ou doublement excité qui peut se désexciter radiativement [1]. Donc ce processus est susceptible de contribuer à la formation de raies. Par exemple, l'ionisation de la sous-couche interne 1s de ions lithumoides, initialement dans leur état fondamental  $1s^2 2s$ , produit des ions héliumoides dans les niveaux excités  $1s2s$  conformément à :



### ⊗ Ionisation indirecte (excitation-autoionisation)

L'électron incident peut, s'il est suffisamment énergétique, exciter un électron appartenant à une sous-couche interne de l'ion cible  $X^{z+}$ . Cela donne naissance à un niveau autoionisant de l'ion, qui peut être suivi par l'autoionisation. Dans cette deuxième voie d'ionisation, il faut que l'énergie de l'électron incident soit supérieure ou égale à la première énergie d'ionisation de l'ion [1, 4]. Cette ionisation indirecte qui a été étudiée à partir du milieu des années 1960 joue un rôle capital dans la détermination de l'état d'ionisation d'un plasma chaud. Par exemple :



⊗ Dans la recombinaison à trois-corps, un électron peut entrer en collision avec un autre électron au voisinage d'un ion, il peut alors se recombiner avec l'ion en libérant son énergie au deuxième électron. La recombinaison à trois-corps n'est importante que dans le cas de plasmas denses ( $n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) [4].

## 3.3.4 La photoionisation et la recombinaison radiative

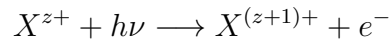
La photoionisation et la recombinaison radiative appartiennent aux processus radiatifs de base caractérisant l'interaction du rayonnement électromagnétique avec des atomes ou des ions. L'émission radiative résultant des collisions électron-ion est responsable de l'apparition de traits spectraux intenses dans les régions des VUV et X, qui sont fréquemment utilisés pour la recherche sur les interactions fondamentales radiatives et collisionnelles et pour la détermination spectroscopique des propriétés de base du plasma, comme par exemple la température électronique, la densité électronique, la polarisation du rayonnement et la distribution des états de charge.

Les propriétés de photoionisation et de recombinaison radiative ont été considérées dans plusieurs articles et revues [1, 8, 9, 11, 12].

### 3.3.4.1 La photoionisation

L'ionisation radiative est aussi appelée photoionisation. Elle se caractérise par l'absorption d'un photon énergétique par un ion et l'éjection d'un électron de ce

dernier. Le photon doit avoir une énergie  $h\nu$  plus grande que l'énergie du seuil d'ionisation  $E_{\text{ioni}}$  de l'ion :

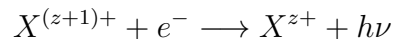


La photoionisation correspond au processus inverse de la photorecombinaison ou la recombinaison radiative (RR).

### 3.3.4.2 La recombinaison radiative

Dans le processus de la recombinaison radiative (RR) un électron libre d'énergie  $E$ , en s'approchant d'un ion  $X^{(z+1)+}$ , est capturé par celui-ci dans une de ses sous-couches vacantes.

L'excédent d'énergie résultant de la capture de l'électron libre est directement transformé en l'émission d'un photon :



l'énergie du photon émis est, d'après le principe de conservation de l'énergie, donnée par :

$$h\nu = E - \chi_Z$$

où  $\chi_Z$  représente l'énergie d'ionisation de l'ion recombinaison.

### 3.3.5 La recombinaison diélectronique et autoionisation

Plusieurs processus de recombinaison électron-ion peuvent se produire dans les plasmas chauds. Au début des études des plasmas chauds, ceux coronaires, on ne tenait compte que de la recombinaison radiative. Ce processus a été initialement pris en compte par D.R. Bates à la fin des années 1950 [13] pour déterminer la température électronique  $T_e$  de la couronne solaire par la théorie de l'équilibre d'ionisation. Mais la température obtenue était en désaccord significatif avec la température déterminée à partir des mesures des largeurs de raies spectrales dues à l'effet Doppler (agitation thermique). Les mesures des largeurs Doppler des raies impliquaient des températures nettement plus élevées que celles trouvées théoriquement en ne tenant compte que de la recombinaison radiative. Ceci pouvait suggérer que le coefficient de taux de recombinaison était sous-estimé. Pour cela, A. Burgess [14, 15, 16, 17, 18] avait proposé d'inclure un deuxième processus de recombinaison qui est la recombinaison diélectronique. Bien après, il a été montré que ce dernier processus est

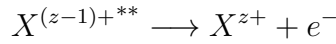
dominant aux hautes températures dans les plasmas de faibles densités qui le cas de la couronne solaire et des restes de Supernovae. L'inclusion de la recombinaison diélectronique a permis de lever le désaccord entre la température  $T_e$  de la couronne solaire mesurée par l'élargissement Doppler et celle calculée.

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

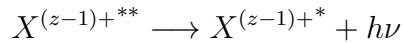
1. Capture diélectronique : la capture diélectronique (aussi appelée capture non-radiative) est le processus inverse de l'autoionisation. Un électron libre rentre en collision avec un ion  $X^{z+}$  à une énergie cinétique juste en dessous du seuil d'excitation d'une transition de résonance et forme un état doublement excité :  $X^{(z-1)+**}$ , au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(z-1)+}$ . C'est la première étape de l'ensemble du processus de recombinaison diélectronique.



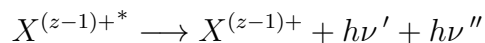
Si l'autoionisation suit, le système retourne à son état original et aucune recombinaison n'aura eu lieu (voir la Fig 3.1).



2. Stabilisation radiative : alternativement (voir la Fig 3.2) l'état autoionisant  $X^{(z-1)+**}$  a la possibilité de se désexciter par transition radiative spontanée de l'ion doublement excité vers un état situé au-dessous de la première limite d'ionisation  $X^{(z-1)+*}$ . Ce processus de stabilisation dans l'ion  $X^{(z-1)+}$  résulte en l'émission d'une raie définie comme le satellite ( $h\nu$ ) de la transition parente ( $h\nu_0$ ) (raie de résonance ou permise) de l'ion  $X^{z+}$ .



C'est le processus de stabilisation radiative qui rend la recombinaison diélectronique effective. Les raies satellites sont observées dans le spectre des ions avec  $Z \geq 10$ . Le rapport de l'intensité des raies satellites et de celle des raies de résonance est essentiellement dépendant de la température et dans certains cas de la densité électronique. Finalement, lorsque la transition de stabilisation prend place, l'état une seule fois excité cascade vers le niveau fondamental :



Pour de plus amples détails sur la recombinaison diélectronique, il convient de consulter l'article-revue de Dubau et Volonté (1980) [19].

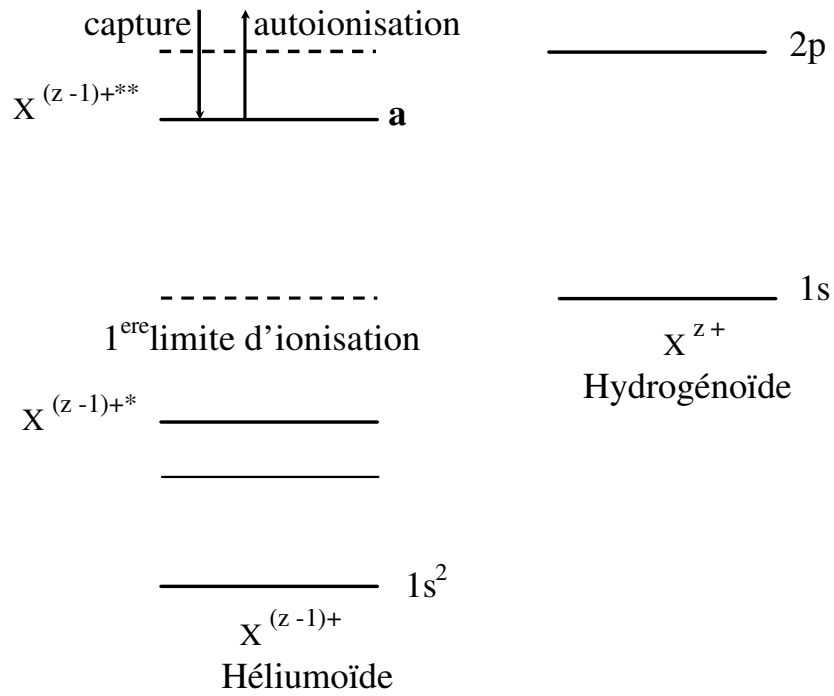


FIGURE 3.1 – Capture diélectronique (capture d'un électron sur un niveau auto-ionisant  $X^{(z-1)+**}$  (niveau a du type  $2pnl$ ) situé au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(z-1)+}$ ) suivie immédiatement par une autoionisation (processus non radiatif). Dans ce diagramme  $X^{(z-1)+}$  et  $X^{z+}$  correspondent respectivement à des ions héliumoïdes et hydrogéoïdes.

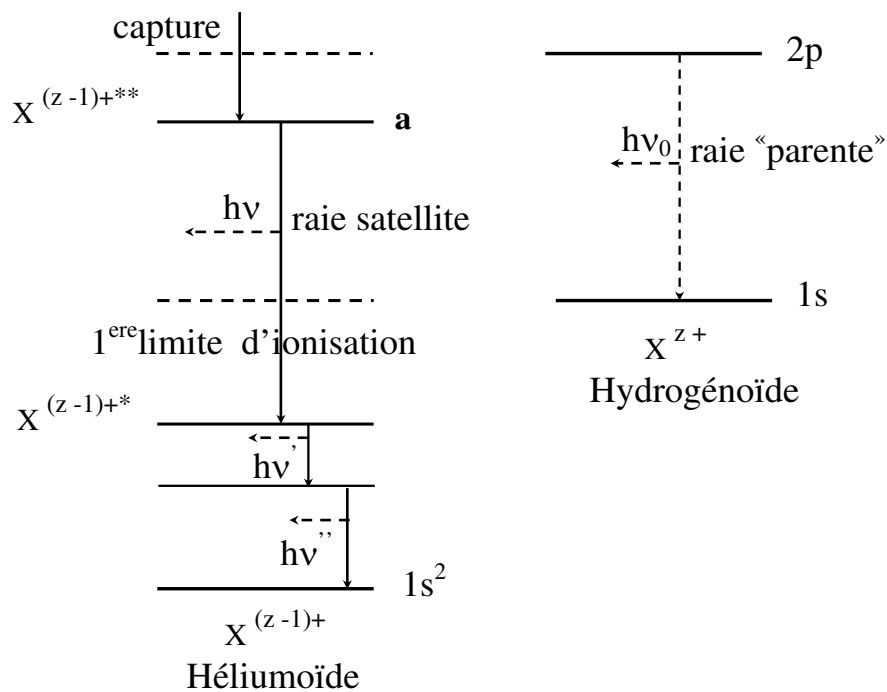
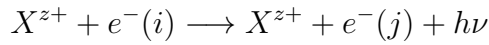


FIGURE 3.2 – Capture diélectronique (capture d'un électron sur un niveau auto-ionisant  $X^{(z-1)+**}$  (niveau a du type  $2pnl$ ) situé au-dessus de la première limite d'ionisation de l'ion  $X^{(z-1)+}$  suivie de stabilisation radiative et de cascades radiatives. La transition émettant le photon d'énergie  $h\nu$  (dans  $X^{(z-1)+}$ ) est appelée la raie satellite de la raie "parente" (raie de résonance ou permise) d'énergie  $h\nu_0$  de l'ion  $X^{z+}$ .

## 3.3.6 Les processus intervenant dans la formation du continu

### 3.3.6.1 Transition libre-libre (free-free)

L'émission libre-libre est produite lorsqu'un électron libre interagit avec une particule chargée et produit une transition d'un niveau d'énergie  $i$  vers un niveau  $j$  en libérant un photon d'énergie  $h\nu$ . Ce phénomène s'appelle aussi "Bremsstrahlung" ou "rayonnement de freinage".



où, en tenant compte de la conservation de l'énergie,  $h\nu$  est donné par :

$$h\nu = \frac{m_e}{2} (v_i^2 - v_j^2)$$

### 3.3.6.2 Transition libre-lié (free-bound)

La transition libre-lié correspond au processus de recombinaison radiative qui a été déjà décrit.

### 3.3.6.3 Transition à deux-photons

L'émission deux-photons peut-être importante pour les ions hydrogénoïdes et héliumoïdes et se produit lors de la désexcitation du niveau métastable  $2s^2S_{1/2}$  vers le niveau fondamental  $1s^2S_{1/2}$  pour H, et du niveau métastable  $1s2s^1S_0$  vers le niveau fondamental  $1s^2^1S_0$  pour He.

## 3.4 L'équilibre d'ionisation

A l'équilibre d'ionisation, les ionisations de chaque espèce ionique sont compensées par des recombinaisons.

Ionisation = Recombinaison

$$N^{z+} \sum n_e \times P_{\text{ion}} = N^{(z+1)+} \sum n_e \times \alpha_{\text{rec}} \quad (3.13)$$

où  $\sum N_e \times P_{\text{ion}}$  inclut la somme de tous les taux de processus d'ionisation du plasma et  $\sum N_e \times \alpha_{\text{rec}}$  la somme de tous les taux de processus de recombinaison du plasma. La résolution de l'équation 3.13 permet de déterminer l'abondance relative des ions  $N^{z+}$  (appelée également fraction ionique).

# Bibliographie

- [1] J.V. Paradijs and A.M. Bleeker, *X-Ray Spectroscopy in Astrophysics*, (Springer, Netherlands 1997).
- [2] M.K. Steven, E. Behar, A. Kinkhabwala et al., *X-ray spectroscopy of astrophysical plasmas*, Phil. Trans. R. Soc. Lond., **360**, 1923, (2002).
- [3] F.G. Dortan, *Thèse de doctorat*, (Université Paris XI, 2003).
- [4] D. Salzman, *Atomic Physics in Hot Plasmas*, (Oxford University Press, New York 1998).
- [5] V. Nagels-Silvert, *Thèse de doctorat*, (École polytechnique-France, 2004).
- [6] J.C. Raymond and N.C. Brickhouse, *Atomic Processes in Astrophysics*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **237**, 321 (1996).
- [7] T. Fujimoto, *Plasma Spectroscopy*, (Clarendon Press Oxford, 2004).
- [8] H.J. Kunze, *Introduction to Plasma Spectroscopy*, (Springer, Berlin 2009).
- [9] A.K. Pradhan and S.N. Nahar, *Atomic Astrophysics and Spectroscopy*, (Cambridge 2011).
- [10] P. Mazzotta, G. Mazzitelli, S. Colafrancesco et al., *Ionization balance for optically thin plasmas : Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni\**, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **133**, 403 (1998).
- [11] D. Naujoks, *Plasma-Material Interaction in Controlled Fusion*, (Springer, Berlin 2006).
- [12] D.H. Sampson, *Atomic Photoionization*, (Springer, Berlin 1982).
- [13] D.R. Bates, *Atomic and molecular processes*, (Academic Press New York, 1962).
- [14] A. Burgess and M.J. Seaton, *Radiative recombination of He*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **121**, 471 (1960).
- [15] A. Burgess, *Dielectronic recombination and the temperature of the Solar corona*, Astrophys. J., **139**, 776 (1964).
- [16] A. Burgess, *A general formula for the estimation of dielectronic recombination coefficients in low-density plasmas*, Astrophys. J., **141**, 1885 (1965).
- [17] A. Burgess, *Dielectronic recombination in the corona*, Annales d'astrophysique, **28**, 774 (1965).
- [18] A. Burgess and H.P. Summers, *The effects of electron and radiation density on dielectronic recombination*, Astrophys. J., **157**, 1007 (1969).
- [19] J. Dubau et S. Volonte *Dielectronic recombination and its applications in astronomy*, Reports of Progress in Physics, **43**, 199 (1980).



# Chapitre 4

## Polarisation linéaire des raies d'émission X des ions héliumoïdes

### 4.1 Introduction

Les études sur la polarisation ont joué un rôle important dans la science comme un outil pour comprendre des phénomènes naturels. Dans le domaine de la physique des collisions atomiques, la polarisation des photons et des électrons émergeant de la zone de la collision sont en plusieurs cas étroitement liés à l'évolution dynamique du système collisionnel. Par conséquent, une compréhension quantitative de l'origine des polarisations observées et le développement des concepts appropriés pour la description des processus des émissions ont été un but central des études théoriques et expérimentales depuis les premiers jours des études des collisions dans les années 1920. En effet durant les années 1925-1935 des travaux expérimentaux e.g. [1, 2] et théoriques e.g. [3] ont été réalisés sur la polarisation des radiations optiques à partir des collisions électron-atome pour des cibles comme He, Ne, Na, Hg .... Ces travaux portaient sur l'excitation d'atomes par un faisceau unidirectionnel d'électrons et se focalisaient sur la polarisation des raies subséquentement émises qui sont liées au degré de polarisation ( $P$ ) de la radiation émise perpendiculairement au faisceau incident d'électrons. Le degré de polarisation a été calculé pour la première fois par Oppenheimer-Penny [4]. Dans cette théorie la probabilité d'excitation du niveau supérieur et la probabilité de l'émission subséquent du photon polarisé d'un tel état sont considérés indépendamment.

En 1958, Percival et Seaton [5] avaient publié un travail conséquent ayant permis un saut qualitatif dans la compréhension des phénomènes de polarisation de rayonnement émis par suite des collisions électron-atome. Mentionnons que Fano [6] avait

introduit un formalisme puissant pour caractériser des états microscopiques d'un système, celui de la matrice densité, qui convient parfaitement à la description de l'état de polarisation des photons émis. Ces dernières années, l'étude de la polarisation de rayonnement X des raies émises par des ions fortement chargés excités par suite de collisions avec un faisceau directif d'électrons a fait l'objet, de nombreux travaux théoriques [7, 8, 9, 10]. Ces travaux sont stimulés par des applications potentielles dans les diagnostics spectroscopiques des plasmas de hautes températures présents dans l'univers ou produits en laboratoire à des fins de fusion thermonucléaire [11, 12], dans lesquels des électrons énergétiques ayant des distributions de vitesses anisotropes sont générés. La réalisation depuis 1988 des expériences de collisions électron-ion utilisant des machines désignées EBIT (Electron Beam Ion Trap) a également incité les théoriciens à approfondir leurs recherches sur la polarisation des raies X [13, 14].

## 4.2 Détermination théorique du degré de polarisation linéaire

Le rayonnement émis par un atome ou ion par suite de collisions avec un faisceau unidirectionnel d'électrons est en général polarisé et son intensité a une distribution angulaire anisotrope. Ces propriétés de polarisation et d'anisotropie du rayonnement résultent du peuplement inégal des différents sous-niveaux magnétiques  $M_J$  du niveau supérieur de la transition observée [5]. En admettant que les spins des électrons incidents sont orientés aléatoirement, l'inégalité de population des sous-niveaux magnétiques ne résulte que de l'anisotropie géométrique imposée au processus d'excitation par la direction privilégiée définie par le faisceau incident d'électrons.

En raison de la symétrie de révolution du système autour de la direction du faisceau d'électrons, les sections efficaces d'excitation des sous-niveaux magnétiques  $M_J$  et  $-M_J$  sont identiques. Donc, la sélectivité de peuplement des sous-niveaux ne concerne que ceux de différents  $|M_J|$ . Cet alignement des sous-niveaux conduit à une polarisation de type linéaire de la raie subséquentement émise. Le degré de polarisation linéaire dépend de l'énergie et la densité des électrons incidents ainsi que du type de transition radiative impliquée [5]. Notons que si le faisceau d'électrons est initialement polarisé longitudinalement, le processus d'excitation directive des ions perd la propriété d'invariance par rapport à toute réflexion dans le plan normal à la direction du faisceau d'électrons. Ceci implique que l'excitation des sous-niveaux ma-

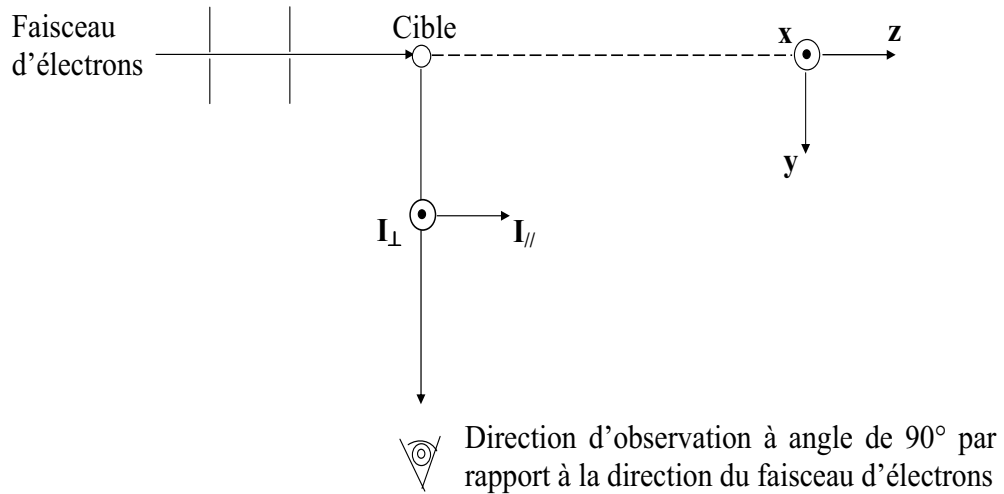


FIGURE 4.1 – Schéma indicatif de la direction de deux composantes de polarisation.

gnétiques  $M_J$  et  $-M_J$  n'est plus nécessairement équiprobable. Il se produit ce qu'on appelle une orientation du niveau excité, qui conduit à une émission de radiation en outre polarisée circulairement [15].

Expérimentalement, le degré de polarisation linéaire  $P$  est défini par le rapport :

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (4.1)$$

où  $I_{\parallel}$  et  $I_{\perp}$  sont les intensités de radiation émises avec le vecteur du champ électrique parallèle et perpendiculaire au plan méridien, c'est à dire le plan formé par la direction du faisceau d'électrons et celle de détection de la radiation.

#### 4.2.1 Matrice densité de polarisation du photon

Soit  $\rho^A$  l'opérateur densité qui caractérise les états excités des ions immédiatement après la collision, il contient tous les détails sur l'excitation collisionnelle électronique. Soit  $J_i$ , le moment angulaire du système atomique excité et  $M_i$  sa projection suivant la direction des électrons incidents qui est prise comme l'axe de quantification [9, 10]. Un système d'atomes qui a été excité de manière isotrope est peuplé statistiquement entre les différents sous-niveaux magnétiques, le rayonnement émis dans la désexcitation d'un niveau est isotrope et non polarisé [7]. Par contre, il est bien connu que le rayonnement émis après excitation par un processus axialement symétrique est partiellement et linéairement polarisé, l'excitation ayant produit un alignement.

Soit  $J_f$ , le moment angulaire final du système atomique après la désexcitation spontanée et  $M_f$  sa projection le long de l'axe de quantification. Soit  $|\vec{k}\lambda\rangle$  la fonction d'onde décrivant l'état du photon émis,  $\vec{k}$  désigne le vecteur d'onde du photon et  $\lambda$  son hélicité ( $\lambda = \pm 1$ ). La notion d'état d'hélicité a été introduite par Jacob et Wick [16], elle représente la projection du moment angulaire total du photon sur sa direction de propagation. Or puisque la composante du moment angulaire orbital du photon sur la direction du photon est nulle, l'hélicité représente aussi la projection du spin du photon le long de  $\vec{k}$ . Le spin du photon étant identifié à 1,  $\lambda$  ne peut prendre que la valeur  $-1$  ou  $+1$ ,  $\lambda = 0$  ne peut exister à cause de la nature transverse des ondes électromagnétiques.

Les éléments de la matrice densité  $\rho_f$  qui décrit le système total d'ions et photons émis s'écrivent sous la forme :

$$\langle \Delta_f J_f M_f, \vec{k} \lambda | \rho_f | \Delta_f J_f M'_f, \vec{k} \lambda' \rangle \quad (4.2)$$

La matrice densité de polarisation du photon  $\rho^{ph}$  est la seule à nous intéresser puisque seuls les photons émis sont analysés. Elle est obtenue en prenant les éléments de matrice de l'opérateur densité total  $\rho_f$  qui sont diagonaux suivant le nombre quantique magnétique  $M_f$  des ions inobservés et sommant ces éléments sur toutes les valeurs de  $M_f$  [6] :

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= \langle \vec{k} \lambda | \rho^{ph} | \vec{k} \lambda' \rangle \\ &= \sum_{M_f} \langle \Delta_f J_f M_f, \vec{k} \lambda | \rho_f | \Delta_f J_f M_f, \vec{k} \lambda' \rangle \end{aligned} \quad (4.3)$$

Si  $V$  désigne l'opérateur décrivant la relaxation des ions excités par émission spontanée, nous avons :

$$\rho_f = V \rho^A V^+ \quad (4.4)$$

En appliquant doublement la relation de fermeture à (4.3) tout en y insérant (4.4), on a :

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= \sum_{M_f M_i M'_i} \langle \Delta_f J_f M_f, \vec{k} \lambda | V | \Delta_i J_i M_i, 0 \rangle \\ &\quad \langle \Delta_i J_i M_i | \rho^A | \Delta_i J_i M'_i \rangle \langle \Delta_i J_i M'_i, 0 | V^+ | \Delta_f J_f M_f, \vec{k} \lambda' \rangle \end{aligned} \quad (4.5)$$

où  $|\Delta_i J_i M_i, 0\rangle$  est le produit de l'état de l'ion  $|\Delta_i J_i M_i\rangle$  et l'état du vide électromagnétique.

Du fait de la symétrie axiale du processus d'excitation collisionnelle et du choix de l'axe de quantification colinéaire à cet axe de symétrie, les ions excités sont

alors dans une superposition incohérente des états  $|\Delta_i J_i M_i\rangle$  ce qui implique que la matrice  $\rho^A$  est diagonale dans la base  $|\Delta_i J_i M_i\rangle$ . Par conséquent, l'élément de matrice  $\langle \Delta_i J_i M_i | \rho^A | \Delta_i J_i M_i \rangle$  représente la population  $N(\Delta_i J_i M_i)$  du sous-niveau magnétique  $|\Delta_i J_i M_i\rangle$  [7].

En introduisant la notation :

$$A_{fi}(\vec{k} \lambda) = \langle \Delta_f J_f M_f, \vec{k} \lambda | V | \Delta_i J_i M_i, 0 \rangle \quad (4.6)$$

qui représente la probabilité qu'un photon polarisé d'hélicité  $\lambda$  se propageant suivant  $\vec{k}$  soit émis pendant que l'ion subit la transition  $|\Delta_i J_i M_i\rangle \rightarrow |\Delta_f J_f M_f\rangle$ , l'équation (4.5) peut s'écrire comme :

$$\rho_{\lambda\lambda'}^{ph} = \sum_{M_f M_i} N(\Delta_i J_i M_i) A_{fi}(\vec{k} \lambda) A_{fi}^*(\vec{k} \lambda') \quad (4.7)$$

Comme l'axe de quantification est pris suivant la direction des électrons incidents (en vue de rendre plus simple le problème de collision), il faut effectuer une rotation permettant de passer du repère d'observation du photon défini par  $\vec{k}$  au repère défini par l'axe OZ. L'orientation de  $\vec{k}$  est spécifiée par l'angle polaire  $\theta$  et l'angle azimuthal  $\varphi$ . Si  $j$  dénote le moment angulaire du photon et  $m$  sa projection par rapport à l'axe de quantification, en utilisant l'élément de matrice de rotation [7]  $D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{k}) \equiv D_{\lambda m}^{(j)}(\varphi, \theta, 0) \equiv d_{\lambda m}^{(j)}(\theta) e^{im\varphi}$ , l'amplitude de probabilité définie dans la direction de quantification sera donnée par :

$$A_{fi}(\vec{k} \lambda) = \sum_{j m} \left( \frac{2j+1}{4\pi} \right)^{1/2} A(j) D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{k}) (-1)^m \langle \Delta_f J_f M_f | Q_{-m}^j | \Delta_i J_i M_i \rangle \quad (4.8)$$

où  $Q_{-m}^j$  indique l'opérateur moment multipolaire électrique ou magnétique de l'ion et  $A(j)$  est un facteur multiplicatif dépendant du type de la radiation, qui se simplifie lors du calcul de la polarisation.

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart [10], l'élément de matrice de  $Q_{-m}^j$  dans l'équation (4.8) s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle \Delta_f J_f M_f | Q_{-m}^j | \Delta_i J_i M_i \rangle &= (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \\ &\times \langle \Delta_f J_f || Q^j || \Delta_i J_i \rangle \end{aligned} \quad (4.9)$$

où  $\begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix}$  désigne un symbole  $3j$  et  $\langle \Delta_f J_f || Q^j || \Delta_i J_i \rangle$  est un élément de matrice réduit.

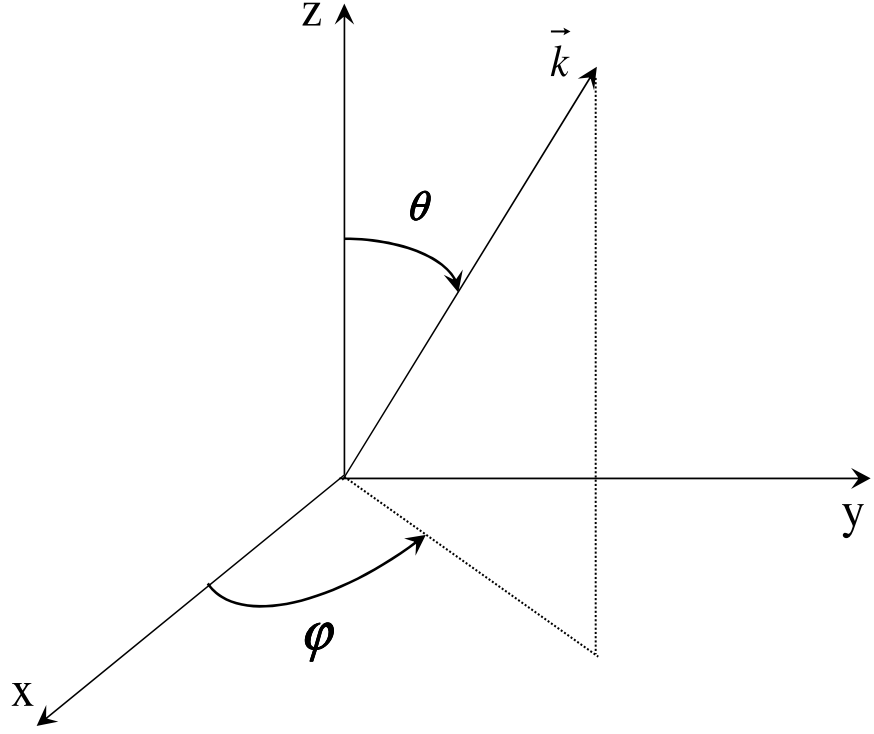


FIGURE 4.2 – Géométrie de la détection du rayonnement de désexcitation des ions [10].

Le système d'équations (4.8), (4.9) injecté successivement dans (4.7) permet d'écrire :

$$\begin{aligned}
\rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= \sum_{M_i M_f} N(\Delta_i J_i M_i) \sum_{j j' m m'} D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{k}) D_{\lambda' m'}^{(j')*}(\hat{k}) (-1)^{m+m'} A(j) A^*(j') \\
&\times \langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle \langle \Delta_f J_f \parallel Q^{j'} \parallel \Delta_i J_i \rangle^* \\
&\times (-1)^{2J_f - 2M_f} \begin{pmatrix} j_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & j' & J_i \\ -M_f & -m' & M_i \end{pmatrix} \quad (4.10)
\end{aligned}$$

On peut noter que  $\rho_{\lambda\lambda'}^{ph}$  est nul si  $m \neq m'$  compte tenu des règles de sélection sur les deux symboles  $3j$ . On peut appliquer dans (4.10) la relation de composition des matrices de rotation qui s'écrit comme [17] :

$$\begin{aligned}
D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{k}) D_{\lambda' m'}^{(j')*}(\hat{k}) &= (-1)^{\lambda' - m} \sum_{J M M'} (2J + 1) \begin{pmatrix} j & j' & J \\ \lambda & -\lambda' & M' \end{pmatrix} \\
&\times \begin{pmatrix} j & j' & J \\ m & -m & M \end{pmatrix} D_{M' M}^{(J)*}(\hat{k}) \quad (4.11)
\end{aligned}$$

Si on considère le symbole  $3j \begin{pmatrix} j & j' & J \\ m & -m & M \end{pmatrix}$  présent dans l'équation (4.11), les éléments de la matrice de densité de polarisation des photons s'annulent si le nombre quantique  $M$  est non nul, ce qui était d'ailleurs prévisible du fait de la symétrie axiale [7, 18]. En effet, les états excités étant axialement symétriques par rapport à la direction du champ magnétique, le rayonnement émis doit être axialement symétrique par rapport à cette direction et donc  $\rho_{\lambda\lambda'}^{ph}$  ne doit pas dépendre de l'angle azimuthal  $\varphi$ , celui-ci étant contenu dans le coefficient  $e^{iM\varphi}$  puisque  $D_{M'M}^{(J)}(\hat{K}) = d_{M'M}^{(J)}(\theta)e^{iM\varphi}$ .

En utilisant la relation fondamentale des symboles  $6j$  en fonction des  $3j$  [17] :

$$\begin{aligned} & \sum_{M_f m} \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & j' & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j & j' & J \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \\ & \times (-1)^{-m+2J_f-2M_f} = (-1)^{j'-j+2J_i-J_f-M_i} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j' \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (4.12)$$

on obtient l'expression de  $\rho_{\lambda\lambda'}^{ph}$  suivante :

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) \sum_{j j' J M'} (-1)^{\lambda'} (2J+1) \begin{pmatrix} j & j' & J \\ \lambda & -\lambda' & M' \end{pmatrix} (-1)^{-M_i+J-J_f} \\ & \times \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j' \end{matrix} \right\} D_{M'0}^{(J)*}(\hat{k}) A(j) A^*(j') \\ & \times \langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle \langle \Delta_f J_f \parallel Q^{j'} \parallel \Delta_i J_i \rangle^* \end{aligned} \quad (4.13)$$

Il n'est pas inutile de remarquer que :

$$\sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} = 0 \quad (4.14)$$

quel que soit  $J$  impair en raison des propriétés de symétrie des symboles  $3j$  et en tenant compte du fait que les états excités  $N(\Delta_i J_i M_i)$  et  $N(\Delta_i J_i -M_i)$  sont également peuplés. Seul donc subsistent au niveau de la sommation sur  $J$  dans  $\rho_{\lambda\lambda'}^{ph}$ , les termes avec  $J$  pair. De plus comme on s'intéresse à des transitions dipolaires et quadrupolaires pures la sommation dans (4.13) sur  $j$  et  $j'$  se réduit à  $\delta_{jj'}$ . Souvent si le rayonnement provient d'une transition permise par dipôle électrique, on ne retiendra que celui-ci : le quadrupôle magnétique, s'il est aussi permis par les règles de sélections, est négligeable. De même, si le rayonnement émerge d'une transition permise par quadrupôle électrique et par dipôle magnétique, on ne tient compte que

du dipôle magnétique [18]. La dépendance angulaire des éléments  $\rho_{\lambda\lambda'}^{ph}$  est donnée par les harmoniques sphériques puisque :

$$D_{M'0}^{(J)*}(\varphi, \theta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_J^{-M'}(\theta) \quad (4.15)$$

On obtient finalement comme expression pour les éléments de la matrice densité de polarisation des photons à une constante multiplicative près :

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= (-1)^{\lambda'} |\langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{-M_i+2J_i-J_f} \\ &\times \sum_{J \text{ pair}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ \lambda & -\lambda' & M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{Bmatrix} \sqrt{2J+1} Y_J^{-M'}(\theta) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Sachant que [17] :

$$\begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j & j & J \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

$J$  devant être pair, on a  $\rho_{11}^{ph} = \rho_{-1-1}^{ph}$ . Donc les probabilités de trouver un photon du rayonnement détecté dans les états d'hélicité  $\lambda = 1$  et  $\lambda = -1$  respectivement sont égales [18]. L'expression de  $\rho_{11}^{ph}$  est :

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{ph} &= - |\langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f-M_i} \sum_{J \text{ pair}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{Bmatrix} \sqrt{2J+1} Y_J^0(\theta) \end{aligned} \quad (4.18)$$

De même sachant que [17] :

$$\begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j & j & J \\ -1 & -1 & 2 \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

$J$  étant pair et  $Y_J^2(\theta, 0) = Y_J^{-2}(\theta, 0)$ , on a  $\rho_{1-1}^{ph} = \rho_{-11}^{ph}$ . L'expression de  $\rho_{1-1}^{ph}$  est :

$$\begin{aligned} \rho_{1-1}^{ph} &= - |\langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f-M_i} \sum_{J \text{ pair}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{Bmatrix} \sqrt{2J+1} Y_J^2(\theta, 0) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Afin de décrire l'état de polarisation du photon, il est plus commode d'expliciter la matrice densité en fonction des paramètres de Stokes [10, 18, 19] :

$$\rho^{ph} = \frac{I}{2} \begin{pmatrix} 1 + \eta_2 & -\eta_3 + i\eta_1 \\ -\eta_3 - i\eta_1 & 1 - \eta_2 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$



où  $I$  est l'intensité totale du faisceau de photons, elle est reliée à la somme des éléments diagonaux de  $\rho^{ph}$  par la condition de normalisation :

$$I = \text{Tr } \rho^{ph} = \langle 1 | \rho^{ph} | 1 \rangle + \langle -1 | \rho^{ph} | -1 \rangle \quad (4.22)$$

Considérons un repère XYZ avec l'axe Z colinéaire à  $\vec{k}$  et les axes X et Y, arbitraires, perpendiculaires à  $\vec{k}$ . Le vecteur de polarisation du rayonnement émis est situé sur le plan XY. Désignons par  $I(\alpha)$  l'intensité transmise par un polariseur dont l'axe de transmission est orienté suivant un angle  $\alpha$  par rapport à l'axe X. Alors  $\eta_3$  représente la polarisation linéaire suivant les axes X et Y [19] :

$$\eta_3 = \frac{I(0^\circ) - I(90^\circ)}{I} \quad (4.23)$$

et  $\eta_1$  représente la polarisation linéaire suivant les directions formant un angle de  $45^\circ$  avec les axes X et Y respectivement :

$$\eta_1 = \frac{I(45^\circ) - I(135^\circ)}{I} \quad (4.24)$$

$\eta_2$  est le degré de polarisation circulaire :

$$\eta_2 = \frac{I_+ - I_-}{I} \quad (4.25)$$

où  $I_+$  et  $I_-$  sont les intensités de rayonnement transmises par des filtres qui ne transmettent que les rayonnements polarisés circulairement droite et gauche.

Le degré de polarisation  $P$  du rayonnement émis est défini par [19] :

$$P = \sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2} \quad (4.26)$$

Pour un faisceau de photons non polarisé, les trois paramètres de Stokes  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  et  $\eta_3$  sont nuls et  $P = 0$ ; la matrice densité correspondante prend la forme suivante :

$$\rho^{ph} = \frac{I}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

et si le faisceau de photon émis est tel que  $P = 1$ , on dit qu'il est dans un état pur de polarisation [18].

On peut maintenant déduire les relations entre les paramètres de Stokes et les éléments de la matrice densité

$$\rho^{ph} = \begin{pmatrix} \rho_{11}^{ph} & \rho_{1-1}^{ph} \\ \rho_{-11}^{ph} & \rho_{-1-1}^{ph} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

Par identification à (4.21), on a :

$$I\eta_2 = \rho_{11}^{ph} - \rho_{-1-1}^{ph} = 0 \quad (4.29)$$

donc  $\eta_2 = 0$ , ce qui signifie que le degré de polarisation circulaire est nul, c'est à dire le rayonnement émis est composé de photons dans les deux états d'hélicité avec une intensité égale. D'autre part,

$$I\eta_1 = -i (\rho_{1-1}^{ph} - \rho_{-11}^{ph}) = 0 \quad (4.30)$$

le paramètre  $\eta_1$  est donc nul. Il ne subsiste que

$$I\eta_3 = -\rho_{1-1}^{ph} - \rho_{-11}^{ph} = -2\rho_{1-1}^{ph} \quad (4.31)$$

soit

$$\eta_3 = -\frac{\rho_{1-1}^{ph}}{\rho_{11}^{ph}} \quad (4.32)$$

L'intensité de la radiation émise suivant l'angle  $\theta$  est alors donnée, à un facteur multiplicatif près, par :

$$\begin{aligned} I(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) &= |\langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f - M_i} \\ &\times \sum_{J_{\text{pair}}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} \sqrt{2J+1} Y_J^0(\theta) \end{aligned} \quad (4.33)$$

En substituant (4.18) et (4.20) dans (4.32), le degré de polarisation de la radiation émise s'exprime en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques supérieurs par :

$$P(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) = \eta_3 = \frac{A}{B} \quad (4.34)$$

avec :

$$\begin{aligned} A &= \sum_{M_i, J_{\text{pair}} \geq 2} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f - M_i} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \\ &\times \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} \sqrt{2J+1} Y_J^2(\theta, 0) \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} B &= \sum_{M_i, J_{\text{pair}}} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{1+J_f - M_i} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \\ &\times \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} \sqrt{2J+1} Y_J^0(\theta) \end{aligned}$$

où  $\theta$ , rappelons le, est l'angle entre la direction de l'émission radiative et l'axe de quantification qui est, soit la direction des électrons si on est en présence de faisceaux directs, soit la direction du champ magnétique si on a une distribution angulaire d'électrons admettant cette direction comme axe de symétrie.

La polarisation du rayonnement émis n'existe que dans la mesure où il y a une déviation au peuplement statistique des sous-niveaux Zeeman. Si le moment angulaire  $J_i$  du niveau supérieur est nul alors  $P = 0$  : quel que soit le rayonnement émis d'un niveau de moment angulaire nul, celui-ci sera non polarisé.

## 4.2.2 Degré de polarisation linéaire des raies

### 4.2.2.1 Cas des transitions dipolaires (E1 et M1)

Le degré de polarisation des raies associées à des transitions dipolaires électriques ou magnétiques s'obtient à partir de (4.34) en y mettant  $j = 1$  et en remplaçant les expressions explicites des harmoniques sphériques et les valeurs de symboles  $3j$  :

$$P(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) = \pm \frac{A'}{B'} \quad (4.35)$$

avec :

$$A' = \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f - M_i} \begin{pmatrix} 2 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{Bmatrix} \frac{\sqrt{15}}{2\sqrt{2}} \sin^2 \theta$$

et

$$B' = N(\Delta_i J_i) \frac{(-1)^{2J_i}}{3(2J_i + 1)} - \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f - M_i} \begin{pmatrix} 2 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \times \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{Bmatrix} \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{6}} (3 \cos^2 \theta - 1)$$

Dans l'équation (4.35) le signe + s'applique pour les transitions E1, alors que le signe - s'applique pour les transitions M1.

Pour la transition  $J_i = 1 \rightarrow J_f = 0$ , le symbole  $6j \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{Bmatrix}$  vaut  $\frac{1}{3}$ .

Si  $J_f$  est non nul, on peut montrer que  $\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{Bmatrix}$  prend une valeur strictement inférieure à  $1/3$ . Il en résulte, en général, une diminution dans le degré de polarisation [7, 18]. Physiquement, on peut comprendre cela comme suit.

Si  $J_f$  est nul, tous les ions finissent dans le même état  $| J_f = 0 M_f = 0 \rangle$ . Si par contre,  $J_f$  est non nul, les ions concernés se désexcitent dans des états différents  $| J_f M_f = -J_f, \dots, +J_f \rangle$ . Une réduction du degré de polarisation en découle, qui est d'autant plus forte, en principe, que  $J_f$  est grand, du fait que la polarisation finale des ions n'est pas observée. Le coefficient  $\left\{ \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{array} \right\}$  représente donc un facteur de dépolarisation lié au fait que la polarisation finale des ions est inobservée [7, 18].

#### 4.2.2.2 Cas des transitions quadrupolaires (E2 et M2)

De la même manière, le degré de polarisation pour des transitions quadrupolaires électriques ou magnétiques s'obtient à partir de (4.34) en y mettant  $j = 2$  :

$$P(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) = \pm \frac{A'' + B''}{C} \quad (4.36)$$

avec :

$$A'' = -\frac{3\sqrt{5}}{2\sqrt{14}} \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{array} \right\} \sin^2 \theta \sum_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \left( \begin{array}{ccc} 2 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{array} \right) N(\Delta_i J_i M_i)$$

$$B'' = \frac{3\sqrt{5}}{2\sqrt{14}} \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & 4 \\ J_i & J_i & J_f \end{array} \right\} \sin^2 \theta (7 \cos^2 \theta - 1) \\ \times \sum_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \left( \begin{array}{ccc} 4 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{array} \right) N(\Delta_i J_i M_i)$$

et

$$C = N(\Delta_i J_i) \frac{(-1)^{2J_i}}{5(2J_i + 1)} - \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{14}} \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{array} \right\} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ \times \sum_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \left( \begin{array}{ccc} 2 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{array} \right) N(\Delta_i J_i M_i) \\ - \frac{3}{2\sqrt{5} \times 14} \left\{ \begin{array}{ccc} 2 & 2 & 4 \\ J_i & J_i & J_f \end{array} \right\} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \\ \times \sum_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \left( \begin{array}{ccc} 4 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{array} \right) N(\Delta_i J_i M_i)$$

Dans l'équation (4.36) le signe (+) s'applique pour les transitions E2, alors que le signe (-) s'applique pour les transitions M2.

### 4.3 Distribution angulaire du rayonnement multipolaire de raies

L'intensité d'une raie spectrale due à la transition d'un niveau supérieur  $j$  vers un niveau inférieur  $i$  dans un atome (ou ion)  $X$  est donnée par la relation suivante :

$$I(j \rightarrow i) = N_j A(j \rightarrow i) h\nu \quad (4.37)$$

où  $N_j$  désigne la densité des atomes  $X$  dans le niveau supérieur  $j$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ),  $A(i \rightarrow j)$  est la probabilité de transition radiative spontanée de  $j$  vers  $i$  (en  $\text{s}^{-1}$ ) et  $h\nu$  est l'énergie du photon émis lors de la transition (en eV). Mentionnons que l'équation précédente est valable dans le cas où le plasma est optiquement mince, ce qui signifie que le transfert radiatif est négligeable.

L'étude des raies X émises par un plasma chaud présente un grand intérêt non seulement parce que de tels types de rayonnement contribuent appréciablement aux pertes d'énergie du plasma, mais aussi parce que leurs intensités et profils peuvent être utilisés en vue de diagnostiquer l'état du plasma. Bien que les probabilités de transition radiative permise (dipolaire électrique) soient considérablement plus grandes que les probabilités de transition radiative interdite (dipolaires magnétiques, quadrupolaires électriques et magnétiques), les raies correspondantes à ces différents types de transitions peuvent avoir des intensités tout à fait comparables, surtout pour les plasmas de faibles densités où le dépeuplement des niveaux excités s'effectue essentiellement par déclin radiatif spontané. Les raies interdites ont d'autant plus d'importance que les ions émissifs considérées sont hautement chargés puisque les probabilités de transitions croissent comme  $Z^{10}$  pour les dipôles magnétiques,  $Z^8$  pour les quadrupôles magnétiques et seulement comme  $Z^4$  pour les dipôles électriques [20].

La distribution angulaire de la radiation émise lors d'une transition  $\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f$  permise par un seul multipôle  $\pi j$  ( $\pi \equiv \text{E}$  ou  $\text{M}$ ) suivant un angle d'observation  $\theta$  par rapport à l'axe de quantification s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} I(\theta) &= \rho_{11}^{ph}(\theta) + \rho_{-1-1}^{ph}(\theta) \\ &= 2\rho_{11}^{ph}(\theta) \\ &= 2(2J_i + 1) \sum_{K \text{ pair}} \sqrt{2K + 1} Y_K^0(\theta, 0) \sum_{M_i} N_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \begin{pmatrix} K & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \\ &\quad \times (2j + 1) \begin{pmatrix} K & j & j \\ 0 & 1 & -1 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} K & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} A_\pi(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f) \end{aligned} \quad (4.38)$$

$\rho_{11}^{ph}(\theta)$  représentent les éléments diagonaux de la matrice densité de polarisation de photons, suivant l'angle d'observation  $\theta$ , dans l'état d'hélicité  $\lambda = 1$ ,  $Y_K^0(\theta, 0)$  sont les harmoniques sphériques,  $N_{M_i}$  est la population du sous-niveau  $M_i$  et  $A_\pi$  représente la probabilité de transition radiative du niveau  $\Delta_i J_i$  vers le niveau  $\Delta_f J_f$ .

※ Pour une distribution dipolaire où  $j=1$ , on aura

$$I(\theta) = -A_{\pi 1} \sum_{M_i} N_{M_i} + 5(2J_i + 1) P_2(\cos \theta) \sum_{M_i} N_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \times \begin{pmatrix} 2 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{3}{10}} \begin{Bmatrix} 2 & J_i & J_i \\ J_f & 1 & 1 \end{Bmatrix} A_{\pi 1} \quad (4.39)$$

avec  $P_2(\cos \theta)$  est le polynôme de Legendre d'ordre 2.

Comme les symboles  $6j$  et  $3j$  sont respectivement reliés aux coefficients de Racah et aux coefficients de Clebsch-Gordan, l'équation (4.39) peut s'écrire sous la forme :

$$I(\theta) = \sum_{M_i} N_{M_i} - \sqrt{\frac{15}{2}} (-1)^{J_f - M_i} \sqrt{2J_i + 1} P_2(\cos \theta) \times W(1 \ 1 \ J_i \ J_i; 2J_f) \sum_{M_i} N_{M_i} C_0^2 \begin{matrix} J_i & J_i \\ M_i & M_i \end{matrix} \quad (4.40)$$

où  $W(1 \ 1 \ J_i \ J_i; 2J_f)$  sont les coefficients de Racah et  $C_0^2 \begin{matrix} J_i & J_i \\ M_i & M_i \end{matrix}$  sont les coefficients de Clebsch-Gordan. En écrivant l'équation (4.40), le facteur multiplicatif  $-A_{\pi 1}$  dans le membre de droite de l'équation (4.39) a été supprimé. Ceci car, comme il sera vu plus tard,  $I(\theta)$  est normalisé de telle sorte que sa moyenne angulaire correspond à la population du niveau supérieur de la raie.

※ Pour une distribution quadrupolaire où  $j=2$ , on obtient

$$I(\theta) = -A_{\pi 2} \sum_{M_i} N_{M_i} + 5(2J_i + 1) P_2(\cos \theta) \sum_{M_i} N_{M_i} (-1)^{J_f - M_i} \times \begin{pmatrix} 2 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{5}{14}} \begin{Bmatrix} 2 & J_i & J_i \\ J_f & 2 & 2 \end{Bmatrix} A_{\pi 2} + 9(2J_i + 1) P_4(\cos \theta) \times \sum_{M_i} N_{M_i} \begin{pmatrix} 4 & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \frac{2}{3} \sqrt{\frac{10}{7}} \begin{Bmatrix} 4 & J_i & J_i \\ J_f & 2 & 2 \end{Bmatrix} A_{\pi 2} \quad (4.41)$$

Cette équation s'écrit en terme de coefficients de Racah et coefficients de Clebsch-Gordan de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
I(\theta) &= \sum_{M_i} N_{M_i} - \sqrt{\frac{5}{14}} (-1)^{J_f - J_i} \sqrt{2J_i + 1} \\
&\quad \times \sum_{M_i} N_{M_i} 5 P_2(\cos \theta) W(2 \ 2 \ J_i \ J_i; 2J_f) C_0^2 \begin{smallmatrix} J_i & J_i \\ M_i & M_i \end{smallmatrix} \\
&\quad + \sum_{M_i} N_{M_i} 12 P_4(\cos \theta) W(2 \ 2 \ J_i \ J_i; 4J_f) C_0^4 \begin{smallmatrix} J_i & J_i \\ M_i & M_i \end{smallmatrix} \quad (4.42)
\end{aligned}$$

Pour les trois raies  $w$ ,  $y$  et  $z$ , qui sont de type dipolaire et correspondent à la transition  $J_i = 1 \rightarrow J_i = 0$ , la distribution angulaire s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned}
I(\theta) &= (N_0 + 2N_1) - \sqrt{\frac{15}{2}} (-1) \sqrt{3} P_2(\cos \theta) W(1 \ 1 \ 1 \ 1; 20) \\
&\quad \times \sum_{M_i} N_{M_i} C_0^2 \begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ M_i & M_i \end{smallmatrix} \quad (4.43)
\end{aligned}$$

D'après [17], on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} W(1 \ 1 \ 1 \ 1; 20) = \frac{1}{3} \\ \text{et} \\ \sum_{M_i} N_{M_i} C_0^2 \begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ M_i & M_i \end{smallmatrix} = N_0 C_0^2 \begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix} + 2N_1 C_0^2 \begin{smallmatrix} 1 & 1 \\ 0 & 0 \end{smallmatrix} = \sqrt{\frac{2}{5}} (N_1 - N_0) \end{array} \right.$$

L'équation (4.43) se réduit alors à :

$$I(\theta) = (N_0 + 2N_1) + (N_1 - N_0) P_2(\cos \theta) \quad (4.44)$$

avec  $P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1)$ . La valeur moyenne de cette distribution angulaire s'écrit comme suit :

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi I(\theta) \sin \theta \, d\theta = \frac{1}{2} (N_0 + 2N_1) \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta = N_0 + 2N_1 \quad (4.45)$$

sachant que  $\int_0^\pi P_2(\cos \theta) \sin \theta \, d\theta = 0$ . En insérant l'équation (4.45) dans l'équation (4.44) on obtient :

$$\frac{I(\theta)}{\langle I \rangle} = 1 + \frac{N_1 - N_0}{N_0 + 2N_1} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \quad (4.46)$$

Il serait commode de faire intervenir le degré de polarisation de la raie en question. Dans le cas de la raie  $w$  qui est de type dipolaire électrique (E1), son degré de polarisation à  $90^\circ$  est donné par :

$$P_w = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} \quad (4.47)$$

En substituant cette dernière équation dans l'équation (4.46), il vient :

$$\frac{I_w(\theta)}{\langle I_w \rangle} = \frac{1 - P_w \cos^2 \theta}{1 - \frac{P_w}{3}} \quad (4.48)$$

De la même manière, on obtient pour la raie  $y$  qui est aussi une raie dipolaire électrique :

$$\frac{I_y(\theta)}{\langle I_y \rangle} = \frac{1 - P_y \cos^2 \theta}{1 - \frac{P_y}{3}} \quad (4.49)$$

Dans le cas de la raie  $z$  qui est de type dipolaire magnétique (M1), son degré de polarisation à  $90^\circ$  est donné par :

$$P_z = \frac{N_1 - N_0}{N_0 + N_1} \quad (4.50)$$

L'équation (4.46) devient en fonction de  $P_z$  :

$$\frac{I_z(\theta)}{\langle I_z \rangle} = \frac{1 + P_z \cos^2 \theta}{1 + \frac{P_z}{3}} \quad (4.51)$$

Pour la raie  $x$ , qui est quadrupolaire de type magnétique i.e. (M2), et correspond à la transition  $J_i = 2 \rightarrow J_i = 0$ , la distribution angulaire s'écrit :

$$\begin{aligned} I_x(\theta) = & (N_0 + 2N_1 + 2N_2) - \sqrt{\frac{5}{14}} \sqrt{5} \sum_{M_i} N_{M_i} 5 P_2(\cos \theta) W(2 \ 2 \ 2 \ 2; 20) C_0^2 \ 2 \ 2 \ M_i \\ & - \sqrt{\frac{5}{14}} \sqrt{5} \sum_{M_i} N_{M_i} 12 P_4(\cos \theta) W(2 \ 2 \ 2 \ 2; 40) C_0^4 \ 2 \ 2 \ M_i \end{aligned} \quad (4.52)$$

$$\text{D'après [17], on a : } \left\{ \begin{array}{l} W(2 \ 2 \ 2 \ 2; 20) = W(2 \ 2 \ 2 \ 2; 40) = \frac{1}{5} \\ P_4(\cos \theta) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \\ \sum_{M_i} N_{M_i} C_0^2 \ 2 \ 2 \ M_i = \sqrt{\frac{2}{7}} (2N_2 - N_1 - N_0) \\ \sum_{M_i} N_{M_i} C_0^4 \ 2 \ 2 \ M_i = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{7}} (N_2 - 4N_1 + 3N_0) \end{array} \right.$$

L'équation (4.52) devient alors :

$$\begin{aligned} I_x(\theta) = & (N_0 + 2N_1 + 2N_2) - \frac{5}{14}(3 \cos^2 \theta - 1)(2N_2 - N_1 - N_0) \\ & + \frac{5}{70}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3)(N_2 - 4N_1 + 3N_0) \end{aligned} \quad (4.53)$$

De la même manière qu'on l'a démontré précédemment pour la raie  $w$ , dans le cas de la raie  $x$  la distribution moyenne  $\langle I_x \rangle$  est égale à  $\langle I_x \rangle = N_0 + 2N_1 + 2N_2$ . Après avoir effectué toute l'algèbre nécessaire, le rapport de la distribution angulaire sur la distribution moyenne, pour la raie  $x$ , peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{I_x(\theta)}{\langle I_x \rangle} = \frac{5 [N_2(1 - \cos^4 \theta) + N_1(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + 3N_0 \cos^2 \theta(1 - \cos^2 \theta)]}{2(N_0 + 2N_1 + 2N_2)} \quad (4.54)$$



Pour des ions héliumoïdes de numéro atomique  $Z$  pas très élevé, on peut faire l'approximation suivante  $N_0 = \frac{1}{3}(4N_1 - N_2)$  [18]. L'équation (4.54) se simplifie alors à :

$$\frac{I_x(\theta)}{\langle I_x \rangle} = \frac{3}{2} \times \frac{(1 + \cos^2 \theta)N_1 + (1 - \cos^2 \theta)N_2}{2N_1 + N_2} \quad (4.55)$$

Le degré de polarisation de la raie  $x$  à  $90^\circ$  est donné par :

$$P_x = \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \quad (4.56)$$

l'équation (4.55) s'écrit en fonction de la manière suivante :

$$\frac{I_x(\theta)}{\langle I_x \rangle} = \frac{1 - P_x \cos^2 \theta}{1 - \frac{P_x}{3}} \quad (4.57)$$

avec

$$P_x(\theta) = -\frac{3N_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + N_1(1 - 4 \cos^2 \theta) \sin^2 \theta - N_2 \sin^4 \theta}{3N_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + N_1(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + N_2(1 + \cos^2 \theta) \sin^2 \theta}$$

Mentionnons que, contrairement aux raies dipolaires, l'intensité  $I_x(\theta)$  ne peut être explicitement connecté à  $P_x$ .

# Bibliographie

- [1] W. Kossel and C. Gerthsen, *prüfung von d-leuchien, das von einem nahezu parallelen elektronenbündel angeregt ist, auf polarisation*, Ann. Phys. Leipzig., **273**, 283 (1925).
- [2] H.W.B. Skinner and E.T.S. Appleyard, *On the excitation of polarised light by electron impact. II. mercury*, Proc. Roy. Soc. A., **117**, 224 (1927).
- [3] J.R. Oppenheimer, *On the quantum theory of the polarization of impact radiation*, Proc. Nat. Acad. Sci., **13**, 800 (1927).
- [4] J.R. Oppenheimer, *On the quantum theory of electronic impacts*, Phys. Rev., **32**, 361 (1928).
- [5] I.C. Percival and M.J. Seaton, *The polarization of atomic line radiation excited by electron impact*, Phil. Trans. Roy. Soc. A., **251**, 113 (1958).
- [6] U. Fano, *Description of states in quantum mechanics by density matrix and operator techniques*, Rev. Mod. Phys., **29**, 76 (1957).
- [7] M.K. Inal, *Thèse de Doctorat de 3ème cycle*, (Université de Paris-sud Orsay, 1984).
- [8] Proceedings of the second workshop (Eds. T. Fujimoto and P. Beiersdorfer) NIFS-PROC-37 (National Institute for Fusion Science, January 26-28, 1998, Kyoto Toki).
- [9] E.L. Degl'innocenti and M. Landolfi, *Polarization in spectral lines*, (Springer, New York 2005).
- [10] T. Fujimoto and A. Iwamae, *Plasma polarization spectroscopy*, (Springer, Berlin 2008).
- [11] E. Källne, E. Källne and A.K. Pradhan, *X-ray emission from He-like  $n=2$  charge states produced in tokamak plasmas*, Phys. Rev. A., **27**, 1476 (1983).
- [12] J.C. Kieffer, J.P. Matte, M. Chaker et al., *X-ray line polarization spectroscopy in laser-produced plasmas*, Phys. Rev. E., **48**, 4648 (1993).
- [13] B.J. Wargelin, *Thèse Ph.D*, (University of California USA, 1993).
- [14] E. Takács, E.S. Meyer, J.D. Gillaspay et al., *Polarization measurements on a magnetic quadrupole line in Ne-like barium*, Phys. Rev. A., **54**, 1342 (1996).
- [15] M.K. Inal, H.L. Zhang and D.H. Sampson, *Circular polarization of the FeXXV X-ray lines following excitation by longitudinally polarized electrons*, Phys. Rev. A., **46**, 2449 (1992).
- [16] M. Jacob and G.C. Wick, *On the general theory of collision for particles with spin*, Ann. Phys., **7**, 404 (1959).
- [17] A.R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, (Princeton University Press, Princeton 1957).

- [18] M.K. Inal and J. Dubau, *Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons : application to X-ray line polarisation*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **20**, 4221 (1987).
- [19] K. Blum, *Density Matrix Theory and applications*, (2<sup>ed</sup> Plenum, New York, 1996).
- [20] C.D. Lin, W.R. Johnson, and A. Dalgarno, *Radiative decays of the n=2 states of He-like ions*, Phys. Rev. A., **15**, 154 (1977).

# Chapitre 5

## Diagnostic en température des plasmas chauds non-Maxwelliens

### 5.1 Introduction

Les ions héliumoides (He-like) multichargés de numéro atomique  $6 \leq Z \leq 14$  sont très abondants dans des plasmas relativement chauds du fait de la stabilité de la structure en couche fermée de leur niveau fondamental  $1s^2\ ^1S_0$ , ce qui nécessite une quantité d'énergie relativement grande pour qu'ils soient ionisés ou même excités.

Les quatre principales raies en émission (domaine des rayons X :  $0.1 - 100\ \text{\AA}$ ) de ces ions sont les raies de résonance ( $w : 1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ), d'intercombinaison ( $x, y : 1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  respectivement) et interdite ( $z : 1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ). Toutes ces raies correspondent aux transitions de la couche  $n = 2$  vers la couche  $n = 1$  (niveau fondamental). Les règles de sélection ainsi que les définitions de ces différents types de raies sont explicitées dans le chapitre 3 (Tableau 3.1). Ces quatre raies sont depuis longtemps largement utilisées comme diagnostics de densité et de température électronique pour le soleil et ses éruptions et quelques fois pour les restes de Supernovae et le milieu interstellaire, i.e. pour les plasmas collisionnels. En effet, Gabriel & Jordan (1969, 1972 et 1973) [1, 2, 3] avaient montré que les rapports de leurs intensités définis ci-dessous sont sensibles à la densité électronique (rapport appelé  $R$ ) et à la température électronique (rapport appelé  $G$ ) :

$$R(n_e) = \frac{z}{(x + y)} \quad (5.1)$$

$$G(T_e) = \frac{z + (x + y)}{w} \quad (5.2)$$

Ces diagnostics ont l'avantage que les raies sont émises par un même ion, ce qui leur permet d'être indépendants de l'abondance des éléments, et par conséquent d'éliminer un paramètre libre lors des diagnostics.

Du point de vue observationnel, la séparation de ces quatre raies a été récemment rendu possible dans le cas des plasmas non solaires grâce aux satellites X (Chandra, XMM-Newton, Astro-E). Ces types de diagnostics pourront être utilisés non seulement pour les plasmas photoionisés (Pradhan (1985) [4], Liedahl (1999) [5], Porquet et Dubau (2000) [6], Ferouani et Inal (2009) [7]) mais également pour les plasmas collisionnels (Ness et *al.* (2001) [8], Ness et *al.* (2003) [9], Smith et *al.* (2009) [10]), et peuvent être utilisés pour les spectres des rayons X issus des plasmas de tokamak (Källne et *al.* (1983) [11], Keenan et *al.* (1989) [12]). Comme on peut les utiliser dans le cas des spectres obtenus à partir des machines Electron Beam Ion Trap (EBIT) (Beiersdorfer et *al.* (1999) [13], Silver *al.* (2000) [14], Wargelin et *al.* (2008) [15]).

La plupart des travaux antérieurs consacrés aux rapports d'intensité  $R$  et  $G$  ont été réalisés dans l'hypothèse d'un plasma émissif caractérisé par une distribution de vitesses des électrons libres Maxwellienne. Cette hypothèse n'est pas toujours valable, notamment dans les plasmas d'éruptions solaires [16] où des faisceaux anisotropes d'électrons sont accélérés à des énergies considérables.

Bedrane et *al.* (2009) [17] ont étudié théoriquement comment la présence dans un plasma chaud d'une petite fraction d'électrons directs et énergétiques peut influencer sur le rapport d'intensité  $R$  pour les ions héliumoides de néon  $\text{Ne}^{8+}$ . Cette étude a été effectuée pour différentes conditions du plasma caractérisées par la température  $T_e$  des électrons Maxwelliens qui varie dans l'intervalle  $2 - 5 \times 10^6$  K, et par l'énergie d'électrons monoénergétiques (beam)  $e_0$  et la fraction  $f$  des électrons directs qui varient dans les domaines  $0.95 - 4$  keV et  $0 - 10$  %, respectivement.

Dans ce travail, nous avons effectué des calculs élaborés du rapport d'intensité  $G$  pour l'ion héliumoïde  $\text{Ne}^{8+}$  dans une large gamme de température électronique variant de  $10^6$  à  $10^7$  K en appliquant un modèle collisionnel-radiatif qui inclut, à la fois, la composante (principale) des électrons thermiques Maxwelliens et isotropes et celle (minoritaire) des électrons suprathermiques monoénergétiques et directs

d'énergie  $e_0$  variant entre 1.5 et 25 keV. Nous avons pris en considération la polarisation et la distribution angulaire anisotrope des raies d'émission, induites par la composante des électrons suprathermiques dont la proportion est prise inférieure à 10%. Les calculs ont ainsi été effectués pour différents angles d'émission ( $\theta$ ) par rapport à la direction du faisceau d'électrons suprathermiques entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . Il faut mentionner que dans notre travail nous avons aussi inclus le processus de l'ionisation de couche interne des ions lithiunoïdes (Li-like)  $\text{Ne}^{7+}$  qui contribue à l'intensité de la seule raie interdite  $z$ . Pour cela, nous introduisons le paramètre  $\rho$  qui représente le rapport  $\text{Ne}^{7+}/\text{Ne}^{8+}$  des abondances relatives des ions lithiunoïdes sur les ions héliunoïdes qui sont très majoritairement dans leur état fondamental.

## 5.2 Éléments de théorie

### 5.2.1 Rapport d'intensité $G$

Comme il a été vu au chapitre précédent, le rayonnement émis par des ions qui ont été excités par suite de collisions avec des électrons dont la distribution de vitesses est axialement symétrique par rapport à un axe OZ est, en général, linéairement polarisé. Son intensité est spatialement anisotrope mais symétrique par rapport à ce même axe [18, 19]. Les intensités des raies dipolaires  $w$  et  $y$ , de type électrique (E1), et  $z$  de type magnétique (M1), correspondant toutes les trois à la transition  $J_i = 1 \rightarrow J_f = 0$ , qui sont émises suivant une direction définie par l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe de symétrie OZ, s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} I_w(\theta) &= \langle I_w \rangle \frac{1 - P_w \cos^2 \theta}{1 - P_w/3}, & I_y(\theta) &= \langle I_y \rangle \frac{1 - P_y \cos^2 \theta}{1 - P_y/3} \\ \text{et } I_z(\theta) &= \langle I_z \rangle \frac{1 + P_z \cos^2 \theta}{1 + P_z/3} \end{aligned} \quad (5.3)$$

où  $\langle I_{w,y,z} \rangle$  désigne la valeur moyennée sur  $4\pi$  (c-à-d  $\langle I \rangle = 1/2 \int_0^\pi I(\theta) \sin \theta d\theta$ ) [20] et  $P_w$ ,  $P_y$  et  $P_z$  représentent les degrés de polarisation des raies  $w$ ,  $y$  et  $z$ , respectivement, qui s'expriment en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques de leurs niveaux supérieurs par :

$$P_w = \frac{N_{0,w} - N_{1,w}}{N_{0,w} + N_{1,w}}, \quad P_y = \frac{N_{0,y} - N_{1,y}}{N_{0,y} + N_{1,y}} \quad \text{et} \quad P_z = \frac{N_{1,z} - N_{0,z}}{N_{1,z} + N_{0,z}} \quad (5.4)$$

Par ailleurs, pour la raie  $x$ , qui est de type quadrupolaire magnétique (M2) et correspond à la transition  $J_i = 2 \rightarrow J_f = 0$ , son intensité en fonction de  $\theta$  est donnée par [17, 18, 19] :

$$I_x(\theta) = \frac{5}{2} \langle I_x \rangle \left[ 3N_{0,x} \cos^2 \theta (1 - \cos^2 \theta) + N_{1,x} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + N_{2,x} (1 - \cos^4 \theta) \right] \times \left[ N_{0,x} + 2N_{1,x} + 2N_{2,x} \right]^{-1} \quad (5.5)$$

L'expression du rapport d'intensité :

$$G(\theta) = \frac{I_x(\theta) + I_y(\theta) + I_z(\theta)}{I_w(\theta)} \quad (5.6)$$

peut être établie en substituant les deux équations (5.3) et (5.5) dans l'équation (5.6). Pour estimer les effets d'anisotropie des raies d'émission, il serait approprié de comparer  $G(\theta)$ , par exemple à  $\theta = 90^\circ$  avec le rapport des intensités moyennées sur  $4\pi$  :

$$\langle G \rangle = \frac{\langle I_x \rangle + \langle I_y \rangle + \langle I_z \rangle}{\langle I_w \rangle} \quad (5.7)$$

Pour les ions de petit numéro atomique  $Z$  tels que  $\text{Ne}^{8+}$ , où des déviations au couplage  $LS$  jouent un rôle insignifiant dans l'excitation  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p 3P_1$ , les intensités des raies  $x$  et  $y$  ont une dépendance très similaire sur l'angle d'émission  $\theta$ , puisque, comme indiqué dans [17], les courbes donnant  $I_x(\theta)/\langle I_x \rangle$  et  $I_y(\theta)/\langle I_y \rangle$  en fonction de  $\theta$  sont très proches les unes aux autres. Mais, les intensités des raies  $(x, y)$  et  $z$  peuvent avoir une dépendance différente sur  $\theta$ , de sorte que le rapport  $G(\theta)$  ne peut pas être explicitement reliée à  $\langle G \rangle$ . Si l'on note pour chaque raie  $i$  ( $i = w, x, y$  ou  $z$ ), la probabilité de transition radiative par  $A_i$ , l'énergie de transition par  $\Delta E_i$  et la population totale du niveau supérieur par  $N_i$  ( $N_i = \sum_{M_j} N_{M_j,i}$ ), le rapport  $\langle G \rangle$  est donné par :

$$\langle G \rangle = \frac{N_x A_x \Delta E_x + N_y A_y \Delta E_y + N_z A_z \Delta E_z}{N_w A_w \Delta E_w} \quad (5.8)$$

## 5.2.2 Modèle de population des sous-niveaux magnétiques

Il est important de déterminer avec une bonne précision les populations théoriques des sous-niveaux magnétiques des différents niveaux excités de  $\text{Ne}^{+8}$ , afin de discuter de manière sûre le rapport d'intensité  $G$  des raies issues de ces niveaux.

Souvent, les niveaux de la couche  $n = 2$  peuvent être peuplés, en plus de l'excitation directe à partir du niveau fondamental  $1 1S_0$ , par cascades radiatives venant des niveaux supérieurs. Ces cascades qui résultent de l'excitation collisionnelle vers des

niveaux supérieurs suivie de désexcitation radiative, peuvent contribuer fortement à la population de certains niveaux  $n = 2$ .

Etant intéressé dans ce travail par un large domaine de température, nous avons donc calculé les populations des différents sous-niveaux magnétiques des configurations  $1s2s$  et  $1s2p$  de l'ion  $\text{Ne}^{+8}$  dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif qui inclut les 117 états associés aux configurations électroniques  $1s^2$ ,  $1s2l$ ,  $1s3l$  et  $1s4l$ . Il y a lieu de mentionner que l'inclusion des états  $1snl$  avec  $n \geq 5$  est attendu avoir un effet insignifiant. Ces populations s'obtiennent en résolvant un système d'équations d'équilibre statistique, dans lequel chaque équation qui entre implicitement dans l'équation (5.6) exprime la population d'un sous-niveau magnétique  $|\alpha_i J_i M_i\rangle$  donné de la configuration excitée  $n = 2$  de l'ion en fonction des populations des autres sous-niveaux qui font peupler ce même sous-niveau par des processus soit collisionnels ou radiatifs. Nous incluons également le processus de l'ionisation de couche interne  $1s$  des ions lithiomoïdes  $\text{Ne}^{7+}$ , qui contribue à l'intensité de la seule raie interdite  $z$ . Toutefois, les contributions des populations des niveaux excités grâce à des processus de recombinaison (radiative et diélectronique) à partir des ions hydrogénoïdes (H-like)  $\text{Ne}^{9+}$  n'ont pas été prises en compte dans cette étude.

Pour les sous-niveaux magnétiques supérieurs de la raie  $w$ , qui sont peuplés presque entièrement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental (directement et via des cascades radiatives), l'équation de taux régissant expressément leurs populations peut être écrite comme :

$$N_{M_j, w} A_w = N(1^1S_0) n_e C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_j) + \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \langle 1^1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^1P_1) \quad (5.9)$$

où  $C_e$  désigne le coefficient de taux d'excitation collisionnelle et  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j m \rangle$  représente le coefficient de Clebsch-Gordan. Le dernier terme dans le membre de droite de l'équation (5.9) traduit le peuplement des sous-niveaux magnétiques du niveau supérieur de la raie  $w$ , dû à des cascades à partir des sous-niveaux magnétiques  $\alpha_k J_k M_k$  d'énergies supérieures,  $\alpha_k$  désignant l'ensemble des nombres quantiques nécessaires pour décrire les états de la cible en plus du moment angulaire total  $J_k$  et sa projection  $M_k$  suivant l'axe OZ. On peut admettre que tous les niveaux cascadants déclinent radiativement vers des niveaux inférieurs essentiellement par des transitions dipolaires électriques (E1). La probabilité de transition E1 entre sous-niveaux magnétiques individuels peut être déduite à partir de celle entre niveaux,



auxquels appartiennent ces sous-niveaux à l'aide de l'expression suivante :

$$A(\alpha_k J_k M_k \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \langle J_j 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow \alpha_j J_j) \quad (5.10)$$

En écrivant le membre de gauche de l'équation (5.9), nous avons pris en compte le fait que la probabilité  $A$  à partir de n'importe quel sous-niveau magnétique  $\alpha_j J_j M_j$  vers un niveau inférieur  $\alpha_i J_i$  est indépendante de  $M_j$  et elle est égale à la probabilité de transition entre les deux niveaux, c'est à dire,

$$A(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i) = A(\alpha_j J_j \rightarrow \alpha_i J_i) \quad (5.11)$$

Pour les sous-niveaux magnétiques supérieurs de la raie  $x$ , l'excitation collisionnelle à partir du niveau  $2^3S_1$  peut apporter une contribution significative à leurs populations, et l'équation de taux peut être écrite comme suit :

$$\begin{aligned} & N_{M_j,x} [A_x + A(2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1)] \\ = & n_e \left[ N(1^1S_0) C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_2 M_j) + \sum_{M_i} N_{M_i,z} C_e(2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_2 M_j) \right] \\ + & \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \langle 2 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^3P_2) \end{aligned} \quad (5.12)$$

Une équation similaire à (5.12) s'applique à la population  $N_{M_j,y}$  des sous-niveaux magnétiques supérieurs de la raie  $y$  mais avec les remplacements  $x \rightarrow y$ ,  $2^3P_2 \rightarrow 2^3P_1$  et à l'intérieur du coefficient de Clebsch-Gordan  $2 \rightarrow 1$ . Cela permet d'écrire :

$$\begin{aligned} & N_{M_j,y} [A_y + A(2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1)] \\ = & n_e \left[ N(1^1S_0) C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 M_j) + \sum_{M_i} N_{M_i,z} C_e(2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_1 M_j) \right] \\ + & \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \langle 1 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^3P_1) \end{aligned} \quad (5.13)$$

On note que seules les transitions optiquement permises entre les sous-niveaux magnétiques de  $2^3S_1$  vers ceux de  $2^3P_{1,2}$  doivent être prise en considération, celles des transitions optiquement interdites (i.e.  $|M_i - M_j| \geq 2$  et pour le cas de  $2^3P_1$ ,  $M_i = M_j = 0$ ) sont négligeables [17].

Enfin, pour les sous-niveaux magnétiques supérieurs de la quatrième raie  $z$  intervenant dans  $G(\theta)$ , il peut être alors important d'inclure leur population par l'ionisation de couche interne du niveau fondamental des ions lithumoides  $Ne^{7+}$ , l'équation

de taux peut être écrite sous la forme :

$$\begin{aligned}
& N_{M_j,z} \left[ A_z + n_e \sum_{J=0,1,2} C_e(2^3S_1 M_j \rightarrow 2^3P_J) \right] \\
&= \frac{1}{3} n_e \left[ N(1^1S_0) C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1) + \rho C_{ii}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3S_1) \right] \\
&+ \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \langle 1 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^3S_1) \quad (5.14)
\end{aligned}$$

où  $\rho = \text{Ne}^{7+}/\text{Ne}^{8+}$  représente le rapport des abondances relatives des ions lithiu-moïdes (Li-like) sur les ions héliumoïdes (He-like) et  $C_{ii}$  désigne le coefficient de taux d'ionisation de couche interne des ions lithiu-moïdes à partir de leur niveau fon-da-mental vers le niveau  $2^3S_1$ . On note que le facteur  $1/3$  dans le côté droit de l'équation (5.14) vient du fait que les deux coefficients de taux  $C_e$  et  $C_{ii}$  ne dépendent pas d'un sous-niveau magnétique particulier  $M_j$  de  $2^3S_1$  [18, 21]. Pour les densités électro-niques considérées dans cette étude ( $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), il est tout à fait raisonnable de déterminer le rapport d'abondance  $\rho$  dans l'approximation d'équilibre coronal [1] par la relation

$$\rho = \frac{C_r}{C_i} \quad (5.15)$$

où  $C_r$  et  $C_i$  sont les coefficients de taux de recombinaison des ions He-like dans leur niveau fondamental et d'ionisation des ions Li-like également dans leur niveau fondamental, respectivement. Notez que le coefficient du taux  $C_r$  inclut à la fois la recombinaison radiative et la recombinaison diélectronique et le coefficient du taux  $C_i$  inclut à la fois l'ionisation directe ( $1s^2 2s \rightarrow 1s^2$  et  $1s^2 2s \rightarrow 1s 2s$ ) et l'autoionisation qui suit l'excitation de couche interne ( $1s^2 2s \rightarrow 1s 2s n l$ ).

Avant de passer à la section suivante, il serait important de mentionner que dans des conditions d'électrons isotropes, le rapport d'intensité  $G$  est prévu être insen-sible à la densité électronique  $n_e$  en dessous de la limite  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  considérée dans ce travail. Ceci vient du fait que la perte d'intensité dans la raie  $z$  en raison du trans-fert de population à partir du niveau  $2^3S_1$  vers les niveaux  $2^3P_{1,2}$  est entièrement compensée par l'intensité acquise dans les raies  $x$  et  $y$  [22].

### 5.2.3 Coefficients de taux d'excitation et d'ionisation

Comme mentionné auparavant, nous adoptons un modèle de distribution de vi-tesses des électrons constitué de deux composantes, l'une Maxwellienne isotrope et l'autre selon un faisceau monoénergétique dirigé le long de la direction OZ. Les deux composantes sont pondérées par les facteurs  $(1 - f)$  et  $f$ , respectivement, avec

$0 \leq f \leq 0.1$  représentant la fraction d'électrons de faisceau, i.e. la fraction de la densité électronique totale  $n_e$  impliquée dans la composante du faisceau. En plus de  $f$ , deux autres paramètres libres caractérisent le modèle de distribution, à savoir, la température  $T_e$  associé à la composante Maxwellienne et l'énergie cinétique  $e_0$  associée à la composante du faisceau d'électrons. Avec ce simple modèle à trois paramètres, nous essayons de fournir une limite supérieure des effets que pourraient produire des distributions réels d'énergie et angulaire d'une composante d'électrons rapides dans le plasma sur le rapport d'intensité  $G$ .

Pour chaque excitation collisionnelle, le coefficient de taux d'excitation  $C_e$  est déterminé à partir de la combinaison linéaire des deux coefficients de taux d'excitation  $C_{e,M}$  et  $C_{e,b}$  dus, respectivement, à la composante Maxwellienne d'électrons et celle du faisceau d'électrons

$$C_e(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = (1 - f) C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) + f C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \quad (5.16)$$

Le coefficient de taux d'excitation  $C_{e,M}$  exprimé en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ , est donné en fonction de la force de collision  $\langle \Omega \rangle$  moyennée sur  $4\pi$  (voir Chapitre 3), par :

$$C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle \exp\left(-\frac{\epsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\epsilon_j}{kT_e}\right) \quad (5.17)$$

Dans le cas de l'excitation à partir du niveau fondamental, le coefficient de taux  $C_{e,M}$  ne dépend pas du sous-niveau magnétique final  $M_j$  et est simplement donné par  $C_{e,M}(1^1S_0 \rightarrow \alpha_j J_j)$  divisé par le poids statistique  $(2J_j + 1)$ . En raison de la petite différence d'énergie entre les niveaux  $2^3S_1$  et  $2^3P_{1,2}$  ( $\sim 10$  eV pour le cas de  $\text{Ne}^{8+}$ ) par rapport aux valeurs  $kT_e$  considérées ici ( $\gtrsim 100$  eV), seule la partie haute énergie de la force collision  $\langle \Omega \rangle$  pour une transition optiquement permise  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_{J_j} M_j$  contribue de façon importante à l'intégrale de (5.17). En conséquence, le coefficient de taux  $C_{e,M}$  pour les transitions optiquement permises  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_{J_j} M_j$  peut être calculé à partir du coefficient de taux de niveau à niveau  $C_{e,M}(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{J_j})$  en utilisant la relation approchée :

$$C_{e,M}(2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_{J_j} M_j) \approx \langle J_j 1 M_j (M_i - M_j) | 1 M_i \rangle^2 C_{e,M}(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{J_j}) \quad (5.18)$$

Pour la composante du faisceau d'électrons monoénergétiques, le coefficient de taux d'excitation  $C_{e,b}$  (exprimé en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ), est lié à la force de collision  $\Omega$  correspondant aux électrons incidents le long de l'axe OZ (son expression explicite a été

rappelée dans Chapitre 3) par

$$C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{2.245 \times 10^{-9}}{\sqrt{e_0}} \times \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \quad (5.19)$$

où l'énergie  $e_0$  est exprimée en keV.

Mentionnons que  $C_{e,M}$  et  $C_{e,b}$  obéissent tous les deux à la relation de symétrie :

$$C_{e,K}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = C_{e,K}(\alpha_i J_i - M_i \rightarrow \alpha_j J_j - M_j) \quad (5.20)$$

où l'indice K correspond à "M" ou "b". Une équation similaire à celle (5.16) sera appliquée pour le calcul du coefficient de taux d'ionisation des couche interne figurant dans (5.14). Pour la partie Maxwellienne, le coefficient de taux d'ionisation (exprimé en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) peut être exprimé en fonction de la section efficace d'ionisation  $\sigma_{ii}$  (en  $\text{cm}^2$ ) par :

$$C_{ii,M}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1) = 2.116 \times 10^9 \int_{I/kT_e}^{\infty} \frac{\epsilon_i}{\sqrt{kT_e}} \sigma_{ii}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1) \times \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right) d\left(\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right) \quad (5.21)$$

où  $I = 1.143$  keV (pour le cas de l'ion  $\text{Ne}^{7+}$ ) désigne l'énergie d'ionisation.

Il reste maintenant à exprimer la partie concernant le faisceau d'électrons. Dans ce cas, le coefficient de taux d'ionisation (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) est lié à la section efficace  $\sigma_{ii}$  (en  $\text{cm}^2$ ) correspondant à l'énergie  $e_0$  (en keV) de l'électron incident par :

$$C_{ii,b}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1) = 1.876 \times 10^9 \sqrt{e_0} \sigma_{ii}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1) \quad (5.22)$$

### 5.3 Calcul des données atomiques

Afin de calculer le rapport d'intensité  $G$  pour les ions héliumoides du néon  $\text{Ne}^{8+}$ , il y a lieu de déterminer les populations des sous-niveaux magnétiques qui interviennent dans les équations (5.9), (5.12), (5.13) et (5.14). Pour cela on est amené à résoudre un système d'un grand nombre d'équations couplées qui font impliquer des transitions tant collisionnelles que radiatives entre différents sous-niveaux magnétiques de l'ion. On a besoin de connaître alors les coefficients de taux d'excitation collisionnelle ainsi que les taux d'émission radiative pour les diverses transitions impliquées. Nous procéderons à une comparaison de nos résultats avec ceux disponibles, obtenus par d'autres auteurs.

Il convient de mentionner que nous avons obtenu toutes les données atomiques de base telle que les probabilités de transition radiative, les forces de collisions par

impact d'électrons et les sections efficaces d'ionisation, en utilisant le code FAC (Flexible Atomic Code) développé par Gu [23] dans lequel l'excitation et l'ionisation collisionnelles sont traitées au moyen de l'approximation Distorted-Wave (DW).

### 5.3.1 Probabilités de transition radiative

Tous les niveaux issus des configurations  $1s^2$ ,  $1s2l$ ,  $1s3l$  et  $1s4l$  ont été inclus dans le système d'équations collisionnelles-radiatives permettant de calculer les populations relatives des sous-niveaux magnétiques  $M_j$  qui nous intéressent, à savoir ceux de  $2^1P_1$ ,  $2^3P_2$ ,  $2^3P_1$  et  $2^3S_1$ . Un ensemble de valeurs des probabilités de transition radiative est donné dans les tableaux (5.1) et (5.2). Nos valeurs sont désignées par (F.I.C). On peut remarquer des tableaux (5.1) et (5.2) que le niveau  $2^3S_1$  est bien métastable ; il possède la plus faible probabilité de transition radiative qui est inférieure par un facteur au moins égal à  $10^3$  par rapport aux probabilités des autres niveaux. On s'attend à ce que son dépeuplement s'effectue essentiellement par des désexcitations collisionnelles vers des niveaux supérieurs pour des densités d'électrons suffisamment élevées. Par ailleurs, le niveau  $2^3S_1$  est alimenté efficacement par cascades radiatives provenant des niveaux supérieurs de type triplet  $1snp$ . Il est bien connu que sa population est due en grande partie par cascades radiatives provenant de tels niveaux supérieurs.

On peut remarquer dans le tableau (5.1), la désexcitation radiative du niveau supérieur  $2^1P_1$  vers le niveau  $2^1S_0$  est très négligeable vis à vis de celle vers le fondamental  $1^1S_0$ . Le peuplement du niveau  $2^1S_0$  ne se fait que par excitation à partir du niveau fondamental. Son dépeuplement est dû essentiellement à la transition  $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$  qui est une transition strictement interdite par les règles de sélection, mais qui peut s'effectuer par émission de deux photons avec une probabilité égale à la valeur significative de  $1.00 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ . De ce même tableau, on peut voir que le niveau  $2^3P_0$  n'alimente que le niveau métastable  $2^3S_1$  étant donné que le rapport de branchement<sup>1</sup> associé à cette transition est de 1. Sur ce même tableau on peut remarquer aussi que le niveau  $2^3P_1$  se désexcite à 97% vers le fondamental et n'alimente qu'à 3% le niveau métastable. C'est un comportement complètement contraire à celui de  $2^3P_2$  qui a un rapport de branchement de 0.983 pour sa transition vers  $2^3S_1$  et de seulement 0.017 pour son déclin vers le fondamental.

---

1. Ils permettent de prendre en compte la proportion de la population d'un niveau excité qui va effectivement se désexciter vers le niveau donné. Par exemple pour la raie  $y$  (raie d'intercombinaison), le rapport de branchement est égale à  $\frac{A(^3P_1 \rightarrow ^1S_0)}{A(^3P_1 \rightarrow ^1S_0) + A(^3P_1 \rightarrow ^3S_1)}$

Des résultats similaires ont été rapportés par Chen et *al.* (basé sur le code Dirac R-matrix DRM) [24] ainsi que par Porquet et Dubau (basé sur le code SUPER-STRUCTURE) [6]. On peut constater de très légères différences entre les trois résultats. La plus grande différence qui existe entre les trois calculs ne dépasse pas les 8%, sauf pour la transition interdite  $2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$  où notre résultat est inférieur de  $\sim 13\%$  par rapport à celui calculé par Porquet et Dubau.

TABLE 5.1 – Probabilités de transition radiative  $A$  ( en  $s^{-1}$ ) et rapports de branchement RB pour les transitions à partir des niveaux  $1s2l$  et  $1s3l$  de  $Ne^{8+}$  impliquées dans le peuplement collisionnel-radiatif des niveaux supérieurs des raies  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Nos résultats sont désignés par (F.I.C) comparés à ceux obtenus par Chen et *al.*  $A$  (Ch) [24] et par Porquet et Dubau  $A$  (P.D) [6]. Notons que  $x[y]$  désigne  $= x \times 10^y$ .

Transition	F.I.C		Ch	P.D
	$A$	RB	$A$	$A$
$2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	9.778 [3]	1.00	9.81 [3]	1.10 [4]
$2^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	1.186 [8]	1.00	1.03 [8]	1.00 [8]
$2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	4.244 [9]	0.973	4.58 [9]	4.47 [9]
$2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	1.199 [8]	0.027	1.05 [8]	1.04 [8]
$2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	2.192 [6]	0.017	2.21 [6]	2.27 [6]
$2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	1.269 [8]	0.983	1.12 [8]	1.12 [8]
$2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$	9.101 [12]	1.00	9.17 [12]	9.19 [12]
$2^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$	3.082 [7]	-	-	-
$2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$	1.00 [7]	-	-	-
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$	5.864 [9]	0.111	-	6.08 [9]
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$	1.751 [10]	0.332	-	1.83 [10]
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$	2.936 [10]	0.557	-	3.08 [10]
$3^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	1.424 [11]	1.00	-	1.47 [11]
$3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	1.406 [9]	0.010	1.71 [9]	1.43 [9]
$3^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	1.423 [11]	0.990	1.45 [11]	1.46 [11]
$3^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	1.419 [11]	1.00	1.44 [11]	1.46 [11]
$3^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$	5.483 [10]	1.00	-	-
$3^3D_1 \rightarrow 2^3P_0$	2.407 [11]	0.556	2.44 [11]	2.43 [11]
$3^3D_1 \rightarrow 2^3P_1$	1.804 [11]	0.417	1.83 [11]	1.82 [11]
$3^3D_1 \rightarrow 2^3P_2$	1.201 [10]	0.028	1.22 [10]	1.21 [10]
$3^3D_2 \rightarrow 2^3P_1$	3.187 [11]	0.737	3.23 [11]	3.21 [11]
$3^3D_2 \rightarrow 2^3P_2$	1.052 [11]	0.243	1.07 [11]	1.06 [11]
$3^3D_2 \rightarrow 2^1P_1$	8.768 [9]	0.020	-	9.52 [9]
$3^3D_3 \rightarrow 2^3P_2$	4.329 [11]	1.00	4.39 [11]	4.37 [11]
$3^1D_2 \rightarrow 2^3P_1$	6.316 [9]	0.015	-	6.86 [9]
$3^1D_2 \rightarrow 2^3P_2$	2.923 [9]	0.007	-	3.15 [9]
$3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$	4.054 [11]	0.978	4.10 [11]	4.09 [11]
$3^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$	2.621 [12]	0.948	-	-
$3^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$	1.426 [11]	0.052	-	-

TABLE 5.2 – Même légende que pour le tableau 5.1 sauf qu'il s'agit de nos résultats pour les transitions radiatives partir des niveaux  $1s4l$  de  $\text{Ne}^{8+}$ .

Transition	$A$	RB	Transition	$A$	RB
$4^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$	1.69 [9]	0.057	$4^3F_2 \rightarrow 3^3D_2$	1.37 [10]	0.153
$4^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$	5.01 [9]	0.170	$4^3F_4 \rightarrow 3^3D_3$	9.02 [10]	1.00
$4^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$	8.38 [9]	0.285	$4^1F_3 \rightarrow 3^3D_2$	1.89 [10]	0.210
$4^3S_1 \rightarrow 3^3P_0$	1.59 [9]	0.054	$4^1F_3 \rightarrow 3^3D_3$	3.97 [9]	0.044
$4^3S_1 \rightarrow 3^3P_1$	4.76 [9]	0.162	$4^1F_3 \rightarrow 3^1D_2$	6.72 [10]	0.746
$4^3S_1 \rightarrow 3^3P_2$	7.98 [9]	0.271	$4^3D_1 \rightarrow 2^3P_0$	7.72 [10]	0.420
$4^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	5.64 [10]	0.734	$4^3D_1 \rightarrow 2^3P_1$	5.79 [10]	0.315
$4^3P_0 \rightarrow 3^3S_1$	1.77 [10]	0.230	$4^3D_1 \rightarrow 2^3P_2$	3.84 [9]	0.021
$4^3P_0 \rightarrow 3^3D_1$	2.70 [9]	0.035	$4^3D_1 \rightarrow 3^3P_0$	2.49 [10]	0.135
$4^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	6.39 [8]	négli	$4^3D_1 \rightarrow 3^3P_1$	1.87 [10]	0.102
$4^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	5.63 [10]	0.742	$4^3D_1 \rightarrow 3^3P_2$	1.25 [9]	0.007
$4^3P_1 \rightarrow 3^3S_1$	1.76 [10]	0.232	$4^3D_2 \rightarrow 2^3P_1$	1.03 [11]	0.568
$4^3P_1 \rightarrow 3^3D_2$	1.98 [9]	0.026	$4^3D_2 \rightarrow 3^3P_2$	3.41 [10]	0.188
$4^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	5.62 [10]	0.739	$4^3D_2 \rightarrow 3^3P_1$	3.33 [10]	0.184
$4^3P_2 \rightarrow 3^3S_1$	1.76 [10]	0.231	$4^3D_2 \rightarrow 3^3P_2$	1.10 [10]	0.061
$4^3P_2 \rightarrow 3^3D_3$	2.25 [9]	0.030	$4^3D_3 \rightarrow 2^3P_2$	1.39 [11]	0.756
$4^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$	2.92 [10]	0.648	$4^3D_3 \rightarrow 3^3P_2$	4.49 [10]	0.244
$4^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$	1.58 [10]	0.352	$4^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$	1.33 [11]	0.744
$4^3F_3 \rightarrow 3^3D_2$	6.16 [10]	0.683	$4^1D_2 \rightarrow 3^1P_1$	4.59 [10]	0.256
$4^3F_3 \rightarrow 3^3D_3$	6.05 [9]	0.067	$4^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$	1.12 [12]	0.926
$4^3F_3 \rightarrow 3^1D_2$	2.26 [10]	0.250	$4^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$	7.00 [10]	0.058
$4^3F_2 \rightarrow 3^3D_1$	7.58 [10]	0.847	$4^1P_1 \rightarrow 3^1S_0$	1.94 [10]	0.016



### 5.3.2 Coefficients de taux d'excitation et d'ionisation

Nous avons calculé les coefficients de taux Maxwellien  $C_{e,M}$  pour l'excitation des ions  $\text{Ne}^{8+}$  à partir du niveau fondamental  $1^1\text{S}_0$  vers tous les sous-niveaux magnétiques associés aux 31 niveaux excités issus des configurations  $1snl$  avec  $n = 2, 3$  et  $4$ , et à partir des sous-niveaux magnétiques du niveau métastable  $2^3\text{S}_1$  vers les sous-niveaux magnétiques appartenant à chacun des trois niveaux triplets  $2^3\text{P}_{0,1,2}$  pour plusieurs valeurs de température dans la gamme  $10^6 \text{ K} \leq T_e \leq 10^7 \text{ K}$ . Mentionnons que dans cet intervalle de température, l'état de charge héliumoïde du néon est relativement abondant. Nous avons également calculé les coefficients de taux d'excitation  $C_{e,b}$  pour ces mêmes transitions causées par le faisceau d'électrons monoénergétique en huit énergies dans la gamme  $1 \text{ keV} \leq e_0 \leq 25 \text{ keV}$ . La première énergie, à savoir  $1 \text{ keV}$ , correspond à une énergie juste au dessus du seuil d'excitation  $1s^2 \rightarrow 1s2l$ .

Dans les tableaux 5.3 et 5.4 nous présentons les résultats des coefficients  $C_{e,M}$  seulement pour les transitions entre niveaux étant donné que pour la composante isotrope Maxwellienne l'excitation à partir du niveau fondamental n'est pas du tout sélective par rapport aux sous-niveaux magnétiques. Les valeurs de  $C_{e,M}$  pour les transitions entre sous-niveaux peuvent être déduites directement à partir de celles entre niveaux en divisant par le poids statistique  $(2J_j + 1)$  du niveau final correspondant ( $1^1\text{S}_0 \rightarrow \alpha_j J_j M_j$ ). Afin d'effectuer une intégration numérique précise pour obtenir les valeurs de coefficient de taux  $C_{e,M}$ , les forces de collision (voir Annexe A) ont été calculées en un grand nombre d'énergies des électrons incidents allant du seuil à  $\sim 25$  fois le seuil pour les excitations à partir du niveau fondamental  $1^1\text{S}_0$  et de  $\sim 200$  fois le seuil pour les excitations à partir du niveau métastable  $2^3\text{S}_1$ . Dans les tableaux 5.3 et 5.4 on donne aussi les valeurs de  $C_{e,M}$  pour l'excitation  $1s^2 \rightarrow 1s2l$  en incluant les effets de résonances dus aux niveaux autoionisants intermédiaires  $1s3lnl'$  avec  $n \geq 3$ . La contribution des résonances a été évaluée par nos soins en interpolant les résultats obtenus par Zhang et Sampson [25]. Dans ces mêmes tableaux nous incluons aussi la contribution des cascades radiatives provenant des niveaux  $1s3l$  et  $1s4l$ .

TABLE 5.3 – Coefficients de taux d’excitation Maxwellien  $C_{e,M}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) pour les ions  $\text{Ne}^{8+}$  à partir du niveau fondamental  $1^1\text{S}_0$  vers les six niveaux  $1s2l$  pour quatre valeurs de la température dans l’intervalle  $1 - 4.5 \times 10^6$  K. Les lignes (a), (b) et (c), donnent les résultats pour l’excitation directe, l’excitation directe + la contribution de résonances, et la contribution des cascades radiatives provenant des niveaux  $1s3l$  et  $1s4l$ , respectivement. Nos résultats sont désignés par (F.I.C) comparés à ceux obtenus par Bedrane et *al.* [17] désignés par (B.I.F). Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

		$T_e$ ( $10^6$ K)					
		1	2		3	4.5	
		F.I.C	F.I.C	B.I.F	F.I.C	B.I.F	F.I.C
Niveau final : $2^3\text{S}_1$							
(a)	5.47[−16]	6.84[−14]	6.90[−14]	3.00[−13]	3.07[−13]	7.23[−13]	
(b)	7.67[−16]	9.13[−14]	9.19[−14]	3.85[−13]	3.92[−13]	8.89[−13]	
(c)	1.29[−16]	4.37[−14]	4.93[−14]	2.66[−13]	2.99[−13]	7.86[−13]	
Niveau final : $2^3\text{P}_0$							
(a)	2.87[−16]	3.70[−14]	4.03[−14]	1.63[−13]	1.72[−13]	3.87[−13]	
(b)	3.37[−16]	4.24[−14]	4.57[−14]	1.83[−13]	1.92[−13]	4.27[−13]	
(c)	6.31[−18]	2.19[−15]	2.33[−15]	1.35[−14]	1.43[−14]	4.02[−14]	
Niveau final : $2^3\text{P}_1$							
(a)	8.59[−16]	1.10[−13]	1.21[−13]	4.87[−13]	5.18[−13]	1.16[−12]	
(b)	1.01[−15]	1.26[−13]	1.37[−13]	5.48[−13]	5.79[−13]	1.28[−12]	
(c)	1.88[−17]	6.58[−15]	7.01[−15]	4.05[−14]	4.31[−14]	1.22[−13]	
Niveau final : $2^3\text{P}_2$							
(a)	1.42[−15]	1.83[−13]	2.02[−13]	8.06[−13]	8.60[−13]	1.92[−12]	
(b)	1.67[−15]	2.10[−13]	2.29[−13]	9.07[−13]	9.61[−13]	2.12[−12]	
(c)	3.17[−17]	1.10[−14]	1.18[−14]	6.78[−14]	7.22[−14]	2.03[−13]	
Niveau final : $2^1\text{S}_0$							
(a)	1.10[−15]	1.65[−13]	-	8.21[−13]	-	2.27[−12]	
(b)	1.18[−15]	1.73[−13]	-	8.52[−13]	-	2.33[−12]	
(c)	7.23[−18]	3.18[−15]	-	2.37[−14]	-	9.02[−14]	
Niveau final : $2^1\text{P}_1$							
(a)	3.33[−15]	5.68[−13]	-	3.08[−12]	-	9.43[−12]	
(b)	3.49[−15]	5.85[−13]	-	3.14[−12]	-	9.56[−12]	
(c)	4.89[−17]	1.93[−14]	-	1.34[−13]	-	4.73[−13]	

TABLE 5.4 – Même légende que pour le tableau 5.3, sauf pour des valeurs de la température dans l'intervalle  $5 - 10 \times 10^6$  K.

		$T_e$ ( $10^6$ K)				
		5		6.5	8	10
		F.I.C	B.I.F	F.I.C	F.I.C	F.I.C
Niveau final : $2^3S_1$						
(a)	8.45[-13]	8.63[-13]	1.12[-12]	1.29[-12]	1.39[-12]	
(b)	1.03[-12]	1.13[-12]	1.33[-12]	1.50[-12]	1.59[-12]	
(c)	9.57[-13]	1.00[-12]	1.38[-12]	1.67[-12]	1.89[-12]	
Niveau final : $2^3P_0$						
(a)	4.51[-13]	4.52[-13]	5.93[-13]	6.77[-13]	7.28[-13]	
(b)	4.96[-13]	4.95[-13]	6.44[-13]	7.29[-13]	7.77[-13]	
(c)	4.89[-14]	4.92[-14]	7.07[-14]	8.57[-14]	9.73[-14]	
Niveau final : $2^3P_1$						
(a)	1.35[-12]	1.35[-12]	1.78[-12]	2.03[-12]	2.19[-12]	
(b)	1.49[-12]	1.48[-12]	1.94[-12]	2.19[-12]	2.34[-12]	
(c)	1.48[-13]	1.48[-13]	2.16[-13]	2.63[-13]	3.00[-13]	
Niveau final : $2^3P_2$						
(a)	2.24[-12]	2.23[-12]	2.95[-12]	3.36[-12]	3.61[-12]	
(b)	2.46[-12]	2.44[-12]	3.20[-12]	3.62[-12]	3.86[-12]	
(c)	2.47[-13]	2.49[-13]	3.58[-13]	4.34[-13]	4.94[-13]	
Niveau final : $2^1S_0$						
(a)	2.76[-12]	-	4.07[-12]	5.10[-12]	6.10[-12]	
(b)	2.83[-12]	-	4.15[-12]	5.18[-12]	6.17[-12]	
(c)	1.18[-13]	-	2.05[-13]	2.88[-13]	3.90[-13]	
Niveau final : $2^1P_1$						
(a)	1.18[-11]	-	1.88[-11]	2.51[-11]	3.23[-11]	
(b)	1.19[-11]	-	1.90[-11]	2.53[-11]	3.24[-11]	
(c)	6.04[-13]	-	9.95[-13]	1.34[-12]	1.73[-12]	

Dans le tableau 5.5 nous présentons les résultats des coefficients  $C_{e,M}$  pour l'excitation à partir du niveau métastable  $2^3S_1$  et ses sous-niveaux magnétiques  $M_i$  vers les différents niveaux triplets  $2^3P_{0,1,2}$  et leurs sous-niveaux magnétiques  $M_j$ , et à partir du niveau  $2^1S_0$  vers les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  du niveau  $2^1P_1$ . Ces derniers résultats peuvent servir plus tard lorsqu'on considèrera des densités d'électrons supérieures à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Pour de telles excitations les contributions des résonances aux coefficients  $C_{e,M}$  ont été ignorées parce qu'elles sont faibles [25]. Dans ce tableau nous ne donnons pas les coefficients de taux d'excitation  $C_{e,M}(2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_0)$  pour  $M_i = 0$  et  $M_i = 1$  car chacun d'eux est égal au coefficient de taux d'excitation entre niveaux  $C_{e,M}(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0)$ .

Dans les tableaux 5.6 et 5.7 nous présentons les résultats des coefficients de taux d'excitation beam  $C_{e,b}$ , respectivement, pour l'excitation à partir du niveau fondamental vers tous les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  des niveaux  $1s2l$  et pour l'excitation à partir du niveau  $2^3S_1$  et ses sous-niveaux magnétiques  $M_i$  vers les différents niveaux triplets  $1s2p$  et leurs sous-niveaux magnétiques  $M_j$ , et à partir du niveau métastable  $2^1S_0$  vers les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  du niveau  $2^1P_1$ . Pour l'énergie cinétique  $e_0 = 1 \text{ keV}$ , les électrons du faisceau directif n'excitent que les niveaux  $1s2l$  à partir du fondamental  $1^1S_0$  et, par conséquent, aucune contribution des cascades provenant des niveaux supérieurs  $1snl$  avec  $n \geq 3$  n'interviendra dans les coefficients  $C_{e,b}$  (tableau 5.6).

Dans les tableaux 5.5 et 5.7 on peut voir que les coefficients de taux pour les transitions  $\Delta n = 0$  optiquement interdites entre les sous-niveaux magnétiques, à savoir :  $2^3S_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3P_1 M_j = 0$  et  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_{1,2} M_j$  avec  $|M_i - M_j| \geq 2$ , sont trois ordres de grandeur plus petits que ceux pour les transitions permises et peuvent être alors négligés dans les calculs collisionnels-radiatifs.

TABLE 5.5 – Coefficients de taux d'excitation Maxwellien  $C_{e,M}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) pour les ions  $\text{Ne}^{8+}$  à partir du niveau  $2^3\text{S}_1$  et ses sous-niveaux magnétiques  $M_i$  vers les différents niveaux triplets  $2^3\text{P}_{0,1,2}$  et leurs sous-niveaux magnétiques  $M_j$ , et à partir du niveau  $2^1\text{S}_0$  vers les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  du niveau  $2^1\text{P}_1$ , pour huit valeurs de la température  $T_e$ . Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Excitation	$T_e$ ( $10^6$ K)							
	1	2	3	4.5	5	6.5	8	10
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_0$	1.60[-9]	1.34[-9]	1.20[-9]	1.07[-9]	1.04[-9]	9.61[-10]	9.03[-10]	8.45[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 1$	2.40[-9]	2.02[-9]	1.80[-9]	1.60[-9]	1.55[-9]	1.44[-9]	1.35[-9]	1.26[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 0$	2.40[-9]	2.02[-9]	1.80[-9]	1.60[-9]	1.55[-9]	1.44[-9]	1.35[-9]	1.26[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 1$	2.40[-9]	2.02[-9]	1.80[-9]	1.60[-9]	1.55[-9]	1.44[-9]	1.35[-9]	1.26[-9]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_1$	4.81[-9]	4.04[-9]	3.61[-9]	3.21[-9]	3.11[-9]	2.88[-9]	2.71[-9]	2.53[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 0$	3.19[-9]	2.68[-9]	2.40[-9]	2.13[-9]	2.06[-9]	1.91[-9]	1.79[-9]	1.67[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 1$	2.39[-9]	2.01[-9]	1.80[-9]	1.60[-9]	1.55[-9]	1.43[-9]	1.34[-9]	1.25[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 0$	7.98[-10]	6.70[-10]	5.99[-10]	5.33[-10]	5.16[-10]	4.77[-10]	4.48[-10]	4.18[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 1$	2.39[-9]	2.01[-9]	1.80[-9]	1.60[-9]	1.55[-9]	1.43[-9]	1.34[-9]	1.25[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 2$	4.79[-9]	4.02[-9]	3.59[-9]	3.20[-9]	3.10[-9]	2.86[-9]	2.69[-9]	2.51[-9]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_2$	7.98[-9]	6.70[-9]	5.99[-9]	5.33[-9]	5.16[-9]	4.77[-9]	4.48[-9]	4.18[-9]
$2^1\text{S}_0 M_i = 0 \rightarrow 2^1\text{P}_1 M_j = 0$	5.67[-9]	4.67[-9]	4.20[-9]	3.73[-9]	3.63[-9]	3.33[-9]	3.16[-9]	2.95[-9]
$2^1\text{S}_0 M_i = 0 \rightarrow 2^1\text{P}_1 M_j = 1$	5.67[-9]	4.67[-9]	4.20[-9]	3.73[-9]	3.63[-9]	3.33[-9]	3.16[-9]	2.95[-9]
$2^1\text{S}_0 \rightarrow 2^1\text{P}_1$	1.70[-8]	1.40[-8]	1.26[-8]	1.12[-8]	1.09[-8]	1.00[-8]	9.49[-9]	8.86[-9]

TABLE 5.6 – Coefficients de taux beam  $C_{e,b}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) d'excitation des ions  $\text{Ne}^{8+}$  à partir du niveau fondamental  $1^1\text{S}_0$  vers tous les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  des niveaux  $1s2l$  pour huit valeurs de l'énergie  $e_0$  du faisceau d'électrons. Les lignes (a) et (b) donnent les résultats pour l'excitation directe et la contribution des cascades radiatives provenant des niveaux  $1s3l$  et  $1s4l$ , respectivement. Nos résultats, désignés par (F.I.C), sont comparés à ceux, désignés B.I.F, obtenus par Bedrane et al. (2009) [17]. Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Niveau excité	$e_0$ (keV)									
	1	1.5	2	4	6.5	10	15	25		
	F.I.C	F.I.C	F.I.C	B.I.F	B.I.F	F.I.C	F.I.C	F.I.C	F.I.C	
$2^3\text{S}_1M_j=0$	(a) 1.70[-12]	8.72[-13]	5.19[-13]	5.73[-13]	1.48[-13]	4.61[-14]	1.75[-14]	6.84[-15]	2.02[-15]	
	(b) -	2.21[-12]	1.10[-12]	1.25[-12]	2.15[-13]	5.21[-14]	1.86[-14]	8.75[-15]	5.05[-15]	
$2^3\text{S}_1M_j=1$	(a) 1.70[-12]	8.72[-13]	5.19[-13]	5.73[-13]	1.48[-13]	4.61[-14]	1.75[-14]	6.84[-15]	2.02[-15]	
	(b) -	1.38[-12]	7.03[-13]	7.97[-13]	1.54[-13]	4.34[-14]	1.76[-14]	8.73[-15]	4.79[-15]	
$2^3\text{P}_0$	(a) 3.02[-12]	1.27[-12]	6.59[-13]	6.94[-13]	1.29[-13]	3.51[-14]	1.16[-14]	4.01[-15]	1.01[-15]	
	(b) -	2.54[-13]	1.26[-13]	1.38[-13]	2.68[-14]	7.37[-15]	2.65[-15]	1.03[-15]	3.40[-16]	
$2^3\text{P}_1M_j=0$	(a) 1.24[-12]	5.33[-13]	3.02[-13]	3.16[-13]	9.38[-14]	4.27[-14]	2.46[-14]	1.65[-14]	1.13[-14]	
	(b) -	2.73[-13]	1.42[-13]	1.24[-13]	4.37[-14]	1.88[-14]	1.19[-14]	8.28[-15]	5.70[-15]	
$2^3\text{P}_1M_j=1$	(a) 3.91[-12]	1.66[-12]	8.52[-13]	9.02[-13]	1.65[-13]	5.09[-14]	2.43[-14]	1.65[-14]	1.36[-14]	
	(b) -	2.50[-13]	1.31[-13]	1.21[-13]	3.98[-14]	1.89[-14]	1.35[-14]	1.10[-14]	8.98[-15]	
$2^3\text{P}_2M_j=0$	(a) 4.79[-12]	2.02[-12]	1.03[-12]	1.10[-12]	1.82[-13]	4.39[-14]	1.26[-14]	3.87[-15]	8.49[-16]	
	(b) -	3.53[-13]	1.64[-13]	1.70[-13]	3.48[-14]	1.09[-14]	5.25[-15]	2.89[-15]	1.55[-15]	
$2^3\text{P}_2M_j=1$	(a) 3.90[-12]	1.64[-12]	8.43[-13]	8.95[-13]	1.55[-13]	3.94[-14]	1.21[-14]	3.92[-15]	9.29[-16]	
	(b) -	2.85[-13]	1.42[-13]	1.50[-13]	3.08[-14]	9.88[-15]	4.74[-15]	2.95[-15]	2.03[-15]	
$2^3\text{P}_2M_j=2$	(a) 1.23[-12]	5.15[-13]	2.81[-13]	2.94[-13]	7.34[-14]	2.59[-14]	1.03[-14]	4.11[-15]	1.17[-15]	
	(b) -	1.81[-13]	9.98[-14]	1.07[-13]	2.80[-14]	9.99[-15]	5.32[-15]	3.48[-15]	2.44[-15]	
$2^1\text{S}_0$	(a) 1.19[-11]	1.18[-11]	1.13[-11]	-	-	7.70[-12]	6.45[-12]	5.46[-12]	4.44[-12]	
	(b) -	7.13[-13]	8.91[-13]	-	-	1.16[-12]	1.14[-12]	1.10[-12]	1.03[-12]	
$2^1\text{P}_1M_j=0$	(a) 2.60[-11]	3.65[-11]	4.03[-11]	-	-	3.47[-11]	2.98[-11]	2.57[-11]	2.12[-11]	
	(b) -	1.33[-12]	1.40[-12]	-	-	1.08[-12]	9.03[-13]	7.50[-13]	6.01[-13]	
$2^1\text{P}_1M_j=1$	(a) 6.17[-12]	9.82[-12]	1.28[-11]	-	-	2.33[-11]	2.53[-11]	2.60[-11]	2.62[-11]	
	(b) -	1.14[-12]	1.21[-12]	-	-	1.08[-12]	9.54[-13]	8.38[-13]	7.05[-13]	

TABLE 5.7 – Coefficients de taux beam  $C_{e,b}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) d'excitation des ions  $\text{Ne}^{8+}$  à partir du niveau  $2^3\text{S}_1$  et ses sous-niveaux magnétiques  $M_i$  vers les différents niveaux  $2^3\text{P}_{0,1,2}$  et leurs sous-niveaux magnétiques  $M_j$ , et à partir du niveau  $2^1\text{S}_0$  vers les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  du niveau  $2^1\text{P}_1$ , pour sept valeurs de l'énergie  $e_0$  du faisceau d'électrons. Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Transition	$e_0$ (keV)						
	1	1.5	2	4	6.5	10	15
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_0 M_j = 0$	3.37[-10]	2.70[-10]	2.32[-10]	1.63[-10]	1.28[-10]	1.04[-10]	8.67[-11]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_0 M_j = 0$	1.08[-9]	9.41[-10]	8.50[-10]	6.62[-10]	5.55[-10]	4.76[-10]	4.13[-10]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_0$	8.32[-10]	7.17[-10]	6.44[-10]	4.95[-10]	4.13[-10]	3.52[-10]	3.04[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 1$	1.62[-9]	1.40[-9]	1.27[-9]	9.92[-10]	8.32[-10]	7.13[-10]	6.19[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 0$	1.62[-9]	1.40[-9]	1.27[-9]	9.92[-10]	8.32[-10]	7.13[-10]	6.19[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 1$	5.06[-10]	4.06[-10]	3.49[-10]	2.45[-10]	1.92[-10]	1.57[-10]	1.30[-10]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_1$	2.50[-9]	2.14[-9]	1.93[-9]	1.49[-9]	1.24[-9]	1.05[-9]	9.12[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 0$	6.76[-10]	5.43[-10]	4.66[-10]	3.27[-10]	2.57[-10]	2.09[-10]	1.74[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 1$	1.62[-9]	1.40[-9]	1.27[-9]	9.90[-10]	8.30[-10]	7.12[-10]	6.18[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 0$	5.39[-10]	4.68[-10]	4.23[-10]	3.30[-10]	2.77[-10]	2.37[-10]	2.06[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 1$	5.08[-10]	4.07[-10]	3.50[-10]	2.45[-10]	1.93[-10]	1.57[-10]	1.30[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 2$	3.23[-9]	2.81[-9]	2.54[-9]	1.98[-9]	1.66[-9]	1.42[-9]	1.23[-9]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_2$	4.16[-9]	3.57[-9]	3.21[-9]	2.47[-9]	2.06[-9]	1.75[-9]	1.51[-9]
$2^1\text{S}_0 M_i = 0 \rightarrow 2^1\text{P}_1 M_j = 0$	1.06[-9]	8.49[-10]	7.31[-10]	5.14[-10]	4.05[-10]	3.30[-10]	2.73[-10]
$2^1\text{S}_0 M_i = 0 \rightarrow 2^1\text{P}_1 M_j = 1$	3.77[-9]	3.25[-9]	2.93[-9]	2.26[-9]	1.89[-9]	1.61[-9]	1.40[-9]
$2^1\text{S}_0 \rightarrow 2^1\text{P}_1$	8.60[-9]	7.35[-9]	6.59[-9]	5.03[-9]	4.18[-9]	3.55[-9]	3.07[-9]

A partir des coefficients de taux calculés pour l’excitation à la fois par les électrons Maxwelliens et les électrons du faisceau, nous les avons combinés selon l’équation (5.16) pour obtenir des coefficients de taux effectifs  $C_e$ . Dans les tableaux 5.8 à 5.11, nous présentons les résultats pour les coefficients  $C_e$  obtenus en fixant la fraction de faisceau d’électrons à  $f = 5\%$ . Les tableaux 5.8 à 5.10 présentent les résultats pour l’excitation à partir du niveau fondamental vers chaque sous-niveau magnétique des niveaux  $1s2l$  pour 20 couples sélectionnés  $(T_e, e_0)$ . Le rapport  $e_0/(kT_e)$  est choisi dans l’intervalle d’environ 12 à 120. Parmi les 20 couples  $(T_e, e_0)$ , 14 sont consignés dans les tableaux 5.8 et 5.9 qui sont réservés aux basses températures  $T_e = 10^6$  K et  $2 \times 10^6$  K, respectivement, et le reste est contenu dans le tableau 5.10 pour trois températures plus élevées  $T_e = 3, 5$  et  $8 \times 10^6$  K.

Nous devons d’abord noter que dans le cas d’un plasma purement Maxwellien à l’équilibre d’ionisation coronal, la valeur de  $T_e$  qui maximise l’abondance fractionnaire de  $\text{Ne}^{8+}$  est d’environ  $1.5 \times 10^6$  K [26]. A cette température, où l’énergie thermique moyenne  $kT_e$  est d’environ 1/7 fois la différence d’énergie entre le niveau fondamental et les niveaux  $1s2l$ , nous avons constaté que seulement  $\sim 0.26\%$  parmi les électrons Maxwelliens ont une énergie cinétique suffisante pour exciter les niveaux  $1s2l$ . A la température la plus basse considérée ici, c’est à dire  $T_e = 10^6$  K, la proportion d’électrons Maxwelliens qui sont en mesure de participer à l’excitation chute à  $\sim 9 \times 10^{-5}$ , et selon nos calculs, pour le faisceau d’électrons d’énergie  $e_0$  dans la région 1.5 – 6.5 keV, les valeurs de  $C_{e,M}$  sont plus petites que celles de  $C_{e,b}$  par deux ordres de grandeur pour l’excitation des niveaux triplets  $1s2l$  et par quatre ordres de grandeur pour l’excitation du niveau singulet  $2^1P_1$ . En conséquence, pour  $T_e \leq 10^6$  K et le faisceau choisi avec la fraction  $f = 5\%$ , la contribution aux coefficients de taux  $C_e$  est due presque entièrement à la composante de faisceau. Il est à noter que, pour  $T_e \leq 10^6$  K et n’importe quelle valeur de  $e_0$  dans l’intervalle de 1.5 – 25 keV la composante du faisceau reste à plus de 99% responsable de l’excitation des sous-niveaux  $2^1P_1$  à condition que  $f$  soit supérieur à 1%. Ainsi, dans le contexte des plasmas non-Maxwelliens qui nous intéressent ici, à moins que la fraction du faisceau est trop faible, il n’est pas nécessaire de calculer  $C_e$  à  $T_e$  inférieure à  $10^6$  K.

Nous comparons maintenant l’efficacité des deux composantes d’électrons dans l’excitation du niveau fondamental lorsque la température Maxwellienne et/ou l’énergie du faisceau augmente, en supposant toujours que  $f = 5\%$ . A  $T_e = 2 \times 10^6$  K la contribution de la composante du faisceau à l’excitation des sous-niveaux triplets



$1s2l$  est constaté diminuer rapidement lorsque  $e_0$  augmente, de 30–60% (selon le sous-niveau particulier) en  $e_0 = 2$  keV à 4–10% en  $e_0 = 6.5$  keV. Mais pour l’excitation des sous-niveaux  $2^1P_1 M_j = 0$  et  $M_j = 1$ , la contribution du faisceau diminue légèrement de 92% à 87% et augmente légèrement de 79% à 88%, respectivement, dans l’intervalle 2–15 keV de  $e_0$ . A  $T_e \geq 4 \times 10^6$  K et  $e_0 \geq 4$  keV, la composante Maxwellienne assure la contribution dominante à tous les coefficients de taux d’excitation à partir du niveau fondamental. Plus précisément, la contribution des électrons du faisceau à  $C_e$  s’élève à moins de 4% pour l’excitation des sous-niveaux triplets  $1s2l$ , mais peut atteindre 46% et 30% pour l’excitation de sous-niveaux  $2^1P_1 M_j = 0$  et  $M_j = 1$ , respectivement. A  $T_e \geq 8 \times 10^6$  K et  $e_0 \geq 10$  keV, la contribution des électrons du faisceau à  $C_e$  pour les excitations  $1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_j = 0, 1$  devient inférieure à 15%.

Comme on le voit dans le tableau 5.8 (pour lequel  $T_e = 10^6$  K), il peut y avoir une excitation importante sélective de sous-niveaux magnétiques, en particulier dans le niveau  $2^1P_1$ , à  $e_0 \leq 4$  keV lorsque la composante du faisceau contribue à 95% aux coefficients de taux effectifs  $C_e$  pour toutes les excitations. Lorsque  $e_0$  augmente au-dessus de  $\sim 10$  keV, la composante du faisceau conduit à une excitation faiblement sélective des sous-niveaux magnétiques dans chaque niveau. D’autre part, il apparaît à partir des tableaux 5.9 et 5.10 qu’avec l’augmentation de  $T_e$  l’excitation devient de moins en moins sélective dans le peuplement des sous-niveaux magnétiques, comme on pouvait s’y attendre en raison d’une contribution de plus en plus importante de la composante Maxwellienne pour laquelle il n’y a pas de sélection entre les sous-niveaux. Nous pouvons également noter le changement d’excitation préférentiel des sous-niveaux magnétiques dans le niveau  $2^1P_1$  pour  $e_0$  supérieur à  $\sim 15$  keV, les sous-niveaux  $|M_j| = 1$  étant favorisés par rapport à  $M_j = 0$ . Comme on peut le remarquer à partir d’une comparaison des valeurs des lignes (a) et (b), l’effet des cascades radiatives issues des niveaux supérieurs  $n = 3, 4$  conduit à un certain alignement du niveau  $2^3S_1$  et à une diminution de l’alignement des niveaux  $2^3P_{1,2}$  et  $^1P_1$ .

TABLE 5.8 – Coefficients de taux d'excitation total (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) pour les ions  $\text{Ne}^{8+}$  à partir du niveau fondamental vers les différents sous-niveaux magnétiques  $M_j$  des niveaux  $1s2l$  pour la température  $T_e = 10^6 \text{ K}$  associée à la composante d'électrons Maxwellienne et sept valeurs différentes de l'énergie  $e_0$  associée à la composante du faisceau. La fraction du faisceau d'électrons est prise égal à  $f = 5\%$ . Les lignes (a) et (b) donnent les résultats pour l'excitation directe + la contribution des résonances, et la contribution des cascades radiatives provenant des niveaux  $1s3l$  et  $1s4l$ , respectivement. Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Sous-niveau excité	$e_0$ (keV)							
	1.5	2	4	6.5	10	15	25	
$2^3S_1M_j=0$	(a)	4.38[-14]	2.62[-14]	6.79[-15]	2.55[-15]	1.12[-15]	5.85[-16]	3.44[-16]
	(b)	1.11[-13]	5.50[-14]	9.34[-15]	2.65[-15]	9.71[-16]	4.78[-16]	2.93[-16]
$2^3S_1M_j=1$	(a)	4.38[-14]	2.62[-14]	6.79[-15]	2.55[-15]	1.12[-15]	5.85[-16]	3.44[-16]
	(b)	6.90[-14]	3.52[-14]	6.74[-15]	2.21[-15]	9.21[-16]	4.77[-16]	2.80[-16]
$2^3P_0M_j=0$	(a)	6.38[-14]	3.33[-14]	6.37[-15]	2.07[-15]	9.00[-16]	5.21[-16]	3.71[-16]
	(b)	1.27[-14]	6.31[-15]	1.19[-15]	3.74[-16]	1.38[-16]	5.75[-17]	2.30[-17]
$2^3P_1M_j=0$	(a)	2.70[-14]	1.54[-14]	4.77[-15]	2.45[-15]	1.55[-15]	1.14[-15]	8.85[-16]
	(b)	1.37[-14]	7.11[-15]	1.87[-15]	9.46[-16]	6.01[-16]	4.20[-16]	2.91[-16]
$2^3P_1M_j=1$	(a)	8.33[-14]	4.29[-14]	8.12[-15]	2.86[-15]	1.53[-15]	1.14[-15]	1.00[-15]
	(b)	1.25[-14]	6.56[-15]	1.74[-15]	9.51[-16]	6.81[-16]	5.56[-16]	4.55[-16]
$2^3P_2M_j=0$	(a)	1.01[-13]	5.18[-14]	8.87[-15]	2.51[-15]	9.47[-16]	5.11[-16]	3.60[-16]
	(b)	1.77[-14]	8.21[-15]	1.48[-15]	5.51[-16]	2.69[-16]	1.51[-16]	8.35[-17]
$2^3P_2M_j=1$	(a)	8.23[-14]	4.25[-14]	7.62[-15]	2.29[-15]	9.22[-16]	5.13[-16]	3.64[-16]
	(b)	1.43[-14]	7.11[-15]	1.39[-15]	5.00[-16]	2.43[-16]	1.54[-16]	1.08[-16]
$2^3P_2M_j=2$	(a)	2.61[-14]	1.44[-14]	3.80[-15]	1.61[-15]	8.32[-16]	5.23[-16]	3.76[-16]
	(b)	9.06[-15]	5.00[-15]	1.22[-15]	5.06[-16]	2.72[-16]	1.80[-16]	1.28[-16]
$2^1S_0M_j=0$	(a)	5.91[-13]	5.66[-13]	4.63[-13]	3.86[-13]	3.24[-13]	2.74[-13]	3.23[-13]
	(b)	3.57[-14]	4.46[-14]	5.60[-14]	5.80[-14]	5.70[-14]	5.50[-14]	5.15[-14]
$2^1P_1M_j=0$	(a)	1.83[-12]	2.02[-12]	1.98[-12]	1.74[-12]	1.49[-12]	1.29[-12]	1.06[-12]
	(b)	6.65[-14]	7.00[-14]	6.35[-14]	5.40[-14]	4.52[-14]	3.75[-14]	3.01[-14]
$2^1P_1M_j=1$	(a)	4.92[-13]	6.41[-13]	9.81[-13]	1.17[-12]	1.27[-12]	1.30[-12]	1.31[-12]
	(b)	5.70[-14]	6.05[-14]	5.95[-14]	5.40[-14]	4.77[-14]	4.19[-14]	3.53[-14]

TABLE 5.9 – Même légende que celle du tableau 5.8 mais avec  $T_e = 2 \times 10^6$  K associée à la composante d'électrons Maxwellienne.

Sous-niveau excité	$e_0$ (keV)									
	1.5	2	4	6.5	10	15	25			
$2^3S_1M_j=0$	(a)	7.25[-14]	5.49[-14]	3.55[-14]	3.12[-14]	2.98[-14]	2.93[-14]	2.90[-14]		
	(b)	1.24[-13]	6.88[-14]	2.31[-14]	1.64[-14]	1.48[-14]	1.43[-14]	1.41[-14]		
$2^3S_1M_j=1$	(a)	7.25[-14]	5.49[-14]	3.55[-14]	3.12[-14]	2.98[-14]	2.93[-14]	2.90[-14]		
	(b)	8.28[-14]	4.90[-14]	2.05[-14]	1.60[-14]	1.47[-14]	1.43[-14]	1.41[-14]		
$2^3P_0M_j=0$	(a)	1.04[-13]	7.32[-14]	4.63[-14]	4.20[-14]	4.09[-14]	4.05[-14]	4.03[-14]		
	(b)	1.48[-14]	8.38[-15]	3.26[-15]	2.45[-15]	2.21[-15]	2.13[-15]	2.10[-15]		
$2^3P_1M_j=0$	(a)	6.66[-14]	5.50[-14]	4.44[-14]	4.20[-14]	4.11[-14]	4.07[-14]	4.05[-14]		
	(b)	1.57[-14]	9.18[-15]	3.94[-15]	3.02[-15]	2.68[-15]	2.50[-15]	2.37[-15]		
$2^3P_1M_j=1$	(a)	1.23[-13]	8.25[-14]	4.77[-14]	4.24[-14]	4.11[-14]	4.07[-14]	4.06[-14]		
	(b)	1.46[-14]	8.63[-15]	3.81[-15]	3.03[-15]	2.76[-15]	2.63[-15]	2.53[-15]		
$2^3P_2M_j=0$	(a)	1.41[-13]	9.14[-14]	4.84[-14]	4.21[-14]	4.05[-14]	4.01[-14]	3.99[-14]		
	(b)	1.97[-14]	1.03[-14]	3.56[-15]	2.64[-15]	2.35[-15]	2.23[-15]	2.17[-15]		
$2^3P_2M_j=1$	(a)	1.22[-13]	8.21[-14]	4.72[-14]	4.19[-14]	4.05[-14]	4.01[-14]	3.99[-14]		
	(b)	1.63[-14]	9.19[-15]	3.47[-15]	2.58[-15]	2.33[-15]	2.24[-15]	2.19[-15]		
$2^3P_2M_j=2$	(a)	6.57[-14]	5.39[-14]	4.34[-14]	4.12[-14]	4.04[-14]	4.01[-14]	4.00[-14]		
	(b)	1.11[-14]	7.08[-15]	3.30[-15]	2.59[-15]	2.36[-15]	2.26[-15]	2.21[-15]		
$2^1S_0M_j=0$	(a)	7.54[-13]	7.29[-13]	6.26[-13]	5.49[-13]	4.87[-13]	4.37[-13]	3.86[-13]		
	(b)	3.87[-14]	4.76[-14]	5.90[-14]	6.10[-14]	6.00[-14]	5.80[-14]	5.45[-14]		
$2^1P_1M_j=0$	(a)	2.01[-12]	2.20[-12]	2.17[-12]	1.92[-12]	1.68[-12]	1.47[-12]	1.25[-12]		
	(b)	7.26[-14]	7.61[-14]	6.96[-14]	6.01[-14]	5.13[-14]	4.36[-14]	3.62[-14]		
$2^1P_1M_j=1$	(a)	6.76[-13]	8.25[-13]	1.17[-12]	1.35[-12]	1.45[-12]	1.49[-12]	1.50[-12]		
	(b)	6.31[-14]	6.66[-14]	6.56[-14]	6.01[-14]	5.38[-14]	4.80[-14]	4.14[-14]		

TABLE 5.10 – Même légende que pour le tableau 5.8, mais pour d'autres combinaisons des deux paramètres  $T_e$  et  $\epsilon_0$  dans l'intervalle  $3 - 8 \times 10^6$  K et  $4 - 25$  keV, respectivement.

Sous-niveau excité	$T_e = 3 \times 10^6$ K		$T_e = 5 \times 10^6$ K		$T_e = 8 \times 10^6$ K		
	4 keV	10 keV	6.5 keV	15 keV	10 keV	25 keV	
$2^3S_1M_j=0$	(a)	1.28[-13]	1.23[-13]	3.28[-13]	3.27[-13]	4.76[-13]	4.75[-13]
	(b)	9.35[-14]	8.52[-14]	3.06[-13]	3.03[-13]	5.30[-13]	5.29[-13]
$2^3S_1M_j=1$	(a)	1.28[-13]	1.23[-13]	3.28[-13]	3.27[-13]	4.76[-13]	4.75[-13]
	(b)	9.09[-14]	8.51[-14]	3.05[-13]	3.03[-13]	5.30[-13]	5.29[-13]
$2^3P_0M_j=0$	(a)	1.80[-13]	1.74[-13]	4.73[-13]	4.71[-13]	6.93[-13]	6.93[-13]
	(b)	1.40[-14]	1.30[-14]	4.68[-14]	4.65[-14]	8.15[-14]	8.14[-14]
$2^3P_1M_j=0$	(a)	1.78[-13]	1.75[-13]	4.74[-13]	4.73[-13]	6.95[-13]	6.94[-13]
	(b)	1.47[-14]	1.34[-14]	4.78[-14]	4.73[-14]	8.39[-14]	8.36[-14]
$2^3P_1M_j=1$	(a)	1.81[-13]	1.75[-13]	4.74[-13]	4.73[-13]	6.95[-13]	6.94[-13]
	(b)	1.46[-14]	1.35[-14]	4.78[-14]	4.74[-14]	8.40[-14]	8.37[-14]
$2^3P_2M_j=0$	(a)	1.81[-13]	1.73[-13]	4.70[-13]	4.68[-13]	6.88[-13]	6.88[-13]
	(b)	1.44[-14]	1.31[-14]	4.75[-14]	4.71[-14]	8.27[-14]	8.25[-14]
$2^3P_2M_j=1$	(a)	1.80[-13]	1.73[-13]	4.69[-13]	4.68[-13]	6.88[-13]	6.88[-13]
	(b)	1.43[-14]	1.31[-14]	4.74[-14]	4.71[-14]	8.27[-14]	8.26[-14]
$2^3P_2M_j=2$	(a)	1.76[-13]	1.73[-13]	4.69[-13]	4.68[-13]	6.88[-13]	6.88[-13]
	(b)	1.41[-14]	1.31[-14]	4.74[-14]	4.71[-14]	8.27[-14]	8.26[-14]
$2^1S_0M_j=0$	(a)	1.27[-12]	1.13[-12]	3.07[-12]	2.96[-12]	5.24[-12]	5.14[-12]
	(b)	7.85[-14]	7.95[-14]	1.70[-13]	1.67[-13]	3.31[-13]	3.25[-13]
$2^1P_1M_j=0$	(a)	2.97[-12]	2.48[-12]	5.50[-12]	5.05[-12]	9.50[-12]	9.07[-12]
	(b)	1.06[-13]	8.76[-14]	2.45[-13]	2.29[-13]	4.69[-13]	4.54[-13]
$2^1P_1M_j=1$	(a)	1.97[-12]	2.26[-12]	4.93[-12]	5.07[-12]	9.28[-12]	9.32[-12]
	(b)	1.02[-13]	9.01[-14]	2.45[-13]	2.33[-13]	4.72[-13]	4.60[-13]

Notre calcul des coefficients de taux  $C_e$  pour les transitions collisionnelles entre les sous-niveaux magnétiques  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_{0,1,2} M_j$  sont présentés dans le tableau 5.11 pour huit températures des électrons Maxwelliens entre  $10^6$  et  $10^7$  K associées à une même énergie des électrons du faisceau  $e_0 = 4$  keV. Notez que les résultats sont fournis pour seulement les transitions optiquement permises, c'est à dire  $M_i - M_j = 0, \pm 1$  (sauf  $2^3S_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3P_1 M_j = 0$ ), pour lesquels les coefficients de taux sont généralement de trois ordres de grandeur supérieures à celles pour les transitions optiquement interdites. La raison d'avoir choisi une seule valeur du paramètre  $e_0$ , c'est que à  $T_e$  donné les taux  $C_e$  sont pratiquement insensibles aux variations de  $e_0$ . Par exemple, à  $T_e = 2 \times 10^6$  K, la valeur de  $C_e$  dans le cas de la transition  $2^3S_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3P_2 M_j = 2$  diminue légèrement, passant de  $3.96 \times 10^{-9}$  à  $3.88 \times 10^{-9}$   $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  lorsque  $e_0$  augmente dans la gamme de 1.5 – 15 keV. Cette sensibilité très faible des taux  $C_e$  vis à vis de  $e_0$  est dû au fait que les valeurs  $C_{e,b}$  sont le plus souvent inférieures aux valeurs  $C_{e,M}$ , avec comme conséquence, la contribution des électrons du faisceau aux taux effectifs  $C_e$  ne dépassant pas 5% (qui représente la fraction du faisceau) pour toute paire de paramètres  $(T_e, e_0)$ .

Dans le tableau 5.12, nous présentons nos résultats des coefficients de taux Maxwellien d'ionisation directe  $C_{iiM}$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir de leur niveau fondamental  $1s^2 2s^1 S_{1/2}$  vers les niveaux  $1s^2^1 S_0$ ,  $1s2s^3 S_1$  et  $1s2s^1 S_0$  de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$ . Des résultats similaires ont été rapportés par Zhang et Sampson [27]. On peut constater de très légères différences entre les deux résultats, et ceci pour les quatre valeurs de température électronique  $T_e = 2 \times 10^6$  K,  $T_e = 3 \times 10^6$  K,  $T_e = 4.5 \times 10^6$  K et  $T_e = 10^7$  K. Sur ce même tableau nous avons reporté les valeurs des coefficients de taux Maxwellien d'ionisation directe totales  $C_{iiM}(\text{Total})$  obtenues en sommant sur tous les coefficients de taux Maxwellien d'ionisation directe. Nous présentons également, dans le tableau 5.12, les coefficients de taux Maxwellien d'excitation-autoionisation  $C_{EAM}$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir de leur niveau fondamental  $1s^2 2s^1 S_{1/2}$  pour huit valeurs de la température  $T_e$ . Dans le tableau 5.13 nous donnons les coefficients de taux d'ionisation beam  $C_{iib}$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir du niveau fondamental  $1s^2 2s^2 S_{1/2}$  vers les trois niveaux  $1s2s^3 S_1$ ,  $1s2s^1 S_0$  et  $1s^2^1 S_0$ , pour les sept valeurs de l'énergie  $e_0$  des électrons du faisceau. Il convient de mentionner que nous avons obtenu ces résultats à partir de la relation (5.22).

TABLE 5.11 – Coefficients de taux  $C_e$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) pour les transitions optiquement permises à partir des sous-niveaux magnétiques  $M_i$  du niveau métastable  $2^3\text{S}_1$  vers les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  des niveaux  $2^3\text{P}_{0,1,2}$  pour huit valeurs différentes de la température Maxwellienne  $T_e$  combinées avec la même valeur de l'énergie du faisceau choisie  $e_0 = 4 \text{keV}$ . La fraction du faisceau est prise égale à  $f = 5\%$ . Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Transition	$T_e$ ( $10^6 \text{ K}$ )							
	1	2	3	4.5	5	6.5	8	10
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_0 M_j = 0$	1.53[-9]	1.28[-9]	1.15[-9]	1.02[-9]	9.96[-10]	9.21[-10]	8.66[-10]	8.11[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_0 M_j = 0$	1.55[-9]	1.31[-9]	1.17[-9]	1.05[-9]	1.02[-9]	9.46[-10]	8.91[-10]	8.36[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 1$	2.33[-9]	1.97[-9]	1.76[-9]	1.57[-9]	1.52[-9]	1.42[-9]	1.33[-9]	1.25[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 0$	2.33[-9]	1.97[-9]	1.76[-9]	1.57[-9]	1.52[-9]	1.42[-9]	1.33[-9]	1.25[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_1 M_j = 1$	2.29[-9]	1.93[-9]	1.72[-9]	1.53[-9]	1.48[-9]	1.38[-9]	1.29[-9]	1.21[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 0$	3.05[-9]	2.56[-9]	2.30[-9]	2.04[-9]	1.97[-9]	1.83[-9]	1.72[-9]	1.60[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 1$	2.32[-9]	1.96[-9]	1.76[-9]	1.57[-9]	1.52[-9]	1.41[-9]	1.32[-9]	1.24[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 0$	7.75[-10]	6.53[-10]	5.86[-10]	5.23[-10]	5.07[-10]	4.70[-10]	4.42[-10]	4.14[-10]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 1$	2.28[-9]	1.92[-9]	1.72[-9]	1.53[-9]	1.48[-9]	1.37[-9]	1.29[-9]	1.20[-9]
$2^3\text{S}_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3\text{P}_2 M_j = 2$	4.65[-9]	3.92[-9]	3.51[-9]	3.14[-9]	3.04[-9]	2.82[-9]	2.65[-9]	2.48[-9]

TABLE 5.12 – Coefficients de taux Maxwellien d’ionisation directe  $C_{iiM}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir de leur niveau fondamental  $1s^2 2s^2 S_{1/2}$  vers les niveaux  $1s^2 {}^1S_0$ ,  $1s2s {}^3S_1$  et  $1s2s {}^1S_0$  de l’ion  $\text{Ne}^{8+}$  et d’excitation-autoionisation  $C_{EAM}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir de leur niveau fondamental  $1s^2 2s^2 S_{1/2}$ . Nous donnons également les coefficients de taux Maxwellien d’ionisation total  $C_{iiM}(\text{Total})$  obtenus en sommant sur tous les coefficients de taux Maxwellien d’ionisation directe. Nos résultats désignés par F.I.C sont comparés à ceux obtenus par Zhang et Sampson [27] désignés Z.S pour quatre valeurs différentes de la température Maxwellienne  $T_e$ . Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Transition	$T_e$ ( $10^6$ K)									
	1.0	2.0	3.0	4.5	5.0	6.5	8.0	10.0		
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s^2 {}^1S_0$	F.I.C	2.08[−11]	9.93[−11]	1.64[−10]	2.24[−10]	2.37[−10]	2.65[−10]	2.81[−10]	2.93[−10]	
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s2s {}^3S_1$	F.I.C	4.67[−17]	4.78[−14]	5.12[−13]	2.59[−12]	3.61[−12]	7.26[−12]	1.13[−11]	1.67[−11]	
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s2s {}^3S_1$	Z.S	-	4.97[−14]	5.16[−13]	2.55[−12]	-	-	-	1.59[−11]	
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s2s {}^1S_0$	F.I.C	1.38[−17]	1.50[−14]	1.63[−13]	8.38[−13]	1.17[−12]	2.36[−12]	3.70[−12]	5.49[−12]	
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s2s {}^1S_0$	Z.S	-	1.53[−14]	1.63[−13]	8.18[−13]	-	-	-	5.20[−12]	
$C_{iiM}(\text{Total})$	F.I.C	2.08[−11]	9.93[−11]	1.65[−10]	2.27[−10]	2.42[−10]	2.74[−10]	2.96[−10]	3.15[−10]	
$C_{EAM}$	F.I.C	1.05[−13]	8.19[−13]	4.01[−12]	1.13[−11]	1.38[−11]	2.09[−11]	2.67[−11]	3.31[−11]	
$C_{iiM}(\text{Total}) + C_{EAM}$	F.I.C	2.09[−11]	1.00[−10]	1.69[−10]	2.38[−10]	2.56[−10]	2.95[−10]	3.23[−10]	3.48[−10]	

TABLE 5.13 – Coefficients de taux beam  $C_{ib}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) d'ionisation des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir du niveau fondamental  $1s^2 2s^2 S_{1/2}$  vers les niveaux  $1s 2s^3 S_1$ ,  $1s 2s^3 S_1$ ,  $1s 2s^3 S_0$  et  $1s^2 1S_0$  et d'excitation-autoionisation  $C_{EAb}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) des ions  $\text{Ne}^{7+}$  à partir de leur niveau fondamental  $1s^2 2s^2 S_{1/2}$  pour les sept valeurs de l'énergie  $e_0$  des électrons du faisceau. Les coefficients de taux Maxwellien d'ionisation total  $C_{ib}(\text{Total})$  obtenus en sommant sur tous les coefficients de taux beam d'ionisation sont également montrés. Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Transition	$e_0$ (keV)						
	1.5	2	4	6.5	10	15	25
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s 2s^3 S_1 M_j = 0$	7.55[-12]	1.35[-11]	2.33[-11]	2.56[-11]	2.52[-11]	2.36[-11]	2.08[-11]
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s 2s^3 S_1 M_j = 1$	7.55[-12]	1.35[-11]	2.33[-11]	2.56[-11]	2.52[-11]	2.36[-11]	2.08[-11]
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s 2s^3 S_1$	2.26[-11]	4.05[-11]	7.00[-11]	7.69[-11]	7.56[-11]	7.07[-11]	6.24[-11]
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s 2s^1 S_0$	7.43[-12]	1.33[-11]	2.32[-11]	2.55[-11]	2.51[-11]	2.35[-11]	2.08[-11]
$1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s^2 1S_0$	4.24[-10]	3.51[-10]	2.44[-10]	2.00[-10]	1.72[-10]	1.51[-10]	1.07[-10]
$C_{ib}(\text{Total})$	4.54[-10]	4.05[-10]	3.37[-10]	3.02[-10]	2.73[-10]	2.45[-10]	1.90[-10]
$C_{EAb}$	3.00[-11]	5.38[-11]	7.45[-11]	8.16[-11]	7.07[-11]	4.71[-11]	4.16[-11]
$C_{ib}(\text{Total}) + C_{EAb}$	4.84[-10]	4.59[-10]	4.11[-10]	3.83[-10]	3.43[-10]	2.92[-10]	2.32[-10]



Comme il a été mentionné auparavant, il n'y a pas d'alignement du niveau  $2^3S_1$  suite à l'ionisation de couche interne des ions  $Ne^{7+}$  à la fois par la composante Maxwellienne et du faisceau d'électrons. Dans le tableau 5.14, nous présentons nos coefficients de taux  $C_{ii}$  calculés pour l'ionisation de couche interne  $1s^22s^2S_{1/2} \rightarrow 1s2s^3S_1$  ainsi que les valeurs du rapport d'abondance  $\rho = Ne^{7+}/Ne^{8+}$  pour seize combinaisons de valeurs des paramètres  $(T_e, e_0)$  et pour la fraction du faisceau  $f = 5\%$ . Toujours dans le tableau 5.14, nous donnons à titre de comparaison les résultats du rapport d'abondance  $\rho_M$  obtenus dans le cas d'une distribution purement Maxwellienne ( $f = 0$ ) par interpolation à partir des calculs de Mazzotta et *al.* [26]. Il convient de noter que dans les calculs de  $\rho$ , nous avons négligé l'effet de la composante du faisceau d'électrons sur les coefficients de taux de recombinaison radiative et diélectronique. Nos calculs indiquent d'abord que les électrons Maxwelliens contribuent de manière négligeable au coefficient de taux  $C_{ii}$  à  $T_e \leq 1.5 \times 10^6$  K où l'énergie de seuil d'ionisation  $I$  est supérieure que  $8.8 kT_e$ . Une telle contribution négligeable à ces basses températures persiste même pour une fraction des électrons directs  $f = 0.5\%$ . Le coefficient de taux Maxwellien  $C_{ii,M}$  augmente de quatre ordres de grandeur en passant de  $T_e = 10^6$  à  $3 \times 10^6$  K, et même à  $T_e = 3 \times 10^6$  K les électrons du faisceau font augmenter fortement le taux d'ionisation de couche interne, par des facteurs entre 3.2 et 8.5 selon leur énergie  $e_0$ . Il est à noter que l'ionisation de couche interne est dominée par la composante Maxwellienne à  $T_e$  supérieur à  $3.7 \times 10^6$  K pour  $e_0 = 1.5$  keV et à  $5.2 \times 10^6$  K pour  $e_0 = 6.5$  keV. Nous pouvons également noter que l'énergie pour laquelle le coefficient de taux d'ionisation par la composante du faisceau d'électrons directs  $C_{ii,b}$  atteint son maximum est évalué autour de la valeur  $e_0 = 8$  keV.

Il peut être vu dans le tableau 5.14 que la composante du faisceau d'électrons peut diminuer le rapport d'abondance  $\rho$  (par rapport à la valeur purement Maxwellienne  $\rho_M$ ) par des facteurs entre 2.22 à  $T_e = 10^6$  K et 1.04 à  $T_e = 10^7$  K. A  $T_e = 10^6$  K, nos résultats pour le produit  $\rho C_{ii}$  qui intervient dans l'équation 5.14, sont trouvés être de quatre ordres de grandeur plus grands que les valeurs de  $\rho_M C_{ii,M}$  correspondant à la distribution Maxwellienne pure. Avec l'augmentation de  $T_e$ , les différences entre les deux quantités diminuent rapidement et deviennent un facteur de moins de 2 à  $T_e$  supérieur à  $5 \times 10^6$  K. En comparant maintenant le produit  $\rho C_{ii}$  avec le coefficient de taux  $C_e$  pour l'excitation directe-plus-résonance  $1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1$  (aux mêmes paramètres  $T_e$  et  $e_0$ ), nous remarquons que le processus d'ionisation de couche interne est plus efficace que le processus d'excitation dans le peuplement

TABLE 5.14 – Coefficient de taux d’ionisation de couche interne  $C_{ii}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) pour  $1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s2s^3 S_1$  des ions  $\text{Ne}^{7+}$  et rapport d’abondance  $\rho = \text{Ne}^{7+}/\text{Ne}^{8+}$  pour différentes combinaisons de paramètres  $T_e$  (en  $10^6 \text{ K}$ ) et  $e_0$  (en keV), la fraction d’électrons directs étant prise égale à  $f = 5\%$ . Nous donnons également les valeurs du rapport d’abondance  $\rho_M$  correspondant au cas purement Maxwellien.

$(T_e, e_0)$	$C_{ii}$	$\rho$	$\rho_M$	$(T_e, e_0)$	$C_{ii}$	$\rho$	$\rho_M$
(1, 1.5)	1.13[-12]	3.09[-2]	6.85[-2]	(3, 4)	3.99[-12]	7.20[-3]	8.12[-3]
(1, 2)	2.03[-12]	3.18[-2]	6.85[-2]	(3, 10)	4.27[-12]	7.34[-3]	8.12[-3]
(1, 4)	3.50[-12]	3.37[-2]	6.85[-2]	(3, 15)	4.02[-12]	7.44[-3]	8.12[-3]
(1, 6.5)	3.85[-12]	3.49[-2]	6.85[-2]	(5, 6.5)	7.27[-12]	5.94[-3]	6.41[-3]
(2, 2)	2.07[-12]	9.02[-3]	1.12[-2]	(5, 15)	6.96[-12]	6.05[-3]	6.41[-3]
(2, 4)	3.55[-12]	9.21[-3]	1.12[-2]	(8, 10)	1.45[-11]	4.31[-3]	4.55[-3]
(2, 6.5)	3.89[-12]	9.32[-3]	1.12[-2]	(9, 15)	1.68[-11]	3.83[-3]	4.01[-3]
(2, 10)	3.83[-12]	9.49[-3]	1.12[-2]	(10, 25)	1.90[-11]	3.58[-3]	3.71[-3]

de niveau  $2^3 S_1$  à  $T_e \lesssim 1.5 \times 10^6 \text{ K}$  et  $e_0 \gtrsim 4 \text{ keV}$ . Par exemple, à  $T_e = 10^6 \text{ K}$  et  $e_0 = 25 \text{ keV}$ , le rapport  $\rho C_{ii}/C_e$  atteint la valeur aussi élevée que  $\sim 130$  alors qu’il ne dépasse pas  $4.2 \times 10^{-3}$  dans le cas d’une distribution Maxwellienne pure. Ainsi, il faut s’attendre à ce que l’intensité de la raie  $z$  augmente considérablement par la composante du faisceau d’électrons à travers le processus d’ionisation de couche interne aux basses températures  $T_e \lesssim 1.5 \times 10^6 \text{ K}$ .

# Bibliographie

- [1] A.H. Gabriel and C. Jordan, *Interpretation of solare Helium-like ion line intensities*, Mon. Not. R. Astron. Soc., **145**, 241 (1969).
- [2] A.H. Gabriel and C. Jordan, *Interpretation of spectral intensities from laboratory and astrophysical plasmas*, "Case studies in atomic collision physics", McDaniel, McDowell (eds.), vol.2, (1972).
- [3] A.H. Gabriel and C. Jordan, *The temprature dependence of line ratios of He-like ions*, Astrophys. J., **186**, 327 (1973).
- [4] A.K. Pradhan, *Recombination-cascade X-ray spectra of highly charged helium-like ion*, Astrophys. J., **288**, 824 (1985).
- [5] D.A. Liedahl, *The X-ray spectral properties of photoionized plasmas and transient plasmas*, dans "X-ray spectroscopy in Astrophysics", EADN School, Amsterdam, 1997, eds Jan van Paradjis, Johan A. M. Bleekers, (1999).
- [6] D. Porquet and J. Dubau, *X-ray photoionized plasmas diagnostics with Helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **143**, 495 (2000).
- [7] A.K. Ferouani et M.K. Inal, *Diagnostic spectroscopique en température électronique des plasmas photoionisés*, Rev. sci. fond. app., **1**, 1 (2009).
- [8] J.U. Ness, R. Mewe, J.H.M.M. Schmitt et al., *Helium-like triplet density diagnostics Applications to CHANDRA-LETGS X-ray observations of Capella and Procyon*, Astron. Astrophys., **367**, 282 (2001).
- [9] J.U. Ness, N.S. Brickhouse, J.J. Drake et al., *Modeling the Ne IX triplet spectral region of capella with the Chandra and XMM-Newton gratings*, Astrophys. J., **598**, 1277 (2003).
- [10] R.K. Smith, G.X. Chen, K. Kirby et al., *A new calculation of Ne IX line diagnostics*, Astrophys. J., **700**, 679 (2009).
- [11] E. Källne, J. Källne and A.K. Pradhan, *X-ray emission from He-like n=2 charge states produced in tokamak plasmas*, Phys. Rev. A., **27**, 1476 (1983).
- [12] F.P. Keenan, S.M. McCann, R. Barnsley et al., *Electron density and temperature sensitive X-ray emission line ratios for heliumlike Si XIII in the DITE tokamak*. Phys. Rev. A., **39**, 4092 (1989).
- [13] P. Beiersdorfer, G.V. Brown, S.B. Utter et al., *Polarization of K-shell X-ray transitions of  $Ti^{191}$  and  $Ti^{201}$  excited by an electron beam*, Phys. Rev. A., **60**, 4156 (1999).
- [14] E. Silver, H. Schnopper, S. Bandler et al., *Laboratory astrophysics survey of key X-ray diagnostic lines using a microcalorimeter on an Electron Beam Ion Trap*, Astrophys. J., **541**, 495 (2000).
- [15] B.J. Wargelin, P. Beiersdorfer, G.V. Brown, *EBIT charge-exchange measurements and astrophysical applications*, Can. J. Phys., **86**, 151 (2008).
- [16] R.K. Janev, L.P. Presnyakov and V.P. Shevelko, *Physics of Highly Charged Ions*, (Springer, Berlin 1999).
- [17] Z. Bedrane, M.K. Inal and S. Fritzsche, *Effect of directional energetic electrons on the plasma density diagnostic*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **42**, 055701 (2009).
- [18] M.K. Inal and J. Dubau, *Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons : application to X-ray line polarisation*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **20**, 4221 (1987).

- [19] R. Bensaid, M.K. Inal and J. Dubau, *Polarization of line radiation due to mixed E1—M2 transitions. Application to hyperfine components of the heliumlike  $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$  line*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **39**, 4131 (2006).
- [20] I.C. Percival and M.J. Seaton, *The polarization of atomic line radiation excited by electron impact*, Phil. Trans. Roy. Soc. A., **251**, 113 (1958).
- [21] M.K. Inal, H.L. Zhang, D.H. Sampson et al., *Effect of inner-shell ionization on the circular polarization of the  $Fe^{24+}$   $(1s2s)_1 \rightarrow (1s^2)_0$  line produced by collisions with a longitudinally polarized electron beam*, Phys. Rev. A., **65**, 032727 (2002).
- [22] G. Csanak, C.J. Fontes, P. Hakel et al., *The derivation of kinetic equations for anisotropic plasmas from the impact approximation*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **44**, 215701 (2011).
- [23] M.F. Gu, *Indirect X-Ray line-formation processes in iron l-shell ions*, Astrophys. J., **582**, 1241 (2003).
- [24] G.X. Chen, R.K. Smith, K. Kirby et al., *Fully relativistic R-matrix calculation of electron impact excitation of Ne IX*, Phys. Rev. A., **74**, 042709 (2006).
- [25] H.L. Zhang and D.H. Sampson, *Collision rates for excitation of Helium-like ions with inclusion of resonance effects*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **63**, 487 (1987).
- [26] P. Mazzotta, G. Mazzitelli, S. Colafrancesco et al., *Ionization balance for optically thin plasmas : Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni\**, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **133**, 403 (1998).
- [27] H.L. Zhang and D.H. Sampson, *Rate coefficients for populating excited levels of He-like ions by inner-shell ionization of Li-like ions*, Phys. Rev. A., **37**, 3765 (1988).

# Chapitre 6

## Variations du rapport d'intensité $G$

Nous avons calculé les populations des sous-niveaux magnétiques supérieurs des quatre raies  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$  en fonction de la température  $T_e$  des électrons Maxwelliens pour les sept valeurs de l'énergie des électrons du faisceau  $e_0$  (pris en compte dans les données de collision) et pour différentes valeurs de la fraction  $f$  du faisceau entre 0 (cas purement Maxwellien) et 10%. Ces calculs ont été effectués en utilisant le modèle collisionnel-radiatif, dans lequel les 117 sous-niveaux magnétiques des configurations  $1s^2$  et  $1snl$  ( $n = 2 - 4$ ) pour l'ion héliumoïde  $\text{Ne}^{8+}$  ainsi que le niveau fondamental de l'ion lithiuoïde  $\text{Ne}^{7+}$  sont inclus. Les équations de taux collisionnel-radiatif ont été résolues pour différentes valeurs de la densité d'électrons  $n_e$  entre  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  (ce qui correspond à la limite des basses densités) et  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . A partir des résultats de populations des sous-niveaux magnétiques, on en déduit le degré de la polarisation des raies et les rapports d'intensité  $G(\theta)$  et  $\langle G \rangle$  en fonction des quatre paramètres  $T_e$ ,  $e_0$ ,  $f$  et  $n_e$  de notre modèle. Le rapport d'intensité  $G(\theta)$  est également obtenu en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  entre la direction du faisceau d'électrons et la direction dans laquelle les raies sont observées. Commençons par exposer les résultats du degré de polarisation des raies.

### 6.1 Polarisation linéaire des raies

Dans la figure 6.1 nous traçons les degrés de polarisation  $P_w$ ,  $P_x$ ,  $P_y$  et  $P_z$  des quatre raies de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  en fonction de la température électronique  $T_e$ , calculés dans la limite des basses densités pour deux énergies de faisceau d'électrons  $e_0 = 1.5$  et 4 keV et pour la fraction de faisceau  $f = 5\%$ . Bien sûr, les résultats obtenus pour  $P_w$  sont indépendants de  $n_e$  inférieure à  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , alors que celles pour  $P_x$ ,  $P_y$  et  $P_z$  sont très sensibles aux valeurs de  $n_e$  supérieures à  $\sim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . En effet, la

dépendance à la densité électronique  $n_e$  des degrés de polarisation des raies triplets a été discutée auparavant dans le cadre d'expériences EBIT [1] et dans les plasmas avec un modèle de distribution électronique anisotrope analogue à celui considéré ici [2].

On voit sur la figure 6.1 que la contribution de la composante faisceau d'électrons peut se traduire par des degrés de polarisation relativement élevés. Dans le domaine des basses températures  $10^6 \leq T_e \leq 3 \times 10^6$  K, le degré de polarisation de la raie  $w$  peut atteindre  $\sim 30\%$  à  $55\%$  pour  $e_0 = 1.5$  keV et  $\sim 20\%$  à  $33\%$  pour  $e_0 = 4$  keV. Comme on s'y attendait, pour une même valeur de l'énergie  $e_0$ , les degrés de polarisation de toutes les raies diminuent avec l'augmentation de la température  $T_e$ . Il peut également être remarqué sur la figure 6.1 que lorsque  $T_e$  augmente jusqu'à  $\sim 4 \times 10^6$  K le degré de polarisation diminue plus rapidement pour les raies  $x$ ,  $y$  et  $z$  que pour la raie  $w$ . Cela découle du fait que la contribution de la composante d'électrons Maxwelliens aux coefficients de taux d'excitation est plus importante pour les raies triplets que pour la raie de résonance.

Il convient de mentionner que les degrés de polarisation sont fortement réduits pour  $e_0$  supérieur à  $\sim 6.5$  keV. Pour toute valeur de  $T_e$ , le degré de polarisation de la raie  $w$  ne dépasse pas  $8\%$  pour  $e_0 = 10$  keV et disparaît pratiquement à  $e_0 = 15$  keV. Il devient négatif pour  $e_0 = 25$  keV variant de  $-10.5\%$  à  $-1.1\%$  avec l'augmentation de  $T_e$  dans la gamme  $10^6 - 10^7$  K. La raie  $z$  est pratiquement non polarisée pour la valeur de  $e_0 \geq 10$  keV indépendamment de  $T_e$ . C'est également le cas pour les deux autres raies triplets  $x$  et  $y$  lorsque  $T_e \geq 2 \times 10^6$  K. Il est intéressant de noter que pour  $T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 25$  keV et  $f = 5\%$ ,  $P_y$  atteint  $-10.6\%$  et devient presque égal à  $P_w$ . Cette quasi-égalité entre  $P_y$  et  $P_w$  découle comme une conséquence des effets relativistes dans l'excitation par impact  $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1M_j$  à travers l'interaction spin-orbite conduisant à un mélange entre les niveaux  $2^1P_1$  et  $3^3P_1$ . Ces effets deviennent importants pour une valeur très grande de l'énergie cinétique  $e_0$  telle que 25 keV [3].

Il est également intéressant de noter que, lorsque  $T_e = 10^6$  K, même pour une petite fraction d'électrons suprathermiques de l'ordre de  $f = 0.05\%$ , on trouve que le degré de polarisation de la raie  $P_w$  dépasse  $50\%$  pour  $e_0 = 1.5$  keV et  $45\%$  pour  $e_0 = 2$  keV.

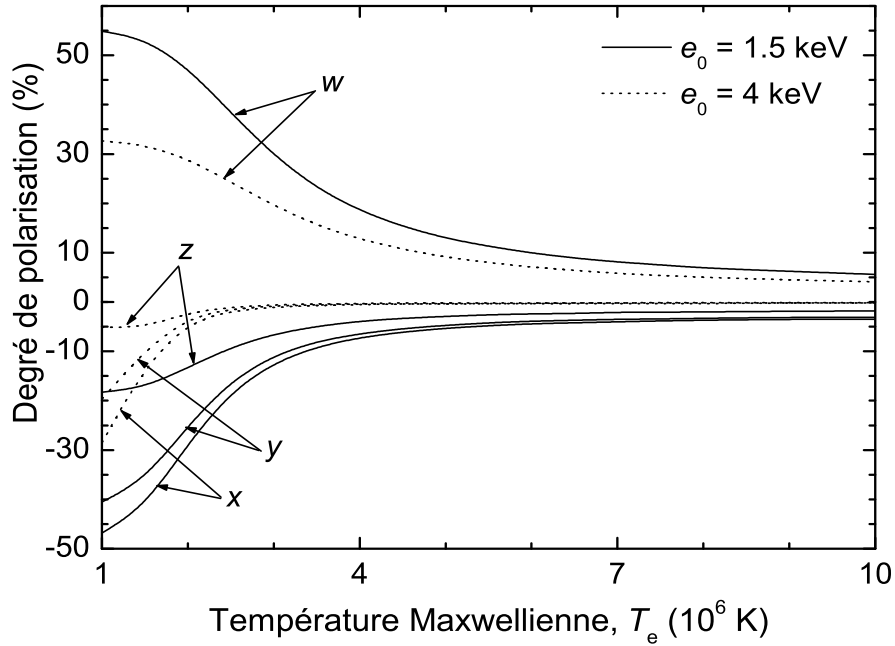


FIGURE 6.1 – Degré de polarisation des quatre raies  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$  en fonction de la température Maxwellienne  $T_e$ , calculé pour deux valeurs de l'énergie du faisceau,  $e_0 = 1.5$  keV et 4 keV, et la fraction du faisceau  $f = 5\%$ . Toutes les courbes traces sont obtenues dans la limite des basses densités.

Nos calculs montrent que pour une valeur donnée de l'énergie cinétique  $e_0$ , la contribution du processus d'ionisation de couche interne pour la raie d'émission  $z$  est maximale à la température minimale considérée qui est  $T_e = 10^6$  K. A cette température, l'inclusion de l'ionisation de couche interne qui est due presque uniquement à la composante du faisceau d'électrons, a l'effet de diminuer  $P_z$  légèrement de  $-19.0\%$  à  $-18.3\%$  pour  $e_0 = 1.5$  keV mais fortement de  $-11.7\%$  à  $-5.1\%$  pour  $e_0 = 4$  keV et de  $-6.0\%$  à  $-1.1\%$  pour  $e_0 = 6.5$  keV. Il convient de noter que lorsque  $T_e = 10^6$  K l'intensité de  $z$  moyennée sur  $4\pi$ ,  $\langle I_z \rangle$ , augmente par un facteur de 1.04 pour  $e_0 = 1.5$  keV et par des facteurs aussi importants que 2.3 et 5.5 pour  $e_0 = 4$  keV et  $e_0 = 6.5$  keV, respectivement, lorsqu'on inclut le processus d'ionisation de couche interne.

## 6.2 Dépendance de $G$ sur la température Maxwellienne

Avant de montrer comment la dépendance du rapport d'intensité  $G$  sur  $T_e$  est affectée par la présence de la petite fraction des électrons du faisceau dans le plasma émetteur, il est à mentionner que, d'après nos calculs, le rapport  $G$  est totalement insensible aux valeurs de la densité électronique  $n_e$  en dessous de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , indépendamment des paramètres  $(T_e, e_0, f)$  et de la direction d'observation. Nous trouvons que l'insensibilité du rapport d'intensité  $G$  par rapport à  $n_e$  se réalise également pour n'importe quelle valeur de  $e_0$  lorsqu'on considère la fraction du faisceau  $f = 1$  dans les calculs, ce qui correspond à la situation pure d'un faisceau monoénergétique d'électrons telle que celle rencontrée dans les expériences EBIT.

Dans la figure 6.2, nous montrons le rapport d'intensité  $G$  des raies à  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau d'électrons,  $G(90^\circ)$ , en fonction de la température électronique  $T_e$ , calculé pour cinq valeurs sélectionnées de l'énergie du faisceau  $e_0$  et pour la fraction du faisceau  $f = 5\%$ . Pour mettre en évidence l'importance à la fois des effets de haute énergie et de directivité de la composante faisceau d'électrons, nous présentons également le rapport d'intensité  $\langle G \rangle$  moyenné sur  $4\pi$ , ainsi que le rapport  $G_M$  obtenu dans le cas du plasma purement Maxwellien ( $f = 0$ ). En comparant  $G(90^\circ)$  ou  $\langle G \rangle$  avec  $G_M$ , il est clair que l'inclusion de la composante du faisceau peut changer considérablement le rapport  $G$  dans les basses températures  $T_e = 1$  à  $\sim 3 \times 10^6$  K mais affecte relativement modérément le rapport d'intensité  $G$  pour  $T_e \geq 6 \times 10^6$  K. A  $T_e = 10^6$  K, en raison de la prépondérance de la contribution de la composante du faisceau par rapport à celle Maxwellienne dans les coefficients de taux de collision, le rapport  $G$  pour  $e_0 = 6.5 - 25$  keV diminue jusqu'à un facteur de 30 par rapport à  $G_M$  (purement Maxwellien). Avec l'augmentation de  $T_e$ , le rapport  $G(90^\circ)$  ou  $\langle G \rangle$  augmente et atteint un maximum à  $T_e$  situé entre  $\sim 3.5$  et  $5 \times 10^6$  K selon la valeur de  $e_0$ . Pour  $T_e \geq 6 \times 10^6$  K, où la contribution de la composante Maxwellienne aux coefficients de taux d'excitation domine largement celle de la composante du faisceau, il y a une diminution du rapport  $G(90^\circ)$  par rapport à la valeur de  $G_M$  de moins de  $\sim 20\%$ .

Il est également intéressant de noter que pour  $e_0 \gtrsim 6.5$  keV, le rapport  $G(90^\circ)$  ou  $\langle G \rangle$  est fortement sensible aux variations de  $T_e$  entre  $10^6$  et  $4 \times 10^6$  K, augmentant par un facteur de 10, de  $\sim 0.04$  à  $\sim 0.4$ . D'autre part, dans le domaine plus élevé de  $T_e$  entre  $5 \times 10^6$  et  $10^7$  K et pour  $e_0 \geq 4$  keV, le rapport  $G(90^\circ)$  ou  $\langle G \rangle$  devient beaucoup moins sensible à  $T_e$ , passant de  $\sim 0.4$  à  $\sim 0.3$ .



En comparant maintenant  $G(90^\circ)$  avec  $\langle G \rangle$ , on voit d'après la figure 6.2 que la prise en compte de l'anisotropie de l'émission radiative est négligeable pour  $e_0$  dans la gamme d'énergie entre 10 et 25 keV, indépendamment de la valeur de  $T_e$ . Selon nos calculs, les rapports  $G(90^\circ)$  et  $\langle G \rangle$  diffèrent entre eux par moins de 3.5%. Cependant, pour  $e_0 = 1.5 - 4$  keV, le rapport d'intensité  $G$  peut être très différent à  $90^\circ$  de la valeur moyennée sur  $4\pi$   $\langle G \rangle$ . A  $T_e = 10^6$  K et  $e_0 = 1.5$  keV, par exemple, les résultats obtenus indiquent que le rapport  $G(90^\circ)$  diffère de  $\sim 16\%$  par rapport à  $\langle G \rangle$ .

Pour évaluer l'influence du processus d'ionisation de couche interne sur le rapport d'intensité  $G$ , nous avons comparé le rapport  $G(90^\circ)$  de celui calculé sans inclusion de ce processus. A  $T_e = 10^6$  K et en supposant que  $f = 5\%$ , nous trouvons que la contribution de l'ionisation de couche interne à l'intensité de la raie  $z$  fait accroître  $G(90^\circ)$  de 0.295 à 0.305 pour  $e_0 = 1.5$  keV et de 0.135 à 0.151 pour  $e_0 = 2$  keV. Malgré un tel accroissement, le rapport d'intensité  $G$  reste cependant trop faible (ne dépassant pas 0.05) pour être d'une utilité pratique. Pour  $T_e \geq 2 \times 10^6$  K et n'importe quelle valeur de  $e_0$ , l'ionisation de couche interne contribue à l'intensité de  $z$  par moins de 10% et le rapport  $G(90^\circ)$  ou  $\langle G \rangle$  augmente de moins de 7% lorsque ce processus est inclus dans notre calcul. Notons que dans le cas du plasma purement Maxwellien, l'ionisation de couche interne est constatée avoir un effet négligeable (moins de 0.7%) sur le rapport  $G_M$  pour l'ensemble des températures  $T_e$  dans l'intervalle  $10^6 - 10^7$  K.

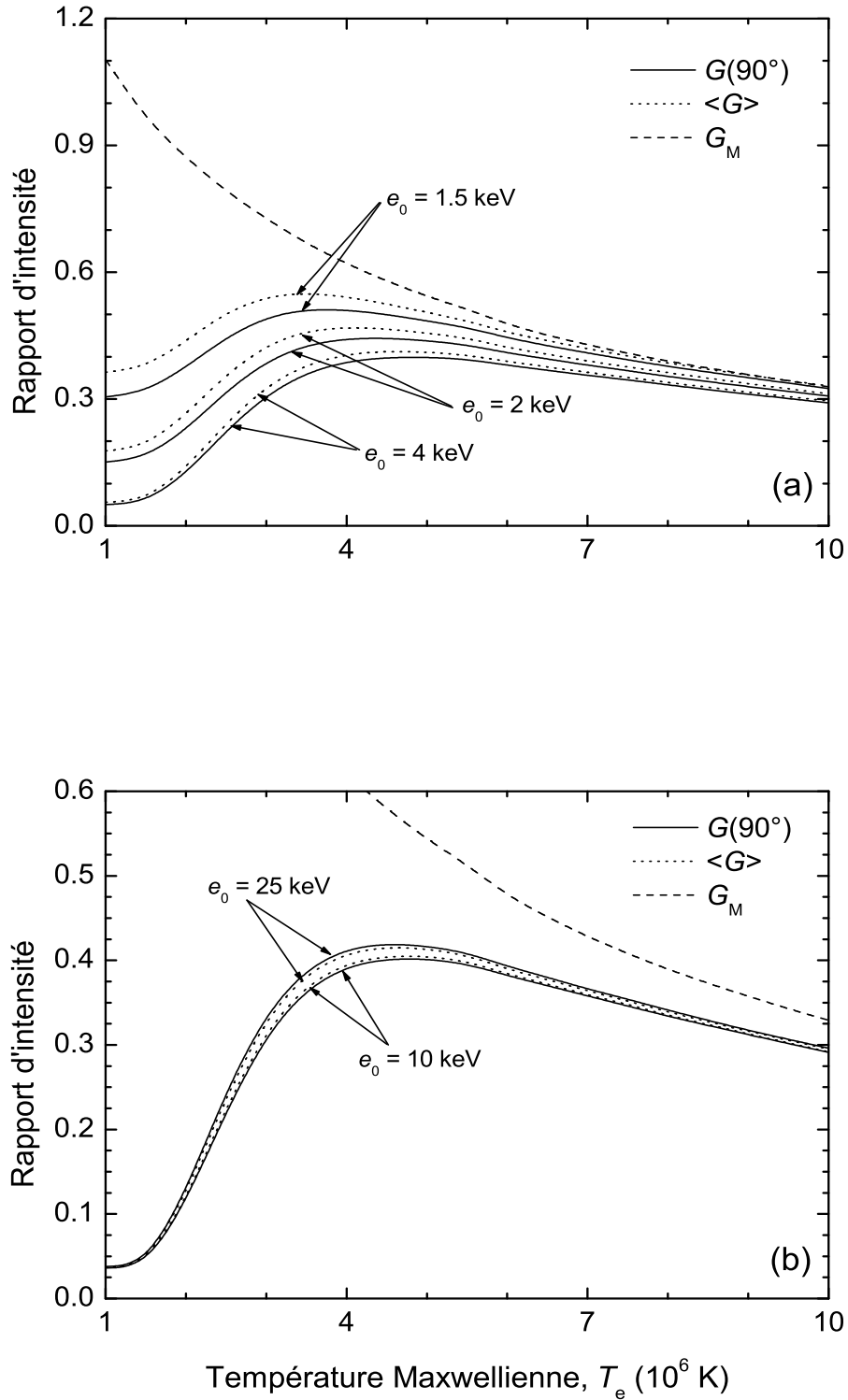


FIGURE 6.2 – Dépendance des rapports d'intensité  $G(90^\circ)$  et  $\langle G \rangle$  à l'égard de la température Maxwellienne  $T_e$ , montrée pour cinq énergies du faisceau d'électrons :  $e_0 = 1.5, 2$  et  $4$  keV dans (a),  $e_0 = 10$  et  $25$  keV dans (b). La fraction de faisceau est prise égale à  $f = 5\%$ . Également tracé est le rapport d'intensité  $G_M$  pour le cas purement Maxwellien ( $f = 0$ ).

### 6.3 Dépendance de $G$ sur l'énergie du faisceau

Nous allons maintenant examiner la sensibilité du rapport  $G$  à l'énergie  $e_0$  du faisceau d'électrons. Dans la figure 6.3 nous montrons les rapports  $G(90^\circ)$  et  $\langle G \rangle$  en fonction de l'énergie  $e_0$  pour cinq valeurs choisies de  $T_e$  et en supposant  $f = 5\%$ . On voit que pour une température  $T_e$  donnée, le rapport  $G$  est peu ou insensible aux variations de  $e_0$  entre  $\sim 6$  et  $25$  keV. Il apparaît également que lorsque  $e_0$  augmente en allant de  $1.5$  à  $\sim 5$  keV, la diminution du rapport  $G$  est plus prononcée quand  $T_e$  est plus petit. Ceci est principalement dû au fait que lorsque l'énergie  $e_0$  augmente le coefficient de taux d'excitation total pour les trois raies triplets diminue plus fortement lorsque  $T_e$  est plus faible. A  $T_e = 10^6$  K, le rapport  $G(90^\circ)$  ou  $\langle G \rangle$  tend vers une valeur négligeable égale à  $\sim 0.04$  pour  $e_0$  supérieur à  $5$  keV.

Il y a eu plusieurs calculs antérieurs du rapport  $G$  pour  $\text{Ne}^{8+}$  [4, 5, 6, 7], mais ils étaient tous, à notre connaissance, consacrés exclusivement aux plasmas purement Maxwelliens. Nous avons comparé nos résultats pour le rapport purement Maxwellien  $G_M$  avec ceux de plus grande précision présentés dans la référence [6]. Les auteurs de cette publication [6] ont fait appel à la méthode entièrement relativiste de Dirac  $R$ -matrix (DRM) dans leur calcul des coefficients de taux d'excitation et ont incorporé tous les niveaux héliumoïdes jusqu'à  $n = 5$  dans les équations de taux collisionnel-radiatif. Nous avons constaté que lorsque la température Maxwellienne  $T_e$  varie entre  $10^6$  et  $10^7$  K, nos valeurs de  $G_M$  sont inférieures de  $12$  à  $20\%$  à ceux de Chen et *al.* [6] lorsque l'on considère leurs valeurs calculées sans inclusion des processus de recombinaison radiative (RR) et recombinaison diélectronique (RD) de l'ion hydrogénoïde (H-like)  $\text{Ne}^{9+}$  comme c'est le cas dans notre travail. Nous avons également fait une comparaison entre nos résultats de  $G_M$  et ceux obtenus par Smith et *al.* [7] qui ont utilisé les données atomiques calculées à l'aide du Code Flexible Atomique (FAC). Dans leurs calculs, ils ne tiennent pas compte de la contribution de résonance aux coefficients de taux d'excitation, mais incluent les effets des cascades radiatives provenant des niveaux jusqu'à  $n = 10$ . Nos résultats ont été estimés être  $\sim 11\%$  supérieurs à  $T_e = 10^6$  K et  $\sim 25\%$  inférieurs à  $T_e = 10^7$  K, ce qui est tout à fait compréhensible en raison de l'inclusion des résonances et l'ignorance des cascades provenant des niveaux  $n \geq 5$  dans la présente étude.

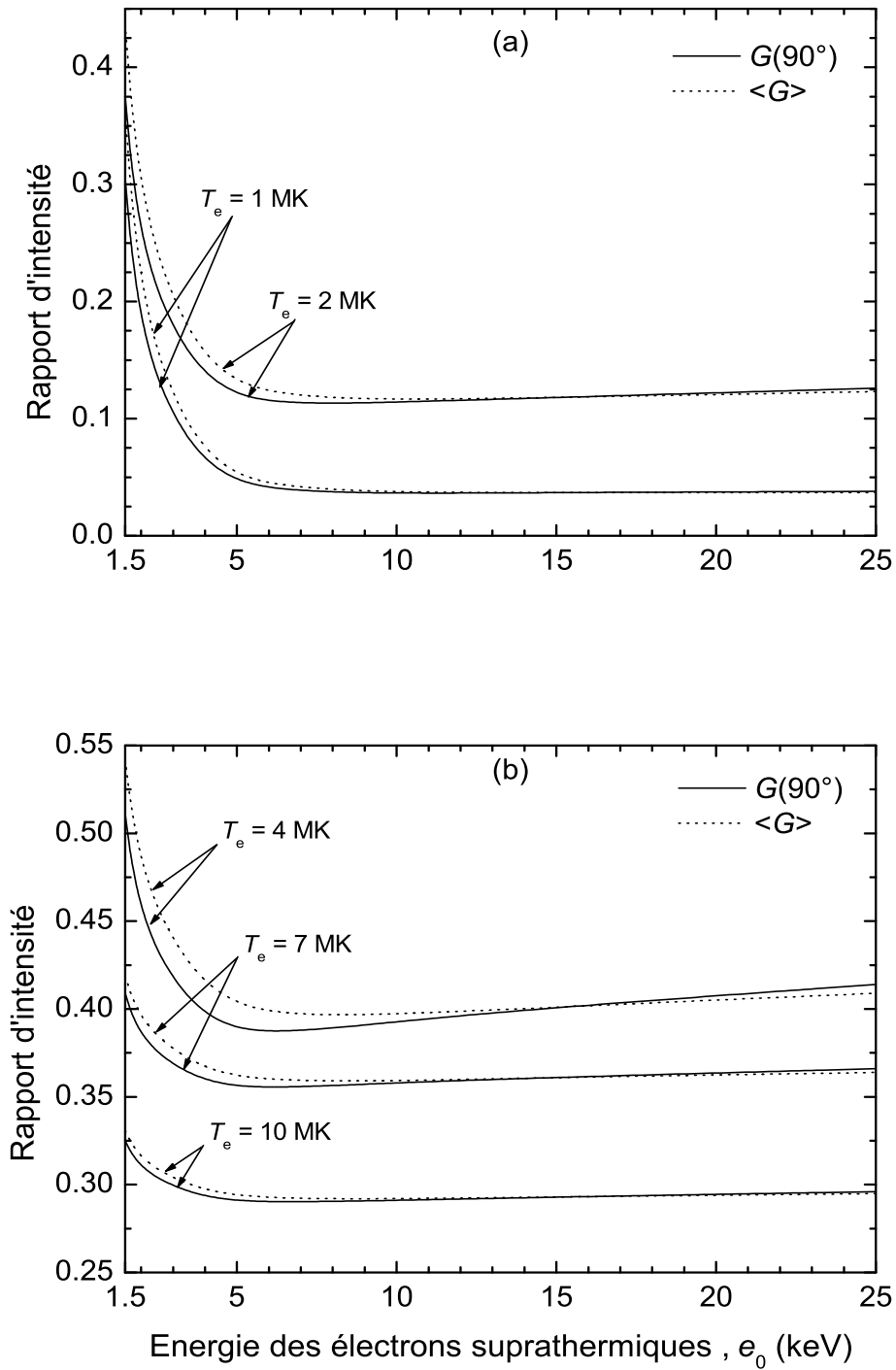


FIGURE 6.3 – Dépendance des rapports d'intensité  $G(90^\circ)$  et  $\langle G \rangle$  à l'égard de l'énergie  $e_0$  du faisceau d'électrons, montrée pour cinq températures Maxwelliennes :  $T_e = 1$  et  $2 \times 10^6$  K dans (a),  $T_e = 4, 7$  et  $10 \times 10^6$  K dans (b). La fraction du faisceau est prise égale à  $f = 5\%$ .

## 6.4 Dépendance de $G$ à la direction d'observation

La figure 6.4 présente les résultats de la variation du rapport d'intensité  $G(\theta)/\langle G \rangle$  avec l'angle d'observation  $\theta$ , obtenus pour  $f = 5\%$  et divers couples sélectionnés des paramètres  $(T_e, e_0)$ . On voit clairement que l'effet de l'anisotropie de l'émission radiative en raison de la directionnalité de la composante de faisceau d'électrons, peut conduire à des différences très importantes entre  $G(0^\circ)$  et  $G(90^\circ)$ . Aux plus basses valeurs considérées de la température Maxwellienne et de l'énergie du faisceau, c'est à dire  $T_e = 10^6$  K et  $e_0 = 1.5$  keV, on trouve que le rapport  $G$  diminue d'un facteur 2 lorsque la direction d'observation varie de  $\theta = 0^\circ$  à  $\theta = 90^\circ$ . Notons au passage que, selon nos calculs, le rapport  $G(90^\circ)$  diffère encore du rapport  $G(0^\circ)$  par le facteur 2 pour des fractions  $f$  du faisceau supérieures à  $\sim 0.2\%$ . Nos calculs indiquent également que, comme prévu, la dépendance en  $\theta$  du rapport  $G$  est assez faible pour  $T_e \gtrsim 6 \times 10^6$  K et/ou  $e_0 \gtrsim 10$  keV. Dans ces gammes de paramètres, les valeurs calculées du rapport  $G(\theta)/\langle G \rangle$  diffèrent de l'unité par moins de 7% pour tout angle d'observation.

Afin de mieux comprendre la dépendance en  $\theta$  du rapport  $G$ , nous avons exploré la distribution angulaire de l'intensité de chacune des quatre raies impliquées dans  $G$ . Nous avons constaté que la dépendance directionnelle de l'intensité de chacune des raies  $z$  et  $(x, y)$  varie d'une manière opposée de sorte que les effets d'anisotropie s'annulent partiellement dans la somme des intensités de ces trois raies. Par exemple, dans la direction  $\theta = 90^\circ$ , il y a une augmentation de l'intensité de la raie  $z$  et une diminution de l'intensité de  $(x, y)$  par rapport à leurs valeurs moyennées sur  $4\pi$ . Par conséquent, l'intensité totale des trois raies triplets peut présenter seulement une faible anisotropie. Même dans les conditions extrêmes de haute anisotropie du rayonnement considérées ici, à savoir  $T_e = 10^6$  K et  $e_0 = 1.5$  keV avec  $n_e = 10^9$  cm $^{-3}$  (limite de basse densité), nous avons remarqué que l'intensité totale  $(I_x(\theta) + I_y(\theta) + I_z(\theta))$  ne varie qu'à l'intérieur de 8% avec l'angle  $\theta$  dans l'intervalle  $0^\circ - 90^\circ$ . Pour être plus précis, le rapport  $(I_x(\theta) + I_y(\theta) + I_z(\theta))/(\langle I_x \rangle + \langle I_y \rangle + \langle I_z \rangle)$  varie de 0.949 à 1.026 lorsque  $\theta$  augmente de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . En revanche, pour les raies prises individuellement, les variations des rapports  $I_x(\theta)/\langle I_x \rangle$ ,  $I_y(\theta)/\langle I_y \rangle$  et  $I_z(\theta)/\langle I_z \rangle$  avec  $\theta$  sont de 1.265 à 0.862, de 1.238 à 0.881 et de 0.870 à 1.065, respectivement.

Nous pouvons donc conclure que la dépendance angulaire du rapport d'intensité  $G$  est essentiellement déterminée par la distribution angulaire de l'intensité de la raie  $w$ . Autrement dit, le rapport  $G$  est, avec une bonne approximation, lié à l'angle d'observation par  $G(\theta) \approx \langle G \rangle (1 - P_w/3)/(1 - P_w \cos^2 \theta)$ .

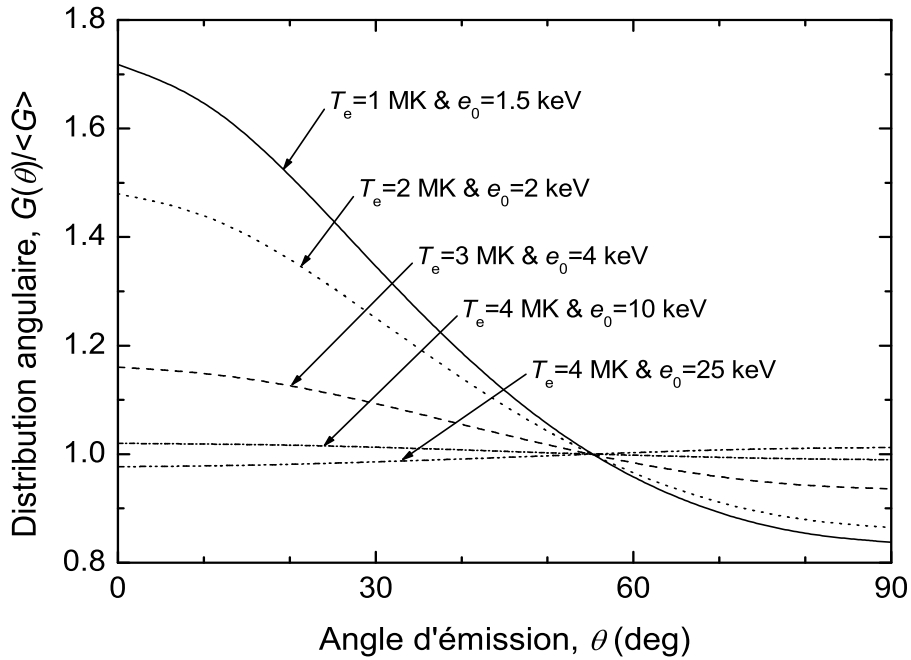


FIGURE 6.4 – Dépendance du rapport  $G(\theta)/\langle G \rangle$  sur l'angle d'observation  $\theta$ , montrée pour cinq couples sélectionnés des paramètres  $(T_e, e_0)$ . La fraction du faisceau est prise égale à  $f = 5\%$ .

## 6.5 Dépendance de $G$ sur la fraction du faisceau

Dans tous les résultats présentés précédemment dans les figures 6.1–6.4, la fraction du faisceau a été considérée comme constante à la valeur de 5%. Nous avons étudié l'influence de la fraction du faisceau sur le rapport  $G$  en faisant varier ce paramètre à partir de  $f = 0$  (plasma purement Maxwellien) jusqu'à  $f = 10\%$ . La figure 6.5 présente les variations des rapports  $G(90^\circ)$  et  $\langle G \rangle$  en fonction de la fraction du faisceau pour différentes valeurs des paramètres  $(T_e, e_0)$ . D'après les résultats exposés dans la figure 6.5(a), on voit que même une très petite fraction des électrons du faisceau, inférieure à 0.01%, peut avoir un effet majeur sur le rapport  $G$  dans le cas de  $T_e = 10^6$  K. A cette température et, par exemple,  $e_0 = 4$  keV, le rapport  $G(90^\circ)$  est diminué d'un facteur de près de 1.5 pour  $f = 0.002\%$  et de 3 pour  $f = 0.01\%$  comparativement au rapport purement Maxwellien  $G_M$  dont la valeur calculée est de 1.10. On peut également observer à partir de la figure 6.5(a) que pour  $T_e = 2 \times 10^6$  K une forte sensibilité du rapport  $G$  vis à vis de  $f$  commence à environ  $\sim 0.1\%$ . Comme on pouvait s'y attendre, avec l'augmentation de  $T_e$  le rapport  $G$  devient de moins en moins sensible aux variations de  $f$ . La figure 6.5(b) montre une

dépendance relativement faible du rapport d'intensité  $G$  sur la fraction du faisceau  $f$  à  $T_e \gtrsim 7 \times 10^6$  K.

Il a été noté dans la sous-section précédente 6.2 dans laquelle la valeur  $f = 5\%$  a été prise, que le processus d'ionisation de couche interne peut, via l'intensité de la raie  $z$ , augmenter considérablement le rapport  $G$  pour  $T_e \lesssim 1.5 \times 10^6$  K et  $e_0 \gtrsim 4$  keV. Toutefois, dans ces conditions des paramètres  $f$ ,  $T_e$  et  $e_0$ , l'intensité de  $z$  avec celle de  $x$  et  $y$  demeurent trop petites (par rapport à l'intensité de la raie  $w$ ) pour être observées, et donc l'effet de l'ionisation de couche interne sur le rapport  $G$  serait indétectable. La figure 6.6 montre une comparaison entre les rapports  $G(90^\circ)$  calculés avec et sans la prise en compte de la contribution d'ionisation de couche interne pour  $f$  variant de 0.001% à 1%,  $T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 2$  keV et 4 keV. Dans le cas où  $e_0 = 4$  keV par exemple, la non-prise en compte de la contribution de l'ionisation de couche interne à l'intensité  $z$  conduit à une sous-estimation de  $\sim 45 - 75\%$  du rapport  $G(90^\circ)$  pour  $f$  dans l'intervalle 0.05 – 0.1% pour lequel  $G(90^\circ) > 0.1$ . Il est constaté que l'inclusion de l'ionisation de couche interne a un effet peu significatif (moins de 10%) sur le rapport  $G$  pour  $f \leq 0.007\%$  et ceci quel que soit les valeurs de l'énergie de  $e_0$ . A  $T_e \geq 1.5 \times 10^6$  K et  $e_0 \geq 10$  keV, la fraction du faisceau  $f$  doit être supérieur à  $\sim 0.8\%$  avant que l'augmentation du rapport  $G$  dû à l'ionisation de couche interne supérieure ne dépasse 10%.

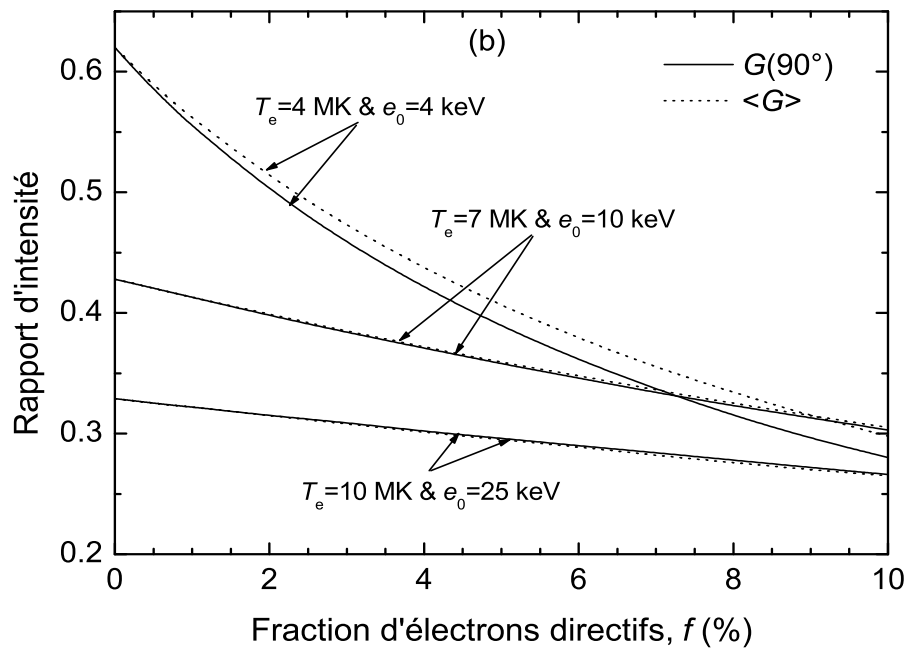
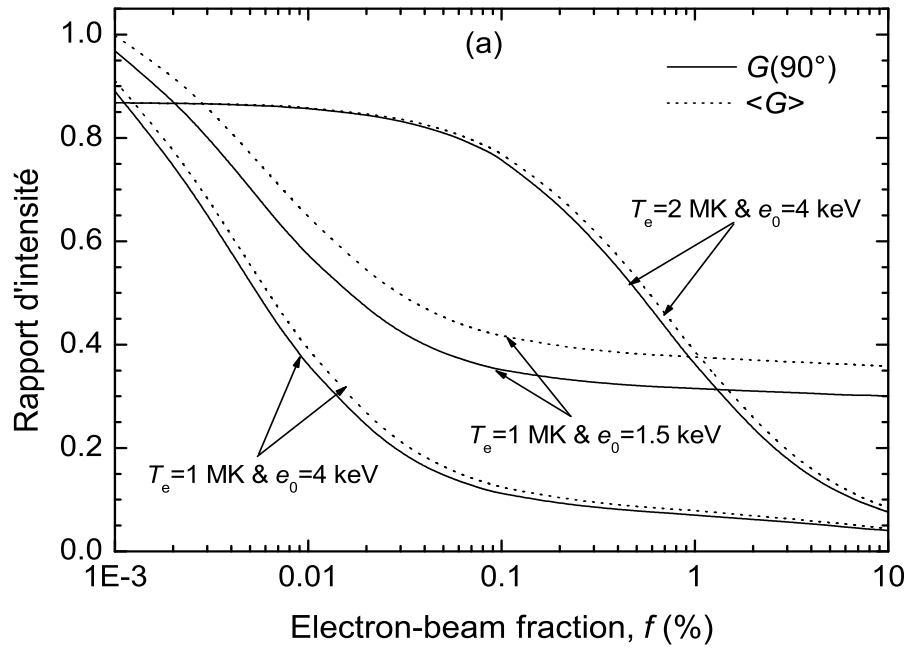


FIGURE 6.5 – Dépendance des rapports d'intensité  $G(90^\circ)$  et  $\langle G \rangle$  sur la fraction  $f$  du faisceau d'électrons, montrée pour six couples sélectionnés des paramètres  $(T_e, e_0)$ .



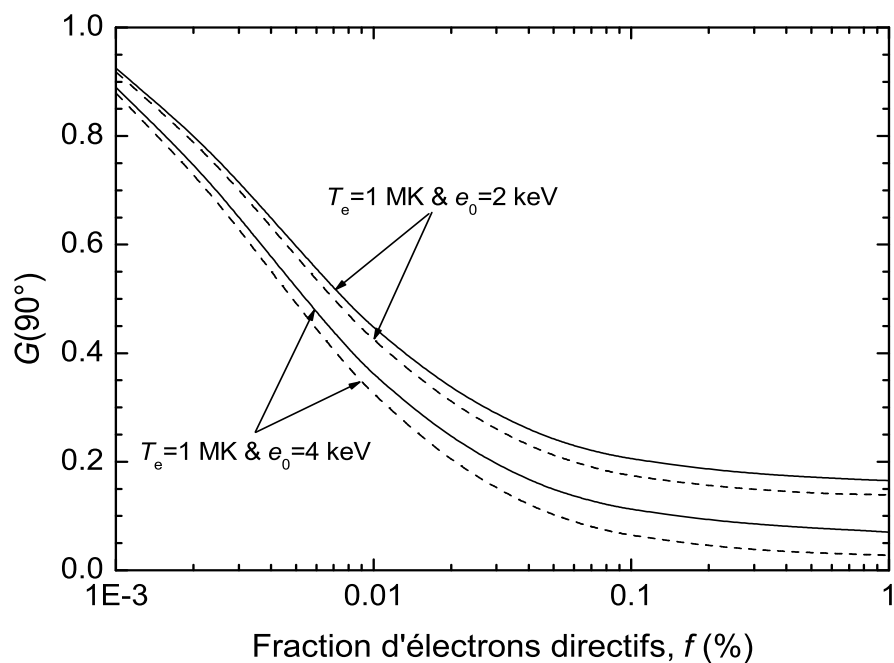


FIGURE 6.6 – Rapport d'intensité  $G(90^\circ)$  en fonction de la fraction  $f$  du faisceau d'électrons entre 0.001% et 1%, calculé avec (trait en continu) et sans (trait en discontinu) l'inclusion de l'ionisation de couche interne pour ( $T_e = 10^6 \text{ K}$ ,  $e_0 = 2 \text{ keV}$ ) et ( $T_e = 10^6 \text{ K}$ ,  $e_0 = 4 \text{ keV}$ ).

# Bibliographie

- [1] S.W. Rachedi, M.K. Inal and J. Dubau, *Density dependence of the polarization of the  $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$  intercombination line emitted by helium-like neon excited by an electron beam*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **38**, 547 (2005).
- [2] Z. Bedrane, M.K. Inal and S. Fritzsche, *Effect of directional energetic electrons on the plasma density diagnostic*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. , **42**, 055701 (2009).
- [3] M.K. Inal and J. Dubau, *Theory of excitation of He-like and Li-like atomic sublevels by directive electrons : application to x-ray line polarisation*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys., **20**, 4221 (1987).
- [4] F.P. Keenan, D.L. McKenzie, S.M. McCann et al., *Ne IX emission-line ratios in solar active regions*, Astrophys. J., **318**, 926 (1987).
- [5] D. Porquet and J. Dubau, *X-ray photoionized plasmas diagnostics with Helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **143**, 495 (2000).
- [6] G.X. Chen, R.K. Smith, K. Kirby et al., *Fully relativistic R-matrix calculation of electron impact excitation of NeIX*, Phys. Rev. A., **74**, 042709 (2006).
- [7] R.K. Smith, G.X. Chen, K. Kirby et al., *A new calculation of NeIX line diagnostics*, Astrophys. J., **700**, 679 (2009).

# Chapitre 7

## Conclusions

Au cours de ce travail, nous avons présenté des calculs élaborés du rapport d'intensité  $G = (I_x + I_y + I_z)/I_w$  des raies émises par des ions  $\text{Ne}^{8+}$  en prenant en compte une fonction de distribution des électrons qui se compose d'une partie Maxwellienne isotrope avec une température  $T_e$  dans l'intervalle de  $10^6 - 10^7$  K et une partie faisceau monoénergétique d'énergie  $e_0$  et de fraction  $f$  dans les gammes de 1.5 – 25 keV et 0 – 10%. Ces calculs sont basés sur un modèle collisionnel-radiatif stationnaire qui inclut les 117 états associés aux configurations électroniques  $1snl$  avec  $n \leq 4$  et incorpore le processus d'ionisation de couche interne des ions lithiumoïdes (Li-like)  $\text{Ne}^{7+}$  dans leur niveau fondamental. Nous avons exploré les effets des différents paramètres caractérisant la fonction de distribution d'électrons adoptée et nous avons montré que la dépendance du rapport  $G$  vis à vis de la température Maxwellienne peut être profondément modifiée par l'effet de la composante du faisceau d'électrons, en particulier aux faibles valeurs de  $T_e$ . Nos principaux résultats peuvent être résumés comme suit.

- (i) Il y a une augmentation rapide du rapport d'intensité  $G$  quand  $T_e$  augmente à partir de  $10^6$  K suivie d'une diminution en douceur à des températures plus élevées, contrairement à la situation Maxwellienne pure où  $G$  est une fonction monotone décroissante de la température. Pour  $e_0 = 4 - 25$  keV et  $f = 1\%$  par exemple, le rapport d'intensité  $G$  est inférieur à 0.1 pour  $T_e = 10^6$  K, atteint un maximum d'environ 0.6 près de  $T_e = 3 \times 10^6$  K, puis diminue lentement quand  $T_e$  augmente encore, atteignant 0.32 à  $T_e = 10^7$  K, tandis que dans le cas de la distribution Maxwellienne pure le rapport  $G$  diminue de  $\sim 1.1$  à  $T_e = 10^6$  K à  $\sim 0.33$  à  $T_e = 10^7$  K. Précisons qu'à  $T_e = 10^6$  K le rapport  $G$  pour  $e_0$  dans l'intervalle 10 – 25 keV et  $f = 1\%$  diminue d'un facteur aussi important que  $\sim 20$  par rapport à la valeur Maxwellienne pure.

- (ii) Dans la gamme de température élevée,  $T_e \gtrsim 6 \times 10^6$  K, les effets de la composante du faisceau sont petits. Ils font diminuer le rapport  $G$  par rapport à la valeur Maxwellienne pure par moins de 5% à  $f = 1\%$  pour toute valeur de  $e_0$ .
- (iii) Nous avons trouvé que le rapport  $G$  est très peu sensible à l'énergie des électrons du faisceau dans la gamme  $e_0 = 7 - 25$  keV pour toute valeur donnée de  $T_e$ .
- (iv) La sensibilité du rapport  $G$  vis à vis de la fraction des électrons du faisceau peut commencer à environ 0.001% et 0.1% à  $T_e = 10^6$  K et  $2 \times 10^6$  K, respectivement. En particulier, à  $T_e = 10^6$  K et  $e_0 = 10$  keV le rapport  $G$  pour  $f = 0.01\%$  est 1/3 de moins que le rapport Maxwellien pur, et la non-prise en compte de l'effet de la composante des électrons du faisceau conduit à une surestimation d'un facteur  $\sim 8$  de la température associée aux électrons Maxwelliens.
- (v) Nous avons constaté que le rapport  $G$  est indépendant de la densité électronique en dessous de la limite de  $10^{13}$  cm $^{-3}$  fixée dans ce travail indépendamment des trois paramètres ( $T_e, e_0, f$ ) et de l'angle d'observation par rapport à la direction du faisceau d'électrons.
- (vi) L'effet de la composante du faisceau d'électrons peut entraîner des degrés de polarisation relativement élevés, atteignant 30 à 50% pour la raie  $w$  et -10 à -40% pour les raies d'intercombinaison ( $x, y$ ) ceci pour  $e_0 = 1.5$  keV,  $f = 1\%$ , et  $T_e$  dans l'intervalle  $10^6 - 2 \times 10^6$  K.
- (vii) Le rapport  $G$  peut présenter une distribution angulaire fortement anisotrope pour les valeurs relativement basses de  $T_e$  et pour  $e_0 \lesssim 4$  keV. Par exemple, à  $T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 1.5$  keV et  $f \geq 0.2\%$ , les rapports  $G$  pour les angles d'observation  $\theta = 90^\circ$  et  $\theta = 0^\circ$  diffèrent entre eux par un facteur d'environ 2.
- (viii) L'effet sur le rapport  $G$  d'incorporation de l'ionisation de couche interne de Ne $^{7+}$  par les électrons du faisceau est insignifiant à  $T_e \gtrsim 2 \times 10^6$  K, mais à des températures Maxwelliennes inférieures, il peut conduire à une amélioration considérable du rapport  $G$ . Par exemple, à  $T_e = 10^6$  K le rapport  $G$  pour  $\theta = 90^\circ$ ,  $e_0 = 4$  keV et  $f = 0.1\%$  s'élève à 0.11 comparativement à la valeur de 0.064 obtenue sans inclure l'ionisation de couche interne.

Il est à espérer que les calculs présentés dans ce document seront utiles pour des applications du rapport d'intensité  $G$  ainsi que des degrés de polarisation des raies  $w$  et ( $x, y$ ) aux diagnostics des plasmas non-Maxwelliens astrophysiques et de laboratoire, contenant des électrons rapides et anisotropes en vue de l'estimation de la moyenne d'énergie et de la directivité de ces électrons suprathermiques.

Les présents résultats ont été obtenus sans tenir compte des contributions aux intensités des raies dues à la recombinaison radiative (RR) et à la recombinaison diélectronique (RD) de ions hydrogénoïdes (H-like)  $\text{Ne}^{9+}$ . Nous nous attendons à ce que la présence d'une composante d'électrons rapides augmenterait considérablement le rapport d'abondance ionique  $\text{Ne}^{9+}/\text{Ne}^{8+}$ , mais les coefficients de taux des deux processus RR et RD resteraient inchangés. Ceci se produit parce que la RD est un processus résonnant impliquant des électrons avec des énergies relativement modérées et la RR s'effectue sans aucun seuil d'énergie et d'ailleurs il est bien connu que les sections efficaces de RR diminuent avec l'augmentation de l'énergie des électrons. Nous espérons étendre nos calculs pour inclure les contributions de recombinaison dans un proche avenir.

# Chapitre 8

## Annexe A

### Forces de collision

TABLE 8.1 – Forces de collision pour les transitions à partir du niveau fondamental  $1^1S_0$  vers les différents sous-niveaux magnétiques  $M_j$  appartenant à chaque niveau  $1s2l$  dans l'ion  $\text{Ne}^{8+}$ . Les résultats sont donnés pour huit valeurs de l'énergie  $e_0$  de l'électron incident. Les forces de collision totales ( $\Sigma$ ) obtenues en sommant sur tous les sous-niveaux magnétiques  $M_j$  sont également données. Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Niveau		$e_0$ (keV)							
excite	$M_j$	1	1.5	2	4	6.5	10	15	25
$2^3S_1$	0	7.56[-4]	4.76[-4]	3.27[-4]	1.17[-4]	5.24[-5]	2.47[-5]	1.18[-5]	4.51[-6]
	1	7.56[-4]	4.76[-4]	3.27[-4]	1.17[-4]	5.24[-5]	2.47[-5]	1.18[-5]	4.51[-6]
	$\Sigma$	2.27[-3]	1.43[-3]	9.81[-4]	3.51[-4]	1.57[-4]	7.41[-5]	3.54[-5]	3.35[-5]
$2^3P_0$	0	1.34[-3]	6.95[-4]	4.15[-4]	1.08[-4]	3.99[-5]	1.63[-5]	6.92[-6]	2.26[-6]
$2^3P_1$	0	5.53[-4]	2.91[-4]	1.90[-4]	7.93[-5]	4.85[-5]	3.47[-5]	2.84[-5]	2.52[-5]
	1	1.74[-3]	9.03[-4]	5.37[-4]	1.39[-4]	5.78[-5]	3.43[-5]	2.85[-5]	3.03[-5]
	$\Sigma$	4.04[-3]	2.10[-3]	1.26[-3]	3.57[-4]	1.64[-4]	1.03[-4]	8.54[-5]	8.58[-5]
$2^3P_2$	0	2.13[-3]	1.10[-3]	6.49[-4]	1.52[-4]	4.99[-5]	1.78[-5]	6.67[-6]	1.89[-6]
	1	1.74[-3]	8.97[-4]	5.31[-4]	1.30[-4]	4.47[-5]	1.70[-5]	6.77[-6]	2.07[-6]
	2	5.47[-4]	2.81[-4]	1.77[-4]	6.21[-5]	2.94[-5]	1.45[-5]	7.09[-6]	2.60[-6]
$\Sigma$	6.70[-3]	3.46[-3]	2.07[-3]	5.36[-4]	1.98[-4]	8.08[-5]	3.44[-5]	1.12[-5]	
$2^1S_0$	0	5.30[-3]	6.45[-3]	7.11[-3]	8.23[-3]	8.74[-3]	9.09[-3]	9.42[-3]	9.90[-3]
$2^1P_1$	0	1.16[-2]	1.99[-2]	2.54[-2]	3.53[-2]	3.94[-2]	4.20[-2]	4.44[-2]	4.73[-2]
	1	2.75[-3]	5.36[-3]	8.07[-3]	1.75[-2]	2.65[-2]	3.56[-2]	4.48[-2]	5.83[-2]
	$\Sigma$	1.71[-2]	3.06[-2]	4.15[-2]	7.03[-2]	9.24[-2]	1.13[-1]	1.34[-1]	1.64[-1]

TABLE 8.2 – Même légende que pour le tableau 8.1 sauf qu'il s'agit de l'excitation vers les différents sous-niveaux magnétiques  $M_j$  appartenant aux niveaux  $1s3l$ . Pour sept valeurs de l'énergie  $e_0$

Niveau excite	$M_j$	$e_0$ (keV)						
		1.5	2	4	6.5	10	15	25
$3^3S_1$	0	1.38[-4]	9.27[-5]	3.16[-5]	1.39[-5]	6.47[-6]	3.06[-6]	1.16[-6]
	1	1.38[-4]	9.27[-5]	3.16[-5]	1.39[-5]	6.47[-6]	3.06[-6]	1.16[-6]
	$\Sigma$	4.14[-4]	2.78[-4]	9.48[-5]	4.17[-5]	1.94[-5]	9.18[-6]	3.48[-6]
$3^3P_0$	0	2.19[-4]	1.27[-4]	3.18[-5]	1.15[-5]	4.68[-6]	1.99[-6]	6.62[-7]
$3^3P_1$	0	8.48[-5]	5.34[-5]	2.10[-5]	1.24[-5]	8.47[-6]	6.59[-6]	5.57[-6]
	1	2.87[-4]	1.67[-4]	4.07[-5]	1.59[-5]	8.68[-6]	6.67[-6]	6.70[-6]
	$\Sigma$	6.59[-4]	3.87[-4]	1.02[-4]	4.42[-5]	2.58[-5]	1.99[-5]	1.90[-5]
$3^3P_2$	0	3.54[-4]	2.04[-4]	4.60[-5]	1.48[-5]	5.23[-6]	1.95[-6]	5.57[-7]
	1	2.86[-4]	1.65[-4]	3.88[-5]	1.31[-5]	4.94[-6]	1.97[-6]	6.07[-7]
	2	8.27[-5]	5.07[-5]	1.73[-5]	8.18[-6]	4.07[-6]	2.01[-6]	7.57[-7]
	$\Sigma$	1.09[-3]	6.35[-4]	1.58[-4]	5.74[-5]	2.32[-5]	9.91[-6]	3.28[-6]
$3^1S_0$	0	1.25[-3]	1.43[-3]	1.72[-3]	1.85[-3]	1.94[-3]	2.01[-3]	2.13[-3]
$3^3D_1$	0	4.20[-5]	1.93[-5]	2.76[-6]	7.08[-7]	2.18[-7]	7.36[-8]	1.93[-8]
	1	1.56[-5]	8.15[-6]	1.74[-6]	6.05[-7]	2.33[-7]	8.88[-8]	2.29[-8]
	$\Sigma$	7.32[-5]	3.56[-5]	6.24[-6]	1.92[-6]	6.84[-7]	2.51[-7]	6.51[-8]
$3^3D_2$	0	2.74[-5]	1.70[-5]	6.07[-6]	3.82[-6]	3.58[-6]	4.15[-6]	4.97[-6]
	1	3.94[-5]	1.95[-5]	7.83[-6]	7.02[-6]	6.47[-6]	5.55[-6]	4.54[-6]
	2	9.99[-6]	6.82[-6]	4.63[-6]	5.37[-6]	6.50[-6]	7.91[-6]	9.50[-6]
	$\Sigma$	1.26[-4]	6.97[-5]	3.10[-5]	2.86[-5]	2.95[-5]	3.10[-5]	3.30[-6]
$3^3D_3$	0	5.03[-5]	2.19[-5]	2.54[-6]	5.52[-7]	1.57[-7]	5.41[-8]	1.67[-8]
	1	4.03[-5]	1.84[-5]	2.60[-6]	6.69[-7]	2.09[-7]	7.19[-8]	1.92[-8]
	2	1.74[-5]	1.00[-5]	2.43[-6]	8.29[-7]	2.97[-7]	1.04[-7]	2.42[-8]
	3	2.20[-6]	2.01[-6]	9.50[-7]	4.57[-7]	2.11[-7]	8.88[-8]	2.38[-8]
	$\Sigma$	1.70[-4]	8.27[-5]	1.45[-5]	4.46[-6]	1.59[-6]	5.83[-7]	1.51[-7]
$3^1D_2$	0	1.13[-4]	1.22[-4]	1.08[-4]	1.03[-4]	1.19[-4]	1.47[-4]	1.80[-4]
	1	7.10[-5]	1.22[-4]	2.18[-4]	2.41[-4]	2.31[-4]	2.00[-4]	1.65[-4]
	2	1.60[-5]	3.54[-5]	1.09[-4]	1.73[-4]	2.29[-4]	2.86[-4]	3.46[-4]
	$\Sigma$	2.86[-4]	4.37[-4]	7.62[-4]	9.31[-4]	1.04[-3]	1.12[-3]	1.20[-3]
$3^1P_1$	0	3.48[-3]	4.72[-3]	6.83[-3]	7.67[-3]	8.05[-3]	8.44[-3]	8.87[-3]
	1	8.67[-4]	1.39[-3]	3.24[-3]	4.94[-3]	6.75[-3]	8.51[-3]	1.10[-2]
	$\Sigma$	5.21[-3]	7.50[-3]	1.33[-2]	1.75[-2]	2.15[-2]	2.55[-2]	3.09[-2]



TABLE 8.3 – Même légende que pour le tableau 8.1 sauf qu'il s'agit de l'excitation vers les différents sous-niveaux magnétiques  $M_j$  appartenant aux niveaux  $1s4l$ .

Niveau excite	$M_j$	$e_0$ (keV)						
		1.5	2	4	6.5	10	15	25
$4^3S_1$	0	5.62[-5]	3.74[-5]	1.25[-5]	5.47[-6]	2.54[-6]	1.20[-6]	4.53[-7]
	1	5.62[-5]	3.74[-5]	1.25[-5]	5.47[-6]	2.54[-6]	1.20[-6]	4.53[-7]
	$\Sigma$	1.69[-4]	1.12[-4]	3.75[-5]	1.64[-5]	7.62[-6]	3.60[-6]	1.36[-6]
$4^3P_0$	0	9.27[-5]	5.35[-5]	1.31[-5]	4.72[-6]	1.90[-6]	8.12[-7]	2.71[-7]
$4^3P_1$	0	3.49[-5]	2.17[-5]	8.47[-6]	4.98[-6]	3.39[-6]	2.63[-6]	2.21[-6]
	1	1.21[-4]	6.99[-5]	1.68[-5]	6.49[-6]	3.50[-6]	2.66[-6]	2.67[-6]
	$\Sigma$	2.77[-4]	1.61[-4]	4.21[-5]	1.80[-5]	1.04[-5]	7.95[-6]	7.55[-6]
$4^3P_2$	0	1.50[-4]	8.57[-5]	1.90[-5]	6.08[-6]	2.14[-6]	7.98[-7]	2.28[-7]
	1	1.21[-4]	6.94[-5]	1.60[-5]	5.38[-6]	2.02[-6]	8.02[-7]	2.48[-7]
	2	3.41[-5]	2.06[-5]	6.95[-6]	3.29[-6]	1.64[-6]	8.14[-7]	3.09[-7]
	$\Sigma$	4.60[-4]	2.66[-4]	6.49[-5]	2.34[-5]	9.46[-6]	4.03[-6]	1.34[-6]
$4^1S_0$	0	4.75[-4]	5.50[-4]	6.72[-4]	7.26[-4]	7.62[-4]	7.93[-4]	8.37[-4]
$4^3F_3$	0	1.38[-6]	8.58[-7]	6.17[-7]	6.27[-7]	6.03[-7]	5.19[-7]	3.88[-7]
	1	6.51[-7]	4.07[-7]	2.33[-7]	1.29[-7]	9.96[-8]	1.66[-7]	2.27[-7]
	2	3.61[-7]	3.60[-7]	5.63[-7]	6.19[-7]	5.78[-7]	4.95[-7]	3.69[-7]
	3	3.30[-8]	5.60[-8]	2.12[-7]	3.76[-7]	5.28[-7]	6.53[-7]	8.40[-7]
	$\Sigma$	3.47[-6]	2.50[-6]	2.63[-6]	2.87[-6]	3.01[-6]	3.14[-6]	3.26[-6]
$4^3F_2$	0	1.05[-6]	3.57[-7]	2.43[-8]	3.98[-9]	9.69[-10]	3.41[-10]	1.23[-10]
	1	5.92[-7]	2.42[-7]	2.89[-8]	6.72[-9]	1.81[-9]	5.15[-10]	1.11[-10]
	2	8.12[-8]	4.84[-8]	1.28[-8]	4.60[-9]	1.59[-9]	4.83[-10]	8.35[-11]
	$\Sigma$	2.40[-6]	9.38[-7]	1.08[-7]	2.66[-8]	7.77[-9]	2.34[-9]	5.12[-10]
$4^3F_4$	0	1.09[-6]	3.49[-7]	2.10[-8]	3.87[-9]	1.17[-9]	4.52[-10]	1.52[-10]
	1	9.40[-7]	3.30[-7]	2.54[-8]	4.60[-9]	1.14[-9]	3.74[-10]	1.19[-10]
	2	5.47[-7]	2.48[-7]	3.13[-8]	6.51[-9]	1.51[-9]	3.77[-10]	7.77[-11]
	3	1.13[-7]	8.39[-8]	2.39[-8]	7.89[-9]	2.52[-9]	7.26[-10]	1.17[-10]
	4	3.67[-9]	6.16[-9]	5.65[-9]	2.97[-9]	1.20[-9]	3.96[-10]	7.00[-11]
	$\Sigma$	4.30[-6]	1.68[-6]	1.93[-7]	4.78[-8]	1.39[-8]	4.20[-9]	2.32[-10]
$4^1F_3$	0	1.63[-6]	1.11[-6]	9.27[-7]	9.57[-7]	9.22[-7]	7.95[-7]	5.94[-7]
	1	5.97[-7]	4.96[-7]	3.46[-7]	1.95[-7]	1.51[-7]	2.54[-7]	3.47[-7]
	2	3.26[-7]	4.48[-7]	8.48[-7]	9.43[-7]	8.83[-7]	7.57[-7]	5.64[-7]
	3	2.92[-8]	6.86[-8]	3.18[-7]	5.73[-7]	8.08[-7]	1.00[-6]	1.28[-6]
	$\Sigma$	3.53[-6]	3.13[-6]	3.95[-6]	4.38[-6]	4.61[-6]	4.81[-6]	4.98[-6]

TABLE 8.4 – Même légende que pour le tableau 8.3

Niveau excite	$M_j$	$e_0$ (keV)						
		1.5	2	4	6.5	10	15	25
$4^3D_1$	0	2.47[-5]	1.12[-5]	1.58[-6]	4.02[-7]	1.24[-7]	4.18[-8]	1.09[-8]
	1	9.00[-6]	4.65[-6]	9.75[-7]	3.38[-7]	1.30[-7]	5.03[-8]	1.31[-8]
	$\Sigma$	4.27[-5]	2.05[-5]	3.53[-6]	1.08[-6]	3.84[-7]	1.42[-7]	3.71[-8]
$4^3D_2$	0	1.49[-5]	8.78[-6]	2.63[-6]	1.38[-6]	1.12[-6]	1.23[-6]	1.46[-6]
	1	2.30[-5]	1.05[-5]	2.82[-6]	2.18[-6]	1.95[-6]	1.67[-6]	1.35[-6]
	2	5.52[-6]	3.56[-6]	1.77[-6]	1.71[-6]	1.95[-6]	2.33[-6]	2.80[-6]
	$\Sigma$	7.19[-5]	3.69[-5]	1.18[-5]	9.16[-6]	8.92[-6]	9.23[-6]	9.76[-6]
$4^3D_3$	0	2.99[-5]	1.29[-5]	1.47[-6]	3.15[-7]	8.90[-8]	3.05[-8]	9.34[-9]
	1	2.38[-5]	1.08[-5]	1.49[-6]	3.80[-7]	1.18[-7]	4.07[-8]	1.09[-8]
	2	9.85[-6]	5.64[-6]	1.36[-6]	4.66[-7]	1.67[-7]	5.93[-8]	1.39[-8]
	3	1.13[-6]	1.07[-6]	5.17[-7]	2.51[-7]	1.17[-7]	5.01[-8]	1.37[-8]
	$\Sigma$	9.95[-5]	4.79[-5]	8.20[-6]	2.50[-6]	8.93[-7]	3.31[-7]	8.63[-8]
$4^1D_2$	0	5.37[-5]	5.93[-5]	5.29[-6]	5.01[-5]	5.72[-5]	7.12[-5]	8.85[-5]
	1	3.08[-5]	5.61[-5]	1.06[-4]	1.18[-4]	1.14[-4]	9.97[-5]	8.21[-5]
	2	6.59[-6]	1.57[-5]	5.14[-5]	8.30[-5]	1.10[-4]	1.39[-4]	1.70[-4]
	$\Sigma$	1.28[-4]	2.03[-4]	3.68[-4]	4.52[-4]	5.05[-4]	5.48[-4]	5.93[-4]
$4^1P_1$	0	1.25[-3]	1.74[-3]	2.58[-3]	2.90[-3]	3.03[-3]	3.17[-3]	3.32[-3]
	1	3.03[-4]	4.99[-4]	1.20[-3]	1.85[-3]	2.53[-3]	3.20[-3]	4.16[-3]
	$\Sigma$	1.86[-3]	2.74[-3]	4.98[-3]	6.60[-3]	8.09[-3]	9.57[-3]	1.16[-3]

TABLE 8.5 – Forces de collision pour les transitions à partir du niveau métastable  $2^3S_1$  vers les niveaux triplet  $1s2p$ , et à partir du niveau métastable  $2^1S_0$  vers le niveau  $2^1P_1$  dans l'ion  $Ne^{8+}$ , aux mêmes valeurs d'énergie de l'électron incident  $e_0$  considérées dans le tableau 8.1

Excitation	$e_0$ (keV)						
	1	1.5	2	4	6.5	10	15
$2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$	0.59	0.60	0.67	0.84	0.96	1.05	1.32
$2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$	1.52	1.80	2.02	2.51	2.88	3.16	3.96
$2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$	2.54	3.00	3.35	4.17	4.79	5.25	6.50
$2^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$	1.66	2.05	2.32	2.90	3.32	3.80	4.50

# Chapitre 9

## Annexe B

Coefficients de taux d'excitation Maxwellien  $C_{e,M}$  à partir du niveaux fondamental vers les différents niveaux  $n = 3$  et  $n = 4$

TABLE 9.1 – Coefficients de taux d'excitation Maxwellien  $C_{e,M}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) à partir du niveau fondamental  $1^1\text{S}_0$  de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  vers les différents niveau  $1s3l$  contribuant au peuplement des niveaux supérieurs des raies  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$  pour huit valeurs de la température  $T_e$ . Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Niveau excité	$T_e$ ( $10^6$ K)									
	1.0	2.0	3.0	4.5	5.0	6.5	8.0	10.0		
$3^3\text{S}_1$	1.99[−17]	6.55[−15]	3.98[−14]	1.19[−13]	1.45[−13]	2.10[−13]	2.55[−13]	2.89[−13]		
$3^3\text{P}_0$	1.21[−16]	3.87[−15]	2.30[−14]	6.72[−14]	8.14[−14]	1.17[−13]	1.40[−13]	1.58[−13]		
$3^3\text{P}_1$	3.62[−17]	1.16[−14]	6.90[−14]	2.01[−13]	2.44[−13]	3.50[−13]	4.21[−13]	4.74[−13]		
$3^3\text{P}_2$	6.04[−16]	1.93[−14]	1.15[−13]	3.34[−13]	4.05[−13]	5.81[−13]	6.99[−13]	7.87[−13]		
$3^1\text{S}_0$	3.66[−17]	1.35[−14]	9.09[−14]	3.09[−13]	3.91[−13]	6.29[−13]	8.33[−13]	1.05[−12]		
$3^3\text{D}_1$	4.72[−18]	1.48[−15]	8.65[−15]	2.48[−14]	2.99[−14]	4.24[−14]	5.08[−14]	5.72[−14]		
$3^3\text{D}_2$	7.78[−18]	2.46[−15]	1.45[−14]	4.19[−14]	5.07[−14]	7.29[−14]	8.83[−14]	1.00[−13]		
$3^3\text{D}_3$	1.10[−17]	3.44[−15]	2.01[−14]	5.76[−14]	6.95[−14]	9.87[−14]	1.18[−13]	1.33[−13]		
$3^1\text{D}_2$	5.90[−18]	2.44[−15]	1.80[−14]	6.87[−14]	8.98[−14]	1.57[−13]	2.23[−13]	3.01[−13]		
$3^1\text{P}_1$	1.11[−16]	4.56[−14]	3.32[−13]	1.24[−12]	1.61[−12]	2.78[−12]	3.90[−12]	5.25[−12]		

TABLE 9.2 – Coefficients de taux d'excitation Maxwellien  $C_{e,M}$  (en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) à partir du niveau fondamental  $1^1S_0$  de l'ion  $\text{Ne}^{8+}$  vers les différents niveaux  $1s4l$  contribuant au peuplement des niveaux supérieurs des raies  $w$ ,  $x$ ,  $y$  et  $z$  pour huit valeurs de la température  $T_e$ . Notons que  $x[y]$  désigne  $x \times 10^y$ .

Niveau excité	$T_e$ ( $10^6$ K)									
	1.0	2.0	3.0	4.5	5.0	6.5	8.0	10.0		
$4^3S_1$	4.14[-18]	1.86[-15]	1.25[-14]	4.00[-14]	4.95[-14]	7.40[-14]	9.14[-14]	1.05[-13]		
$4^3P_0$	2.51[-18]	1.10[-15]	7.33[-15]	2.30[-14]	2.82[-14]	4.17[-14]	5.10[-14]	5.84[-14]		
$4^3P_1$	7.76[-18]	3.42[-15]	2.24[-14]	6.97[-14]	8.55[-14]	1.26[-13]	1.54[-13]	1.77[-13]		
$4^3P_2$	1.25[-17]	5.51[-15]	3.65[-14]	1.14[-13]	1.40[-13]	2.07[-13]	2.54[-13]	2.91[-13]		
$4^1S_0$	7.42[-18]	3.79[-15]	2.84[-14]	1.03[-13]	1.33[-13]	2.20[-13]	2.98[-13]	3.81[-13]		
$4^3F_3$	1.06[-19]	4.58[-17]	3.03[-16]	9.70[-16]	1.20[-15]	1.86[-15]	2.38[-15]	2.90[-15]		
$4^3F_2$	8.89[-20]	3.69[-17]	2.35[-16]	7.09[-16]	8.66[-16]	1.26[-15]	1.54[-15]	1.77[-15]		
$4^3F_4$	1.59[-19]	6.64[-17]	4.22[-16]	1.28[-15]	1.56[-15]	2.27[-15]	2.77[-15]	3.19[-15]		
$4^1F_3$	9.67[-20]	4.26[-17]	2.88[-16]	9.57[-16]	1.20[-15]	1.90[-15]	2.50[-15]	3.13[-15]		
$4^3D_1$	1.34[-18]	5.73[-16]	3.72[-15]	1.14[-14]	1.40[-14]	2.04[-14]	2.49[-14]	2.85[-14]		
$4^3D_2$	2.21[-18]	9.51[-16]	6.19[-15]	1.91[-14]	2.35[-14]	3.45[-14]	4.23[-14]	4.88[-14]		
$4^3D_3$	3.10[-18]	1.33[-15]	8.64[-15]	2.65[-14]	3.25[-14]	4.75[-14]	5.80[-14]	6.62[-14]		
$4^1D_2$	1.53[-18]	8.59[-16]	7.03[-15]	2.87[-14]	3.80[-14]	6.87[-14]	9.95[-14]	1.37[-13]		
$4^1P_1$	2.25[-17]	1.26[-14]	1.01[-13]	4.05[-13]	5.34[-13]	9.50[-13]	1.36[-12]	1.86[-12]		

# *PUBLICATIONS*



## Ne IX line $G$ -ratio in a non-Maxwellian and anisotropic plasma

This article has been downloaded from IOPscience. Please scroll down to see the full text article.

2013 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 46 085701

(<http://iopscience.iop.org/0953-4075/46/8/085701>)

View [the table of contents for this issue](#), or go to the [journal homepage](#) for more

Download details:

IP Address: 41.201.126.69

The article was downloaded on 11/04/2013 at 10:51

Please note that [terms and conditions apply](#).

# Ne IX line $G$ -ratio in a non-Maxwellian and anisotropic plasma

A K Ferouani<sup>1</sup>, M K Inal<sup>2</sup> and G Csanak<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Ecole Préparatoire en Sciences et Techniques, Département de Physique, 13000 Tlemcen, Algeria

<sup>2</sup> Université A Belkaid, Faculté des Sciences, Département de Physique, 13000 Tlemcen, Algeria

<sup>3</sup> Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

E-mail: [m\\_inal@mail.univ-tlemcen.dz](mailto:m_inal@mail.univ-tlemcen.dz)

Received 16 December 2012, in final form 6 March 2013

Published 11 April 2013

Online at [stacks.iop.org/JPhysB/46/085701](http://stacks.iop.org/JPhysB/46/085701)

## Abstract

We have theoretically studied how the presence of a small proportion of energetic beam electrons mixed to a bulk of Maxwellian electrons in a hot plasma affects the temperature-dependent intensity ratio  $G = (x + y + z)/w$  of the helium-like triplet intercombination ( $x$ ,  $y$ ) and forbidden ( $z$ ) lines to the singlet resonance line ( $w$ ). By modelling the electron distribution function as a combination of a Maxwellian isotropic component and a monoenergetic beam component, detailed calculations of the  $G$  ratio of the Ne<sup>8+</sup> lines have been performed for temperatures  $T_e$  of the Maxwellian component and kinetic energies  $e_0$  of the beam component in the ranges  $10^6$ – $10^7$  K and 1.5–25 keV, respectively. A magnetic sublevel-to-magnetic sublevel collisional-radiative model has been used for determining the populations of the upper magnetic sublevels of the four lines at an electron density below  $10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. Excitations from the ground  $1s^2\ ^1S_0$  and metastable  $1s2s\ ^3S_1$  magnetic sublevels to the  $1snl$  ( $n=2$ – $4$ ) magnetic sublevels as well as the inner-shell ionization of the lithium-like ion in its ground level were taken into account. All basic atomic data, including the radiative transition probabilities and the collisional excitation and ionization cross sections, were computed using the flexible atomic code. It is found that the contribution of a 5% fraction of the beam component can reduce the  $G$  ratio by a factor of 30 at  $T_e = 10^6$  K and of 2.4 at  $T_e = 3 \times 10^6$  K. Our calculations also indicate that the effect of directionality of the beam component on  $G$  is negligible for  $e_0$  above  $\sim 10$  keV and that for a given  $T_e$ ,  $G$  is practically insensitive to variations in  $e_0$  above  $\sim 7$  keV.

## 1. Introduction

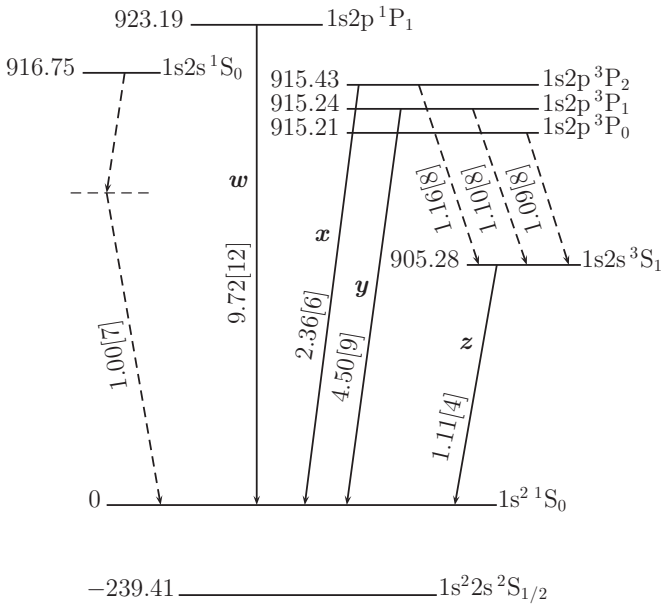
The relative intensities of x-ray lines emitted by highly charged He-like ions are frequently used in the diagnostics of both collisionally ionized and photoionized plasmas, either astrophysical or produced in laboratory (see e.g. [1–3]). From the intensity ratio  $R = I_z/(I_x + I_y)$  of the forbidden line  $z$  ( $1s2s\ ^3S_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ) to the intercombination lines  $x$ ,  $y$  ( $1s2p\ ^3P_{2,1} \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ), the electron density can be reliably deduced. For Maxwellian plasmas, the electron temperature can be obtained from the ratio  $G = (I_x + I_y + I_z)/I_w$  of the summed intensities of the three triplet lines  $x$ ,  $y$  and  $z$  to the intensity of the resonance line  $w$  ( $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ ) (these four lines are illustrated in figure 1). Numerous theoretical

predictions on the density and temperature dependence of the  $R$  and  $G$  ratios for He-like ions with atomic numbers  $6 \leq Z \leq 14$  have been reported (e.g. [4–10]) and applied to diagnostics of a wide variety of plasma sources. These include solar active regions (e.g. [11–13]) and flares (e.g. [6, 14, 15]), stellar coronae (e.g. [16, 17]), supernova remnants (e.g. [18–20]), active galactic nuclei (e.g. [21]), as well as tokamaks [22]. Interpretations of the  $R$  and  $G$  intensity ratios measured with the electron-beam ion trap (EBIT) device, in which the ions are produced in collisions with a nearly unidirectional and monoenergetic electron beam, have also been reported [23].

Most of the reported studies on the use of the  $R$  and  $G$  ratios in electron density and temperature diagnostics were based on the assumption that the free electrons have a pure-Maxwellian energy distribution and are isotropic. It is known, however, that in various hot collisionally ionized plasmas,

<sup>4</sup> Guest scientist.





**Figure 1.** Energy-level diagram for the  $1s^2$  and  $1s2l$  levels of  $\text{Ne}^{8+}$  and the  $1s^2 2s$  ground level of  $\text{Ne}^{7+}$  with the four emission lines  $w$ ,  $x$ ,  $y$  and  $z$  shown. At the right end of the level bars and along the downward arrows, the energies (in eV) and the radiative transition probabilities (in  $\text{s}^{-1}$  with the notation  $a[b]$  meaning  $a \times 10^b$ ) used in our calculations are indicated, respectively.

substantial departures from the Maxwellian distribution can occur at the high-energy tail and are due to the generation of an excess of fast electrons (see e.g. [24, 25]). Moreover, these fast electrons are often generated with strong directionality. The existence of a component of fast directional electrons in a plasma could significantly alter the relative intensities of lines through two types of effects. The first, related to the high-energy aspect, can result in an enhancement of the intensity of certain lines relative to others. For the lines of interest here, this enhancement concerns mainly the resonance line  $w$  through an increase in the rate coefficient for  $1s^2 1S_0 \rightarrow 1s2p^1P_1$  collisional excitation. It might also concern to a lesser extent the forbidden line  $z$  via an increase in the rate coefficient for  $1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 1s2s^3S_1 + e^-$  inner-shell ionization, if the Li- to He-like ion abundance ratio does not fall off too significantly. An illustration of the effect of a non-Maxwellian energy distribution on the spectral emission and effective ionization and recombination rate coefficients can be found in [26] for the case of neutral helium.

The second effect of the fast electron component, related to the directional aspect, leads in general to an anisotropic angular distribution and polarization of the emitted lines as a result of unequal population of magnetic sublevels during the electron-ion collision processes. According to calculations performed for unidirectional and monoenergetic incident electrons [27–30], He-like lines can have large and very different degrees of polarization, up to  $\sim -52\%$  for  $x$  and  $\sim +60\%$  for  $w$ . It means that as the observation angle relative to the incident-electron direction varies from  $0^\circ$  to  $90^\circ$ , the intensity of  $w$  can increase from half the value calculated for isotropic electron conditions to 1.25 times the same value. On the other hand, the intensity of  $x$  can decrease from 1.30

times the value calculated in the isotropic case to 0.85 times that value. The effects of emission anisotropy on the intensity ratio of two lines may be appreciable, especially in the case when the intensity of one of the lines is increased relative to its  $4\pi$ -averaged value and that of the other line is reduced.

An accurate determination of plasma parameters from the intensities of emission lines observed in non-Maxwellian plasmas requires to take into account the two effects of high-energy tail and directionality in the distribution function. Recently, Bedrane *et al* [31] have studied how the presence in the emitting plasma of a small proportion of beam electrons with 0.95–4 keV kinetic energies affects the  $R$  intensity ratio for the  $\text{Ne}^{8+}$  ion, whose  $1s2l \rightarrow 1s^2$  lines lie in the 13.45–13.70 Å wavelength interval. Their calculations showed that the ratio  $R$  observed at  $90^\circ$  with respect to the electron-beam direction can be  $\sim 30\%$  greater than in a pure-Maxwellian case for a beam-electron proportion of 5% and for the density range  $\sim 10^{11}$ – $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . They also indicated that the directional aspect can significantly influence  $R$  due to opposite effects of the emission anisotropy on the intensities of the  $(x, y)$  and  $z$  lines, which find an expression in a decrease of the  $(x, y)$  intensity and an increase of the  $z$  intensity or inversely, depending on the observation direction. It was concluded in [31] that the electron density values determined from  $R$  without the inclusion of the effects of the beam-electron component could be appreciably erroneous.

In this paper, we focus on the potential consequences of non-Maxwellian anisotropic electrons on the  $G$  ratio for the same emitting ion  $\text{Ne}^{8+}$ . Let us remind the reader that for pure-Maxwellian hot plasmas, the temperature sensitivity of the  $G$  ratio mainly occurs because of the very different energy dependences of the collision strengths for the excitations from the  $1s^2 1S_0$  ground level to the upper singlet level of  $w$  and the upper triplet levels of  $x, y$  and  $z$ . Any high-energy electron contribution to line formation would lead to more intensity for  $w$  than for the triplet lines even if the increase of the  $z$  line intensity due to inner-shell ionization is taken into account. As in the previous work [31], here also we assume that the electron distribution function is composed of a Maxwellian isotropic component and a monoenergetic beam component with, respectively, temperature and energy being in the ranges of  $10^6$ – $10^7$  K and 1.5–25 keV. We examine the modifications of the variation of  $G$  with the temperature of the Maxwellian component, caused by the beam component. Moreover, we analyse the dependence of the  $G$  ratio on the energy and fraction of the beam electrons as well as on the angle of observation with respect to their direction. Although not reasonable for real plasmas, the monoenergetic beam model adopted in this work for the component of high-energy anisotropic electrons allows us to yield basic and valuable information on the effects of the presence of such electrons on the  $G$  ratio. Furthermore, its advantage is to provide the possibility of extending easily the calculations to different kinds of real electron velocity distributions. A direct recourse to more realistic electron distribution functions would lead to much less flexibility in performing averages over the energy and angular distributions. We also think that our modelling of the  $G$  ratio contains ingredients that *may open up new prospects for the diagnostics of non-Maxwellian and anisotropic plasmas*.

It is worth mentioning that to date there exist very few calculations of the  $G$  ratio based on a non-Maxwellian distribution model. We are aware of two studies attempting to interpret observed  $G$  ratios in terms of a departure from the Maxwellian electron distribution. One of these studies was concerned with the  $\text{Ti}^{20+}$  emission lines from electron-cyclotron-heated tokamak plasmas [32, 33] and the other with the  $\text{O}^{6+}$  emission lines from the PUPPIS A supernova remnant [20]. Both of them assumed implicitly isotropic electron distribution condition.

Before moving on to the plan of this paper, it seems appropriate to us to evoke the other intensity ratio often used as temperature diagnostic of hot Maxwellian plasmas, that of a lithium-like dielectronic satellite line to the resonance line  $w$  [34]. This ratio, which typically varies more steeply with temperature than the  $G$  ratio, is of practical use only for plasmas at temperatures greater than  $\sim 1.2 \times 10^7$  K, for which only atoms with  $Z \gtrsim 16$  exist in the He-like ionization stage. For light ions such as  $\text{Ne}^{8+}$ , the dielectronic satellite lines are very weak because of the domination of the autoionization decay over radiative stabilization. Unlike the  $G$  ratio, the dielectronic satellite to resonance line ratios were the focus of numerous papers, both theoretical and experimental, on their use to diagnose departures from the Maxwellian electron-energy distribution [33, 35–38].

In the following section, we present the theoretical background including all basic equations required for the calculation of the  $G$  intensity ratio in a collisional-radiative model that takes account of the anisotropy of line emission. In section 3, we display the values of rate coefficients for excitation and inner-shell ionization, followed by a discussion of the changes in the rate coefficients due to the inclusion of the electron-beam component. In section 4, after presenting our results for the polarization degree of the lines  $w$ ,  $x$ ,  $y$  and  $z$ , we show the dependences of the  $G$  ratio on the temperature of the Maxwellian part of the electron distribution as well as on the energy and fraction of the beam part. We also show the variation of  $G$  with the observation angle relative to the electron-beam direction. Finally, in section 5 we summarize our main results and give an outlook for future work.

In what follows, we shall use the traditional notation of  $n^{2S+1}L_J$  for designating a fine-structure level belonging to the  $1snl$  configuration, e.g.,  $1^1\text{S}_0$  and  $2^3\text{S}_1$  for the lower and upper levels of the line  $z$ .

## 2. Elements of theory

### 2.1. The $G$ intensity ratio

Line radiation following the impact excitation of ions by electrons, whose velocity distribution function is axially symmetric along an axis chosen as the  $z$ -axis, is generally linearly polarized and its intensity depends on the photon emission angle relative to the  $z$ -axis. The general formulae describing the polarization and angular distribution of line radiation emitted in any electric- or magnetic-multipole transition were derived a long time ago and can be found, for instance, in the papers by Inal and Dubau [27] and Bensaid *et al* [39].

For the electric-dipole lines  $w$  and  $y$  and magnetic-dipole line  $z$ , the intensity  $I(\theta)$  at the photon emission angle  $\theta$  with respect to the  $z$ -axis is related to the  $4\pi$ -averaged intensity  $\langle I \rangle$  (i.e.  $\langle I \rangle = 1/2 \int_0^\pi I(\theta) \sin \theta d\theta$ ) by the well-known equation [40]

$$I_i(\theta) = \langle I_i \rangle \frac{1 - \epsilon P_i \cos^2 \theta}{1 - \epsilon P_i / 3} \quad (i = w, y \text{ or } z), \quad (1)$$

where  $\epsilon = +1$  for  $w$  and  $y$ ,  $\epsilon = -1$  for  $z$  and  $P_i$  is the degree of polarization of the line in question for the emission angle  $\theta = 90^\circ$ . Denoting by  $N_{M_j, i}$  the population of the upper magnetic sublevel  $M_j$  of the line  $i$  ( $i = w, y$  or  $z$ ), the degree of polarization  $P_i$  can be expressed as

$$P_i = \epsilon \frac{N_{0, i} - N_{1, i}}{N_{0, i} + N_{1, i}}. \quad (2)$$

For the magnetic-quadrupole line  $x$ , the degree of polarization is given by [27, 41]

$$P_x = \frac{N_{2, x} - N_{1, x}}{N_{2, x} + N_{1, x}}, \quad (3)$$

and the angular distribution of its intensity can be written as

$$I_x(\theta) = \frac{5}{2} \langle I_x \rangle [3N_{0, x} \cos^2 \theta (1 - \cos^2 \theta) + N_{1, x} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + N_{2, x} (1 - \cos^4 \theta)] \times [N_{0, x} + 2N_{1, x} + 2N_{2, x}]^{-1}. \quad (4)$$

It should be mentioned here that, in contrast to the dipole lines, there is no explicit relationship between  $I_x(\theta)$  and  $P_x$ .

The expression for the intensity ratio

$$G(\theta) = \frac{I_x(\theta) + I_y(\theta) + I_z(\theta)}{I_w(\theta)} \quad (5)$$

can be obtained by inserting (1) and (4) into (5). To estimate the effects of anisotropy of line emission, it would be appropriate to compare  $G(\theta)$  at, for instance,  $\theta = 90^\circ$  with the ratio of the  $4\pi$ -averaged intensities:

$$\langle G \rangle = \frac{\langle I_x \rangle + \langle I_y \rangle + \langle I_z \rangle}{\langle I_w \rangle}. \quad (6)$$

For low- $Z$  ions such as  $\text{Ne}^{8+}$ , where deviations from the  $LS$  coupling play an insignificant role in the  $1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^3\text{P}_1$  excitation (at least for incident-electron energies not too high), the intensities of  $x$  and  $y$  lines have very similar dependence on  $\theta$ , since as shown in [31] the curves giving  $I_x(\theta)/\langle I_x \rangle$  and  $I_y(\theta)/\langle I_y \rangle$  as a function of  $\theta$  are very close to each other. But the  $(x, y)$  and  $z$  intensities can have different dependence on  $\theta$ , so that the ratio  $G(\theta)$  cannot be explicitly connected to  $\langle G \rangle$ . If we denote for each line  $i$  ( $i = w, x, y$  or  $z$ ) the transition probability by  $A_i$ , the transition energy by  $\Delta E_i$  and the total population of the upper level by  $N_i$  ( $N_i = \sum_{M_j} N_{M_j, i}$ ), then the  $\langle G \rangle$  ratio is given by

$$\langle G \rangle = \frac{N_x A_x \Delta E_x + N_y A_y \Delta E_y + N_z A_z \Delta E_z}{N_w A_w \Delta E_w}. \quad (7)$$

### 2.2. Collisional-radiative rate equations

In our calculations of the  $G(\theta)$  ratio for the  $\text{Ne}^{8+}$  emitting ion, the populations of the upper magnetic sublevels of the four lines are determined at electron densities  $n_e$  below  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  using a magnetic sublevel-to-magnetic sublevel collisional-radiative (MSTMS CR) model [42] and assuming the plasma

to be in a steady state. At such densities, one needs to take into account the collisional excitations from only the ground  $1^1S_0$  and first excited  $2^3S_1$  levels. Except the  $2^3S_1$  level, all of the other excited levels are primarily depopulated by the radiative decay with probabilities larger than  $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$  (see figure 1). We would like to mention that the MSTMS CR model is equivalent to the generalized population-alignment model as first demonstrated by Dubau [43] and then also discussed by Csanak *et al* [44].

The magnetic-sublevel populations that enter into (2) and (4) to be used in (5) are determined by solving a coupled set of rate equations that will be described now in detail. In addition to the collisional and radiative processes among the  $\text{Ne}^{8+}$  levels, we also include the  $1s$  inner-shell ionization of Li-like  $\text{Ne}^{7+}$  ions that contribute to the population of the upper level of  $z$ . However, the contributions to the level populations due to radiative and dielectronic recombinations from H-like  $\text{Ne}^{9+}$  ions were not taken into account. It is a very good approximation to assume that all the  $n \geq 3$  levels are populated only as a result of transitions originating from the ground level. For the upper magnetic sublevels of the  $w$  line, which are populated almost entirely by collisional excitation from the ground level (directly and via radiative cascades), the rate equation explicitly governing their populations can be written as

$$N_{M_j,w} A_w = N(1^1S_0) n_e C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_j) + \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \times \langle 1 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^1P_1), \quad (8)$$

where  $C_e$  is the collisional excitation rate coefficient and  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j m \rangle$  denotes a Clebsch–Gordan coefficient. The last term on the right-hand side of (8) accounts for the population of the  $w$  upper magnetic sublevels due to radiative cascades from higher sublevels  $\alpha_k J_k M_k$ ,  $\alpha_k$  being used to denote the set of quantum numbers necessary to specify the states completely in addition to the total angular momentum  $J_k$  and its  $z$  projection  $M_k$ . Here, all radiative decays between excited levels can be assumed to occur through electric-dipole transitions. Non electric-dipole transitions can take place significantly only when the lower level is the ground level. In writing the left-hand side of (8), we have used the fact that the radiative transition probability from any  $\alpha_j J_j M_j$  magnetic sublevel to a lower  $\alpha_i J_i$  level is independent of  $M_j$  and is equal to the level-to-level transition probability, i.e.  $A(\alpha_j J_j M_j \rightarrow \alpha_i J_i) = A(\alpha_j J_j \rightarrow \alpha_i J_i)$ .

For the upper magnetic sublevels of the  $x$  line, collisional excitation from the  $2^3S_1$  level can make a significant contribution to their populations, and the rate equation can be written as

$$N_{M_j,x} [A_x + A(2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1)] = n_e \left[ N(1^1S_0) C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_2 M_j) + \sum_{M_i} N_{M_i,z} C_e(2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_2 M_j) \right] + \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \times \langle 2 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^3P_2). \quad (9)$$

An equation similar to (9) applies for the population  $N_{M_j,y}$  of the upper sublevels of the  $y$  line but with the replacements  $x \rightarrow y$ ,  $2^3P_2 \rightarrow 2^3P_1$  and, inside the Clebsch–Gordan coefficient,  $2 \rightarrow 1$ . Note that only the rate coefficients for the optically allowed transitions between magnetic sublevels from  $2^3S_1$  to  $2^3P_{1,2}$  need to be considered, and those for the optically forbidden transitions (i.e.  $|M_i - M_j| \geq 2$  and, for the case of  $2^3P_1$ ,  $M_i = M_j = 0$ ) are negligibly small [31].

Finally, for the upper magnetic sublevels of the fourth line  $z$  occurring in  $G(\theta)$ , it may be important to include their population by the inner-shell ionization from the Li-like ground level, and then the rate equation will be written as

$$N_{M_j,z} \left[ A_z + n_e \sum_{J=0,1,2} C_e(2^3S_1 M_j \rightarrow 2^3P_J) \right] = \frac{1}{3} n_e N(1^1S_0) [C_e(1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1) + \rho C_{ii}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3S_1)] + \sum_k N(\alpha_k J_k M_k) \times \langle 1 1 M_j (M_k - M_j) | J_k M_k \rangle^2 A(\alpha_k J_k \rightarrow 2^3S_1), \quad (10)$$

where  $\rho = N_{\text{Li}}/N_{\text{He}}$  is the Li/He-like abundance ratio in steady-state ionization balance and  $C_{ii}$  is the rate coefficient for the inner-shell ionization from the Li-like ground level to  $2^3S_1$  level. Note that the factor  $1/3$  on the right-hand side of (10) comes from the fact that neither of the rate coefficients  $C_e$  and  $C_{ii}$  depend on a particular magnetic sublevel  $M_j$  of  $2^3S_1$  [27, 45]. For the electron densities considered in this study ( $n_e \leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), it is reasonable to determine the abundance ratio  $\rho$  in the coronal equilibrium approximation [1] by the relation

$$\rho = \frac{C_r}{C_i}, \quad (11)$$

where  $C_r$  and  $C_i$  are the rate coefficients for the recombination of He-like ions in their ground level and the ionization of Li-like ions in their ground level, respectively. Note that the  $C_r$  rate coefficient includes both radiative recombination (RR) and dielectronic recombination (DR) and the  $C_i$  rate coefficient includes both direct ( $1s^2 2s \rightarrow 1s^2$  and  $1s^2 2s \rightarrow 1s 2s$ ) ionization and autoionization following ( $1s^2 2s \rightarrow 1s 2snl$ ) inner-shell excitation.

Before moving on to the following subsection, it would be important to mention that for the isotropic electron distribution, the  $G$  ratio is expected to be insensitive to  $n_e$  below the limit  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  considered in this paper since the intensity lost in line  $z$  because of the population transfer from the  $2^3S_1$  to  $2^3P_{1,2}$  levels is completely compensated by the intensity gained in lines  $x$  and  $y$ . As a consequence, the coronal model is sufficient to apply for the calculation of the  $G$  ratio under these conditions. However, in our case study the application of the MSTMS CR model instead of the coronal model may be necessary due to the transfer of not only population but also alignment [44]. We would like to point out that at densities just above  $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  the collisional excitation  $2^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$  would start to compete with the two-photon decay  $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$  [34]. This excitation route can provide a substantial contribution to the intensity of the line  $w$ , making the  $G$  ratio a sensitive function of  $n_e$  for increasing  $n_e$ .

### 2.3. Excitation and ionization rate coefficients

As mentioned in the introduction, we adopt a model of electron velocity distribution consisting of two components: one Maxwellian isotropic and the other monoenergetic beam directed along the  $z$ -direction. The two components are weighted by factors  $(1 - f)$  and  $f$ , respectively,  $0 \leq f \leq 0.1$  standing for the electron-beam fraction, i.e. the fraction of the total electron density  $n_e$  involved in the beam component. In addition to  $f$ , two other free parameters characterize the distribution model, namely the temperature  $T_e$  associated with the Maxwellian component and the kinetic energy  $e_0$  of the beam electrons. With this simple three-parameter model we try to provide an upper limit of the effects that real energy and angular distributions of a fast electron component in plasma might produce on the  $G$  intensity ratio.

For each collisional excitation, the rate coefficient  $C_e$  is determined from the linear combination of two rate coefficients  $C_{e,M}$  and  $C_{e,b}$  due to, respectively, the Maxwellian electron and beam-electron components

$$C_e(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = (1 - f) C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) + f C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j). \quad (12)$$

The excitation rate coefficient, in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ , due to the Maxwellian electron component is expressed in terms of the  $4\pi$ -averaged collision strength  $\langle \Omega \rangle$  by

$$C_{e,M}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^\infty \langle \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle \exp\left(-\frac{\epsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\epsilon_j}{kT_e}\right), \quad (13)$$

where  $T_e$  is in Kelvins,  $k = 8.6174 \times 10^{-8} \text{ keV K}^{-1}$  is the Boltzmann constant,  $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$  is the transition energy and  $\epsilon_j$  is the scattered electron energy. An expression for the  $4\pi$ -averaged collision strength for transitions between magnetic sublevels in terms of the transition matrix elements has been derived in [31].

In the case of excitation from the ground level, the  $C_{e,M}$  rate coefficient does not depend on the final sublevel  $M_j$  and is simply given by  $C_{e,M}(1^1S_0 \rightarrow \alpha_j J_j)$  divided by the statistical weight  $(2J_j + 1)$ . Because of the small energy differences between the  $2^3S_1$  and  $2^3P_{1,2}$  levels ( $\sim 10 \text{ eV}$  for  $\text{Ne}^{8+}$ ) compared to the  $kT_e$  values considered here ( $\gtrsim 100 \text{ eV}$ ), only the high-energy part of the collision strength  $\langle \Omega \rangle$  for an optically allowed transition  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_j M_j$  contributes importantly to the integral in (13). The main contribution to such a collision strength at high impact energies comes from large values of the orbital angular momentum  $l_i$  of the incident electron. This large- $l_i$  contribution can be adequately evaluated in the Coulomb–Bethe (CBe) approximation, under which a simple formula has been derived in [31] relating the  $l_i$ -partial collision strength  $\langle \Omega_l^{\text{CBe}}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) \rangle$  to that between levels  $\Omega_l^{\text{CBe}}(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_j J_j)$  (cf equation (A.6) in [31]). As a result, the  $C_{e,M}$  rate coefficients for the optically allowed transitions  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_j M_j$  can be calculated from the level-to-level rate coefficient  $C_{e,M}(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_j)$  by using

the approximate relation

$$C_{e,M}(2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_j M_j) \approx \langle J_j 1 M_j (M_i - M_j) | 1 M_i \rangle^2 C_{e,M}(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_j). \quad (14)$$

For the electron-beam component, the excitation rate coefficient, in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ , is related to the collision strength  $\Omega$  corresponding to incident electrons along the  $z$ -axis by

$$C_{e,b}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = \frac{2.245 \times 10^{-9}}{\sqrt{e_0}} \Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j), \quad (15)$$

where the beam energy  $e_0$  is in units of keV. General expressions for the collision strength  $\Omega(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j)$  between magnetic sublevels can be found in [42, 46]. Both  $C_{e,M}$  and  $C_{e,b}$  obey the following symmetry property:

$$C_{e,K}(\alpha_i J_i M_i \rightarrow \alpha_j J_j M_j) = C_{e,K}(\alpha_i J_i - M_i \rightarrow \alpha_j J_j - M_j), \quad (16)$$

with the subscript K standing for ‘M’ or ‘b’.

The equation similar to (12) also applies for the inner-shell ionization rate coefficient occurring in (10). For the Maxwellian-averaged part of the ionization rate coefficient (in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ), it can be expressed in terms of the ionization cross section  $\sigma_{ii}$  (in  $\text{cm}^2$ ) as

$$C_{ii,M}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3S_1) = 2.116 \times 10^9 \int_{I/kT_e}^\infty \frac{\epsilon_i}{\sqrt{kT_e}} \times \sigma_{ii}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3S_1) \exp\left(-\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right) d\left(\frac{\epsilon_i}{kT_e}\right), \quad (17)$$

where  $I$  is the ionization energy and  $\epsilon_i$  is the incident-electron energy (in keV). The beam part of the ionization rate coefficient (in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) is related to the cross section  $\sigma_{ii}$  (in  $\text{cm}^2$ ) corresponding to the incident-electron energy  $e_0$  (in keV) by

$$C_{ii,b}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3S_1) = 1.876 \times 10^9 \sqrt{e_0} \sigma_{ii}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3S_1). \quad (18)$$

## 3. Atomic data

### 3.1. General calculational method

We have employed the relativistic, multiconfiguration flexible atomic code (FAC) developed by Gu [47] to generate all basic atomic data required in this work, such as the energy levels, radiative transition probabilities, electron-impact excitation collision strengths and ionization cross sections. In this code, the radial wavefunctions for one-electron orbitals are obtained using a self-consistent field method based on the Dirac equation. The bound-state wavefunctions are computed in the configuration mixing approximation using the  $jj$ -coupling scheme, with the mixing coefficients being determined by diagonalizing the Dirac–Coulomb Hamiltonian. Since the FAC only includes configurations that are the (antisymmetrized) products of positive energy solutions of the one-electron Dirac equation, the diagonalization amounts to diagonalizing the no-virtual pair Hamiltonian [48]. The collision strengths

and ionization cross sections are calculated in the relativistic distorted-wave approximation, with the continuum orbitals being obtained with the same central potential as that for bound orbitals. For collisional excitation involving allowed transitions, the CBe approximation is used to reach convergence of the partial wave summation. More details of the numerical techniques implemented in the FAC can be found in [49, 50].

### 3.2. Radiative data

We have calculated the radiative probabilities  $A$  for all transitions from the  $1snl$  ( $n = 2-4$ ) levels, except for the two-photon (2E1) transition  $2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$  where the value of  $1.00 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  obtained by Derevianko and Johnson [51] was taken. Due to space limitations, we provide the results for only the transitions from the  $1s2l$  levels. They are indicated in figure 1 which shows a simplified energy-level diagram for the  $n = 1, 2$  levels of  $\text{Ne}^{8+}$  and the  $1s^22s^2S_{1/2}$  level of  $\text{Ne}^{7+}$ , along with the four line transitions  $w, x, y$  and  $z$  involved in the  $G$  ratio of interest here. We have compared our radiative probabilities with results from earlier works. We found that our  $A$  values are in better than 12% agreement with those from fully relativistic multiconfiguration Dirac–Fock (MCDF) calculations of Chen *et al* [9] and with those from semi-relativistic Breit–Pauli calculations of Porquet and Dubau [7], Bautista [52] and Bedrane *et al* [31], the three based on the use of the atomic structure code SUPERSTRUCTURE. We also found that our  $A$  values for the transitions from the  $1s2l$  levels agree better than 9% with the results of the most sophisticated existing calculation, the one performed by Johnson *et al* [53], except for the intercombination transition  $y$  where their value  $A_y = 5.36 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  is larger by as much as 19%.

### 3.3. Collisional data

We have calculated the rate coefficients for the excitation of  $\text{Ne}^{8+}$  and the inner-shell ionization of  $\text{Ne}^{7+}$  by isotropic Maxwellian electrons at various temperatures in the  $10^6 \text{ K} \leq T_e \leq 10^7 \text{ K}$  range, and by beam electrons at several electron-beam energies in the  $1.5 \text{ keV} \leq e_0 \leq 25 \text{ keV}$  range. Excitations from the  $1^1S_0$  ground level to all individual magnetic sublevels of the  $1snl$  levels with  $n = 2-4$  and from the metastable  $2^3S_1$  magnetic sublevels to the  $2^3P_{0,1,2}$  magnetic sublevels were considered. As mentioned in subsection 2.3, the Maxwellian-averaged rate coefficients  $C_{e,M}$  for the magnetic sublevels were obtained from those for the levels by dividing them by the statistical weight  $(2J_j + 1)$  for the  $1^1S_0 \rightarrow \alpha_j J_j M_j$  transitions and by using the approximate formula (14) for the optically allowed  $2^3S_1 M_i \rightarrow 2^3P_{0,1,2} M_j$  transitions. In order to perform a precise numerical integration for obtaining accurate  $C_{e,M}$  rate coefficients, the collision strengths were computed at a large number of incident-electron energies ranging from threshold to  $\sim 25$  times threshold for the excitations from the  $1^1S_0$  ground level and to  $\sim 200$  times threshold for the excitations from the  $2^3S_1$  level. From the calculated rate coefficients for excitation by both Maxwellian and beam electrons, we combined them according to equation (12) to obtain the effective rate coefficients  $C_e$ .

**3.3.1. Excitation from the  $1^1S_0$  level.** In tables 1–4, we present results for the  $C_e$  obtained at a fixed electron-beam fraction of  $f = 5\%$ . Tables 1–3 show the results for excitation from the ground level to each magnetic sublevel of the  $1s2l$  levels for 16 selected  $(T_e, e_0)$  couples. The ratio  $e_0/(kT_e)$  is chosen to cover ranges from about 12 up to 120. Among the 16  $(T_e, e_0)$  couples, 10 are consigned in tables 1 and 2 which are reserved to the low temperatures  $T_e = 10^6 \text{ K}$  and  $2 \times 10^6 \text{ K}$ , respectively, and the remainder are contained in table 3 for three higher temperatures  $T_e = 3, 5$  and  $8 \times 10^6 \text{ K}$ . The values of  $C_e$  rate coefficients presented in rows (a) of these three tables include both direct excitation and indirect resonant-excitation contributions. The contribution of resonant excitation through the  $1s3lnl'$  ( $n \geq 3$ ) intermediate autoionizing levels of  $\text{Ne}^{7+}$  is incorporated to only the Maxwellian rate coefficients  $C_{e,M}$ , and it was calculated by interpolation from the results of Zhang and Sampson [54]. Instead of giving the voluminous data on the rate coefficients for excitation from the ground level to the  $1s3l$  and  $1s4l$  magnetic sublevels, we preferred to provide in rows (b) of tables 1–3, the contribution of these excitations followed by radiative cascades into the  $1s2l$  magnetic sublevels. This procedure of including cascade contributions is justified since, as mentioned earlier, at the densities below  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  considered in this paper, the  $1snl$  ( $n = 3, 4$ ) level populations can be well determined in the coronal model.

We first note that in the case of a pure-Maxwellian plasma under coronal ionization equilibrium, the value of  $T_e$  that maximizes the fractional abundance of He-like neon is around  $1.5 \times 10^6 \text{ K}$  [55]. At this temperature, where the average thermal energy  $kT_e$  is approximately 1/7 times the energy difference between the ground level and the  $1s2l$  levels, we found that only  $\sim 0.26\%$  among the Maxwellian electrons have sufficient kinetic energy for exciting the  $1s2l$  levels. At the lowest temperature considered here, i.e.  $T_e = 10^6 \text{ K}$ , the proportion of Maxwellian electrons that are able to participate to the excitation falls off to  $\sim 9 \times 10^{-5}$ , and according to our calculations, for beam-electron energies  $e_0$  in the region  $1.5-6.5 \text{ keV}$ , the  $C_{e,M}$  values are smaller than the  $C_{e,b}$  ones by two orders of magnitude for the excitation of the  $1s2l$  triplet levels and by four orders of magnitude for the excitation of the  $2^1P_1$  level. As a result, for  $T_e \leq 10^6 \text{ K}$  and the chosen beam fraction  $f = 5\%$ , the contribution to the  $C_e$  rate coefficients is due almost entirely to the beam component. It is worth mentioning that for  $T_e \leq 10^6 \text{ K}$  and any value of  $e_0$  in the whole interval  $1.5-25 \text{ keV}$ , the beam component remains at more than 99% responsible for the excitation of the  $2^1P_1$  sublevels as long as  $f$  is more than 1%. Thus, in the context of the non-Maxwellian plasmas of interest here, unless the beam fraction is too low, there is no need to calculate the  $C_{e,M}$  at  $T_e$  lower than  $10^6 \text{ K}$ .

We now compare the efficiency of the two electron components in the excitation from the ground level when the Maxwellian temperature and/or beam energy increase, assuming  $f = 5\%$ . At  $T_e = 2 \times 10^6 \text{ K}$ , the contribution of the beam component to the excitation of the  $1s2l$  triplet sublevels is found to decrease rapidly as  $e_0$  increases, from 30–60% (depending on the particular sublevel) at

**Table 1.** Rate coefficients  $C_e$  (in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) for excitation from the ground level  $1^1\text{S}_0$  of  $\text{Ne}^{8+}$  to the different  $M_j$  magnetic sublevels of the  $1s2l$  levels for the temperature  $T_e = 10^6$  K associated with the Maxwellian electron component and five different values of the energy  $e_0$  associated with the beam-electron component. In the calculation of  $C_e$ , the electron-beam fraction is taken to be  $f = 5\%$ . The rows (a) give the contribution of the direct excitation and resonance excitation and the rows (b) give the contribution of the radiative cascades from higher  $1s3l$  and  $1s4l$  magnetic sublevels. The notation  $a[b]$  means  $a \times 10^b$ .

Excited		$e_0$ (keV)				
sublevel		1.5	2	4	6.5	10
$2^3\text{S}_1M_j=0$	(a)	4.38[-14]	2.62[-14]	6.79[-15]	2.55[-15]	1.12[-15]
	(b)	1.11[-13]	5.50[-14]	9.34[-15]	2.65[-15]	9.71[-16]
$2^3\text{S}_1M_j=1$	(a)	4.38[-14]	2.62[-14]	6.79[-15]	2.55[-15]	1.12[-15]
	(b)	6.90[-14]	3.52[-14]	6.74[-15]	2.21[-15]	9.21[-16]
$2^3\text{P}_0M_j=0$	(a)	6.38[-14]	3.33[-14]	6.37[-15]	2.07[-15]	9.00[-16]
	(b)	1.27[-14]	6.31[-15]	1.19[-15]	3.74[-16]	1.38[-16]
$2^3\text{P}_1M_j=0$	(a)	2.70[-14]	1.54[-14]	4.77[-15]	2.45[-15]	1.55[-15]
	(b)	1.37[-14]	7.11[-15]	1.87[-15]	9.46[-16]	6.01[-16]
$2^3\text{P}_1M_j=1$	(a)	8.33[-14]	4.29[-14]	8.12[-15]	2.86[-15]	1.53[-15]
	(b)	1.25[-14]	6.56[-15]	1.74[-15]	9.51[-16]	6.81[-16]
$2^3\text{P}_2M_j=0$	(a)	1.01[-13]	5.18[-14]	8.87[-15]	2.51[-15]	9.47[-16]
	(b)	1.77[-14]	8.21[-15]	1.48[-15]	5.51[-16]	2.69[-16]
$2^3\text{P}_2M_j=1$	(a)	8.23[-14]	4.25[-14]	7.62[-15]	2.29[-15]	9.22[-16]
	(b)	1.43[-14]	7.11[-15]	1.39[-15]	5.00[-16]	2.43[-16]
$2^3\text{P}_2M_j=2$	(a)	2.61[-14]	1.44[-14]	3.80[-15]	1.61[-15]	8.32[-16]
	(b)	9.06[-15]	5.00[-15]	1.22[-15]	5.06[-16]	2.72[-16]
$2^1\text{S}_0M_j=0$	(a)	5.91[-13]	5.66[-13]	4.63[-13]	3.86[-13]	3.24[-13]
	(b)	3.57[-14]	4.46[-14]	5.60[-14]	5.80[-14]	5.70[-14]
$2^1\text{P}_1M_j=0$	(a)	1.83[-12]	2.02[-12]	1.98[-12]	1.74[-12]	1.49[-12]
	(b)	6.65[-14]	7.00[-14]	6.35[-14]	5.40[-14]	4.52[-14]
$2^1\text{P}_1M_j=1$	(a)	4.92[-13]	6.41[-13]	9.81[-13]	1.17[-12]	1.27[-12]
	(b)	5.70[-14]	6.05[-14]	5.95[-14]	5.40[-14]	4.77[-14]

**Table 2.** The same as in table 1, but for the temperature  $T_e = 2 \times 10^6$  K associated with the Maxwellian electron component.

Excited		$e_0$ (keV)				
sublevel		2	4	6.5	10	15
$2^3\text{S}_1M_j=0$	(a)	5.49[-14]	3.55[-14]	3.12[-14]	2.98[-14]	2.93[-14]
	(b)	6.88[-14]	2.31[-14]	1.64[-14]	1.48[-14]	1.43[-14]
$2^3\text{S}_1M_j=1$	(a)	5.49[-14]	3.55[-14]	3.12[-14]	2.98[-14]	2.93[-14]
	(b)	4.90[-14]	2.05[-14]	1.60[-14]	1.47[-14]	1.43[-14]
$2^3\text{P}_0M_j=0$	(a)	7.32[-14]	4.63[-14]	4.20[-14]	4.09[-14]	4.05[-14]
	(b)	8.38[-15]	3.26[-15]	2.45[-15]	2.21[-15]	2.13[-15]
$2^3\text{P}_1M_j=0$	(a)	5.50[-14]	4.44[-14]	4.20[-14]	4.11[-14]	4.07[-14]
	(b)	9.18[-15]	3.94[-15]	3.02[-15]	2.68[-15]	2.50[-15]
$2^3\text{P}_1M_j=1$	(a)	8.25[-14]	4.77[-14]	4.24[-14]	4.11[-14]	4.07[-14]
	(b)	8.63[-15]	3.81[-15]	3.03[-15]	2.76[-15]	2.63[-15]
$2^3\text{P}_2M_j=0$	(a)	9.14[-14]	4.84[-14]	4.21[-14]	4.05[-14]	4.01[-14]
	(b)	1.03[-14]	3.56[-15]	2.64[-15]	2.35[-15]	2.23[-15]
$2^3\text{P}_2M_j=1$	(a)	8.21[-14]	4.72[-14]	4.19[-14]	4.05[-14]	4.01[-14]
	(b)	9.19[-15]	3.47[-15]	2.58[-15]	2.33[-15]	2.24[-15]
$2^3\text{P}_2M_j=2$	(a)	5.39[-14]	4.34[-14]	4.12[-14]	4.04[-14]	4.01[-14]
	(b)	7.08[-15]	3.30[-15]	2.59[-15]	2.36[-15]	2.26[-15]
$2^1\text{S}_0M_j=0$	(a)	7.29[-13]	6.26[-13]	5.49[-13]	4.87[-13]	4.37[-13]
	(b)	4.76[-14]	5.90[-14]	6.10[-14]	6.00[-14]	5.80[-14]
$2^1\text{P}_1M_j=0$	(a)	2.20[-12]	2.17[-12]	1.92[-12]	1.68[-12]	1.47[-12]
	(b)	7.61[-14]	6.96[-14]	6.01[-14]	5.13[-14]	4.36[-14]
$2^1\text{P}_1M_j=1$	(a)	8.25[-13]	1.17[-12]	1.35[-12]	1.45[-12]	1.49[-12]
	(b)	6.66[-14]	6.56[-14]	6.01[-14]	5.38[-14]	4.80[-14]

$e_0 = 2$  keV to 4–10% at  $e_0 = 6.5$  keV. But for the excitation of the  $2^1\text{P}_1M_j = 0$  and  $M_j = 1$  sublevels, the beam-component contribution decreases slightly from 92% to 87% and increases slightly from 79% to 88%, respectively, in the  $e_0$ -range 2–15 keV. At  $T_e \geq 4 \times 10^6$  K and  $e_0 \geq 4$  keV, the

Maxwellian component makes the dominant contribution to all excitation rate coefficients from the ground level. More specifically, the contribution of the beam electrons to  $C_e$  amounts to less than 4% for the excitation of the  $1s2l$  triplet sublevels but can reach 46% and 30% for the excitation of

**Table 3.** The same as in table 1, but for other combinations of the two parameters  $T_e$  and  $e_0$  in the range of  $3 \times 10^6$ – $8 \times 10^6$  K and 4–25 keV, respectively.

Excited sublevel	$T_e = 3 \times 10^6$ K		$T_e = 5 \times 10^6$ K		$T_e = 8 \times 10^6$ K		
	4 keV	10 keV	6.5 keV	15 keV	10 keV	25 keV	
$2^3S_1M_j=0$	(a)	1.28[−13]	1.23[−13]	3.28[−13]	3.27[−13]	4.76[−13]	4.75[−13]
	(b)	9.35[−14]	8.52[−14]	3.06[−13]	3.03[−13]	5.30[−13]	5.29[−13]
$2^3S_1M_j=1$	(a)	1.28[−13]	1.23[−13]	3.28[−13]	3.27[−13]	4.76[−13]	4.75[−13]
	(b)	9.09[−14]	8.51[−14]	3.05[−13]	3.03[−13]	5.30[−13]	5.29[−13]
$2^3P_0M_j=0$	(a)	1.80[−13]	1.74[−13]	4.73[−13]	4.71[−13]	6.93[−13]	6.93[−13]
	(b)	1.40[−14]	1.30[−14]	4.68[−14]	4.65[−14]	8.15[−14]	8.14[−14]
$2^3P_1M_j=0$	(a)	1.78[−13]	1.75[−13]	4.74[−13]	4.73[−13]	6.95[−13]	6.94[−13]
	(b)	1.47[−14]	1.34[−14]	4.78[−14]	4.73[−14]	8.39[−14]	8.36[−14]
$2^3P_1M_j=1$	(a)	1.81[−13]	1.75[−13]	4.74[−13]	4.73[−13]	6.95[−13]	6.94[−13]
	(b)	1.46[−14]	1.35[−14]	4.78[−14]	4.74[−14]	8.40[−14]	8.37[−14]
$2^3P_2M_j=0$	(a)	1.81[−13]	1.73[−13]	4.70[−13]	4.68[−13]	6.88[−13]	6.88[−13]
	(b)	1.44[−14]	1.31[−14]	4.75[−14]	4.71[−14]	8.27[−14]	8.25[−14]
$2^3P_2M_j=1$	(a)	1.80[−13]	1.73[−13]	4.69[−13]	4.68[−13]	6.88[−13]	6.88[−13]
	(b)	1.43[−14]	1.31[−14]	4.74[−14]	4.71[−14]	8.27[−14]	8.26[−14]
$2^3P_2M_j=2$	(a)	1.76[−13]	1.73[−13]	4.69[−13]	4.68[−13]	6.88[−13]	6.88[−13]
	(b)	1.41[−14]	1.31[−14]	4.74[−14]	4.71[−14]	8.27[−14]	8.26[−14]
$2^1S_0M_j=0$	(a)	1.27[−12]	1.13[−12]	3.07[−12]	2.96[−12]	5.24[−12]	5.14[−12]
	(b)	7.85[−14]	7.95[−14]	1.70[−13]	1.67[−13]	3.31[−13]	3.25[−13]
$2^1P_1M_j=0$	(a)	2.97[−12]	2.48[−12]	5.50[−12]	5.05[−12]	9.50[−12]	9.07[−12]
	(b)	1.06[−13]	8.76[−14]	2.45[−13]	2.29[−13]	4.69[−13]	4.54[−13]
$2^1P_1M_j=1$	(a)	1.97[−12]	2.26[−12]	4.93[−12]	5.07[−12]	9.28[−12]	9.32[−12]
	(b)	1.02[−13]	9.01[−14]	2.45[−13]	2.33[−13]	4.72[−13]	4.60[−13]

**Table 4.** Rate coefficients  $C_e$  (in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) for the optically allowed transitions from  $M_i$  magnetic sublevels of the  $2^3S_1$  metastable level to  $M_j$  magnetic sublevels of the  $2^3P_{0,1,2}$  levels for five different values of the Maxwellian temperature  $T_e$  combined with the same beam energy  $e_0 = 4$  keV. The beam fraction is taken to be  $f = 5\%$ . The notation  $a[b]$  means  $a \times 10^b$ .

Transition	$T_e$ ( $10^6$ K)				
	1	2	4	7	10
$2^3S_1M_i=0 \rightarrow 2^3P_0M_j=0$	1.53[−9]	1.28[−9]	1.05[−9]	9.01[−10]	8.11[−10]
$2^3S_1M_i=1 \rightarrow 2^3P_0M_j=0$	1.55[−9]	1.31[−9]	1.08[−9]	9.26[−10]	8.36[−10]
$2^3S_1M_i=0 \rightarrow 2^3P_1M_j=1$	2.33[−9]	1.97[−9]	1.63[−9]	1.39[−9]	1.25[−9]
$2^3S_1M_i=1 \rightarrow 2^3P_1M_j=0$	2.33[−9]	1.97[−9]	1.63[−9]	1.39[−9]	1.25[−9]
$2^3S_1M_i=1 \rightarrow 2^3P_1M_j=1$	2.29[−9]	1.93[−9]	1.59[−9]	1.35[−9]	1.21[−9]
$2^3S_1M_i=0 \rightarrow 2^3P_2M_j=0$	3.05[−9]	2.56[−9]	2.10[−9]	1.79[−9]	1.60[−9]
$2^3S_1M_i=0 \rightarrow 2^3P_2M_j=1$	2.32[−9]	1.96[−9]	1.62[−9]	1.38[−9]	1.24[−9]
$2^3S_1M_i=1 \rightarrow 2^3P_2M_j=0$	7.75[−10]	6.53[−10]	5.40[−10]	4.60[−10]	4.14[−10]
$2^3S_1M_i=1 \rightarrow 2^3P_2M_j=1$	2.28[−9]	1.92[−9]	1.58[−9]	1.34[−9]	1.20[−9]
$2^3S_1M_i=1 \rightarrow 2^3P_2M_j=2$	4.65[−9]	3.92[−9]	3.24[−9]	2.76[−9]	2.48[−9]

the  $2^1P_1M_j = 0$  and  $M_j = 1$  sublevels, respectively. At  $T_e \geq 8 \times 10^6$  K and  $e_0 \geq 10$  keV, the contribution of the beam electrons to  $C_e$  for the  $1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1M_j = 0, 1$  excitations becomes less than 15%.

As seen from table 1 (in which  $T_e = 10^6$  K), there can be a significant selective excitation of magnetic sublevels, particularly in the  $2^1P_1$  level, at  $e_0 \leq 4$  keV where the beam-electron component contributes more than 95% to the  $C_e$  rate coefficients for all excitations. Our calculations (not included in table 1) show that as  $e_0$  increases above 10 keV, the beam component leads to a weak selective excitation of magnetic sublevels in each level. On the other hand, it appears from all those data presented in tables 1–3 that, for a given value of  $e_0$  the excitation becomes less and less selective in populating the magnetic sublevels as  $T_e$  increases, as would be expected due to a more and more important contribution of the Maxwellian

component for which there is no sublevel selection. We can also note the change of preferential excitation of magnetic sublevels in the  $2^1P_1$  level for  $e_0$  greater than  $\sim 15$  keV, with the  $|M_j| = 1$  sublevels being favoured over  $M_j = 0$ . As can be noticed from a comparison of values in rows (a) and (b) in tables 1–3, the effect of radiative cascades from the higher  $n = 3, 4$  levels results in some alignment creation rate [44] of the  $2^3S_1$  level and a decrease of alignment creation rate of the  $2^3P_{1,2}$  and  $1P_1$  levels.

**3.3.2. Excitation from the  $2^3S_1$  level.** Our calculated rate coefficients  $C_e$  for the  $2^3S_1M_i \rightarrow 2^3P_{0,1,2}M_j$  collisional transitions between the magnetic sublevels are presented in table 4 for five temperatures of the Maxwellian electrons between  $10^6$  and  $10^7$  K combined with the same energy of the beam electrons of  $e_0 = 4$  keV. Note that the results

**Table 5.** Rate coefficient  $C_{ii}$  (in  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) for the  $1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1$  inner-shell ionization of  $\text{Ne}^{7+}$  ions and  $\text{Ne}^{7+}/\text{Ne}^{8+}$  ion abundance ratio  $\rho$  for various combinations of the parameters  $T_e$  (in  $10^6$  K) and  $e_0$  (in keV), taking the third parameter  $f = 5\%$ . Also given are the values of the pure-Maxwellian abundance ratio  $\rho_M$ .

$(T_e, e_0)$	$C_{ii}$	$\rho$	$\rho_M$	$(T_e, e_0)$	$C_{ii}$	$\rho$	$\rho_M$
(1, 1.5)	1.13[−12]	3.09[−2]	6.85[−2]	(3, 4)	3.99[−12]	7.20[−3]	8.12[−3]
(1, 2)	2.03[−12]	3.18[−2]	6.85[−2]	(3, 10)	4.27[−12]	7.34[−3]	8.12[−3]
(1, 4)	3.50[−12]	3.37[−2]	6.85[−2]	(3, 15)	4.02[−12]	7.44[−3]	8.12[−3]
(1, 6.5)	3.85[−12]	3.49[−2]	6.85[−2]	(5, 6.5)	7.27[−12]	5.94[−3]	6.41[−3]
(2, 2)	2.07[−12]	9.02[−3]	1.12[−2]	(5, 15)	6.96[−12]	6.05[−3]	6.41[−3]
(2, 4)	3.55[−12]	9.21[−3]	1.12[−2]	(8, 10)	1.45[−11]	4.31[−3]	4.55[−3]
(2, 6.5)	3.89[−12]	9.32[−3]	1.12[−2]	(9, 15)	1.68[−11]	3.83[−3]	4.01[−3]
(2, 10)	3.83[−12]	9.49[−3]	1.12[−2]	(10, 25)	1.90[−11]	3.58[−3]	3.71[−3]

are provided for only the optically allowed transitions, i.e.  $M_i - M_j = 0, \pm 1$  except  $2^3 S_1 M_i = 0 \rightarrow 2^3 P_1 M_j = 0$ , for which the rate coefficients are typically three orders of magnitude larger than those for the optically forbidden transitions. The reason for having selected only one value of the parameter  $e_0$  is that at a given  $T_e$ , the  $C_e$  rates are practically insensitive to variations in  $e_0$ . At, for example,  $T_e = 2 \times 10^6$  K, the  $C_e$  value in the case of the  $2^3 S_1 M_i = 1 \rightarrow 2^3 P_2 M_j = 2$  transition decreases slightly from  $3.96 \times 10^{-9}$  to  $3.88 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  as  $e_0$  increases in the range of 1.5–15 keV. This very weak sensitivity of the  $C_e$  rates to  $e_0$  is due to the fact that the  $C_{e,b}$  values are most often smaller than the  $C_{e,M}$  ones and, as a consequence, the contribution of beam electrons to the effective rates  $C_e$  does not exceed 5% (which represents the beam fraction) for any pair of parameters  $(T_e, e_0)$ .

**3.3.3. Inner-shell ionization of the  $\text{Ne}^{7+}$  ion.** As mentioned in subsection 2.2, there is no alignment of the  $2^3 S_1$  level following the inner-shell ionization of  $\text{Ne}^{7+}$  ions by neither Maxwellian nor beam electrons. In table 5, we show our calculated rate coefficients  $C_{ii}$  for the inner-shell ionization  $1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1$  together with the values of the  $\text{Ne}^{7+}/\text{Ne}^{8+}$  abundance ratio  $\rho$  for 16 combinations of values of the parameters  $(T_e, e_0)$  and for the beam fraction  $f = 5\%$ . Also, in table 5 we give for comparison the results of the abundance ratio  $\rho_M$  obtained in the pure-Maxwellian case ( $f = 0$ ) by interpolation from the calculations of Mazzotta *et al* [55]. It should be noted that in the calculations of  $\rho$  we have neglected the effect of the beam-electron component on the radiative and dielectronic recombination rate coefficients. Our calculations first indicate that the Maxwellian electrons contribute negligibly to the  $C_{ii}$  rate coefficients at  $T_e \leq 1.5 \times 10^6$  K where the ionization threshold energy  $I$  is greater than 8.8 times  $kT_e$ . Such a negligible contribution at these low temperatures is found to persist even for a beam fraction of  $f = 0.5\%$ . The Maxwellian rate coefficient  $C_{ii,M}$  increases by four orders of magnitude in going from  $10^6$  to  $3 \times 10^6$  K, and even at  $T_e = 3 \times 10^6$  K the beam electrons strongly enhance the inner-shell ionization rate, by factors between 3.2 and 8.5 depending on their energy  $e_0$ . It is to be noted that the inner-shell ionization becomes dominated by the Maxwellian component at  $T_e$  higher than  $3.7 \times 10^6$  K for  $e_0 = 1.5$  keV and than  $5.2 \times 10^6$  K for  $e_0 = 6.5$  keV. We can also note that the energy at which the electron-beam ionization rate coefficient

$C_{ii,b}$  reaches its maximum is estimated to be around  $e_0 = 8$  keV.

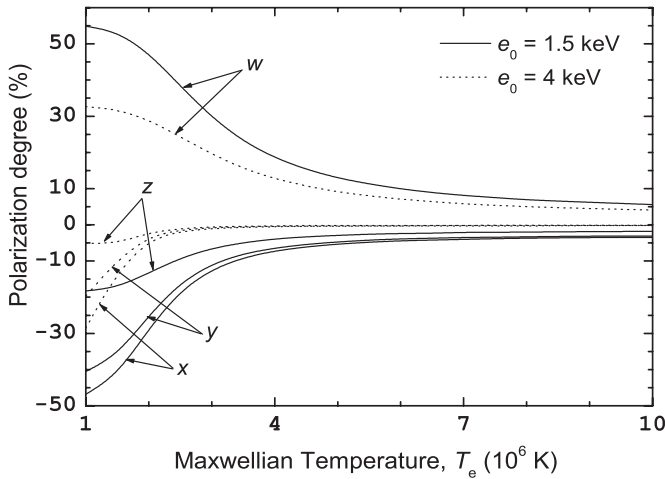
It can be seen from table 5 that the contribution of the beam-electron component can decrease the abundance ratio  $\rho$  (relative to the pure-Maxwellian value  $\rho_M$ ) by a factor of 2.22 at  $T_e = 10^6$  K. At this temperature, our results for the product  $\rho C_{ii}$ , which occurs in (10), are found to be four orders of magnitude larger than the  $\rho_M C_{ii,M}$  values corresponding to the pure-Maxwellian case. With increasing  $T_e$ , the differences between the two quantities rapidly diminish and reach a factor of less than 2 at  $T_e$  higher than  $5 \times 10^6$  K. By comparing now the  $\rho C_{ii}$  with the rate coefficient  $C_e$  for the direct-plus-resonance excitation  $1^1 S_0 \rightarrow 2^3 S_1$  (at the same  $T_e$  and  $e_0$ ), we note that the inner-shell ionization process is more efficient than the excitation process in populating the  $2^3 S_1$  level at  $T_e \lesssim 1.5 \times 10^6$  K and  $e_0 \gtrsim 4$  keV. For example, at  $T_e = 10^6$  K and  $e_0 = 25$  keV, the ratio  $\rho C_{ii}/C_e$  reaches the value as high as  $\sim 130$ , whereas it does not exceed  $4.2 \times 10^{-3}$  in the pure-Maxwellian situation. Thus, we should expect the intensity of line  $z$  to be considerably increased by the beam component through the process of inner-shell ionization at low temperatures  $T_e \lesssim 1.5 \times 10^6$  K.

Although not shown here, we have compared our  $C_{e,b}$  rate coefficients for the magnetic sublevel-to-magnetic sublevel transitions at the energies of 2 and 4 keV to those obtained by Bedrane *et al* [31], who used the complementary semi-relativistic distorted-wave code of University College London [56] and the CBe code of Burgess and Sheorey [57]. We found agreement better than 13% for the  $1^1 S_0 \rightarrow 2^3 S_1$  transition, better than 7% for the  $1^1 S_0 \rightarrow 2^3 P_{0,1,2}$  transitions and better than  $\sim 30\%$  for the optically allowed  $2^3 S_1 \rightarrow 2^3 P_{0,1,2}$  transitions. On the other hand, our results for the Maxwellian rate coefficients  $C_{ii,M}(1s^2 2s^2 S_{1/2} \rightarrow 2^3 S_1)$  were found to differ by less than 5% with the values reported by Sampson and Zhang [58], who used a Coulomb–Born exchange method.

## 4. Results and discussion

We have computed the populations of the upper magnetic sublevels of the four lines  $w, x, y$  and  $z$  as a function of the temperature  $T_e$  of the Maxwellian electrons for the seven values of the energy  $e_0$  of the beam electrons considered in the collisional data in section 3 and for values of the beam fraction  $f$  between 0 (pure-Maxwellian case) and 10%. These computations were carried out using the collisional-radiative





**Figure 2.** Degree of polarization of the four lines  $w$ ,  $x$ ,  $y$  and  $z$  as a function of the Maxwellian temperature  $T_e$ , shown for two values of the beam energy,  $e_0 = 1.5$  keV and 4 keV, and for the beam fraction  $f = 5\%$ . All the plotted results are obtained in the low-density limit.

model described in subsection 2.2, in which the 117 magnetic sublevels of  $1s^2$  and  $1snl$  ( $n = 2-4$ ) configurations of  $\text{Ne}^{8+}$  and the ground level  $2s^2S_{1/2}$  of  $\text{Ne}^{7+}$  are included. The collisional-radiative rate equations have been solved at different values of the electron density  $n_e$  between  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  (low-density limit) and  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . From the results of magnetic-sublevel populations, we deduce the polarization degree of the lines and the intensity ratios  $G(\theta)$  and  $\langle G \rangle$  as a function of the four plasma parameters  $T_e$ ,  $e_0$ ,  $f$  and  $n_e$ . The  $G(\theta)$  ratio is also obtained as a function of the angle  $\theta$  between the electron-beam direction and the direction at which the lines are observed.

#### 4.1. Polarization of the lines

In figure 2, we plot the polarization degrees  $P_w$ ,  $P_x$ ,  $P_y$  and  $P_z$  of the four lines of  $\text{Ne}^{8+}$  as a function of  $T_e$ , calculated in the low-density limit for two beam energies  $e_0 = 1.5$  and 4 keV and for the beam fraction  $f = 5\%$ . Of course, the obtained results for  $P_w$  are independent of  $n_e$  below  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , whereas those for  $P_x$ ,  $P_y$  and  $P_z$  are strongly sensitive to the values of  $n_e$  larger than  $\sim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . The  $n_e$ -dependence of the polarization degrees of the triplet lines has been discussed previously in [42] in the context of EBIT experiments and in [31] for plasmas with an anisotropic electron distribution model analogous to the present one.

It can be seen from figure 2 that the contribution of the beam-electron component can result in relatively high degrees of polarization. In the low-temperature range  $10^6 \leq T_e \leq 3 \times 10^6$  K, the polarization degree of  $w$  can reach  $\sim 55-30\%$  for  $e_0 = 1.5$  keV and  $\sim 33-20\%$  for  $e_0 = 4$  keV. As expected, for a given  $e_0$  the polarization degrees of all the lines fall with increasing  $T_e$ . It can also be noticed from figure 2 that as  $T_e$  increases up to  $\sim 4 \times 10^6$  K the polarization degree decreases more rapidly for the  $x$ ,  $y$  and  $z$  lines than for the  $w$  line. This follows from the fact that the contribution of the Maxwellian electron component to the excitation rate coefficients is more important for the triplet lines than for the resonance line.

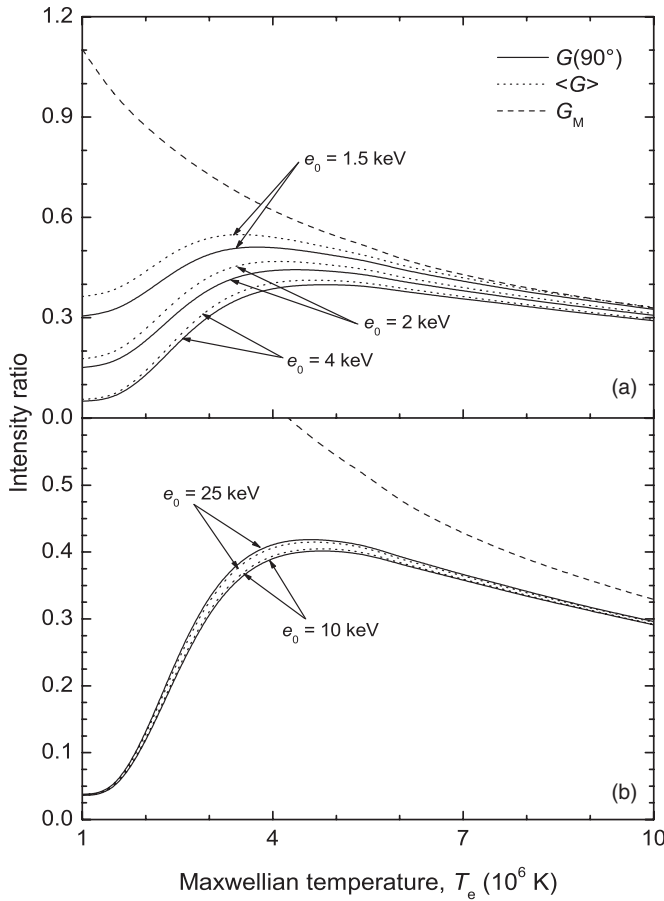
It should be mentioned that the polarization degrees are strongly reduced for  $e_0$  larger than  $\sim 6.5$  keV. For any value of  $T_e$ , the polarization degree of  $w$  does not exceed 8% for  $e_0 = 10$  keV and practically vanishes for  $e_0 = 15$  keV. It becomes negative for  $e_0 = 25$  keV varying from  $-10.5\%$  to  $-1.1\%$  with increasing  $T_e$  in the  $10^6-10^7$  K range. The line  $z$  is practically unpolarized for  $e_0 \geq 10$  keV irrespective of  $T_e$ . This is also the case for the two other triplet lines  $x$  and  $y$  when  $T_e \geq 2 \times 10^6$  K. It is of interest to note that for  $T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 25$  keV and  $f = 5\%$ ,  $P_y$  reaches  $-10.6\%$  and is almost equal to  $P_w$ . This near equality between  $P_y$  and  $P_w$  arises as a consequence of the relativistic effects in the impact excitation  $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1M_j$  through spin-orbit interaction mixing of the  $2^1P_1$  and  $3^3P_1$  levels, which become significant for very large  $e_0$  [27]. It is also worth noting that at  $T_e = 10^6$  K, even for beam fractions as low as  $f = 0.05\%$   $P_w$  is found to exceed 50% for  $e_0 = 1.5$  keV and 45% for  $e_0 = 2$  keV.

Our calculations show that for a given  $e_0$  the contribution of the inner-shell ionization process to the  $z$  line emission is maximum at the lowest considered temperature  $T_e = 10^6$  K. At this temperature, the inclusion of the inner-shell ionization which is due practically only to the beam-electron component has the effect of decreasing  $P_z$  slightly from  $-19.0\%$  to  $-18.3\%$  for  $e_0 = 1.5$  keV but strongly from  $-11.7\%$  to  $-5.1\%$  for  $e_0 = 4$  keV and from  $-6.0\%$  to  $-1.1\%$  for  $e_0 = 6.5$  keV. It should be noted that at  $T_e = 10^6$  K the  $4\pi$ -averaged intensity of  $z$ ,  $\langle I_z \rangle$ , increases by a factor of 1.04 for  $e_0 = 1.5$  keV and by as much as factors of 2.3 and 5.5 for  $e_0 = 4$  keV and  $e_0 = 6.5$  keV, respectively, when including the inner-shell ionization.

#### 4.2. Dependence of $G$ on the Maxwellian temperature and the beam energy

Before showing how the dependence of the intensity ratio  $G$  on  $T_e$  is affected by the presence of the small fraction of beam electrons in the emitting plasma, it is useful to point out that, according to our calculations, the ratio  $G$  is totally insensitive to values of  $n_e$  below  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  independently of the parameters  $(T_e, e_0, f)$  and of the observation direction. The insensitivity of the  $G$  ratio to  $n_e$  is found to still occur for any value of  $e_0$  when setting  $f = 1$  in the calculations, which corresponds to purely beam plasmas such as those met in EBIT experiments.

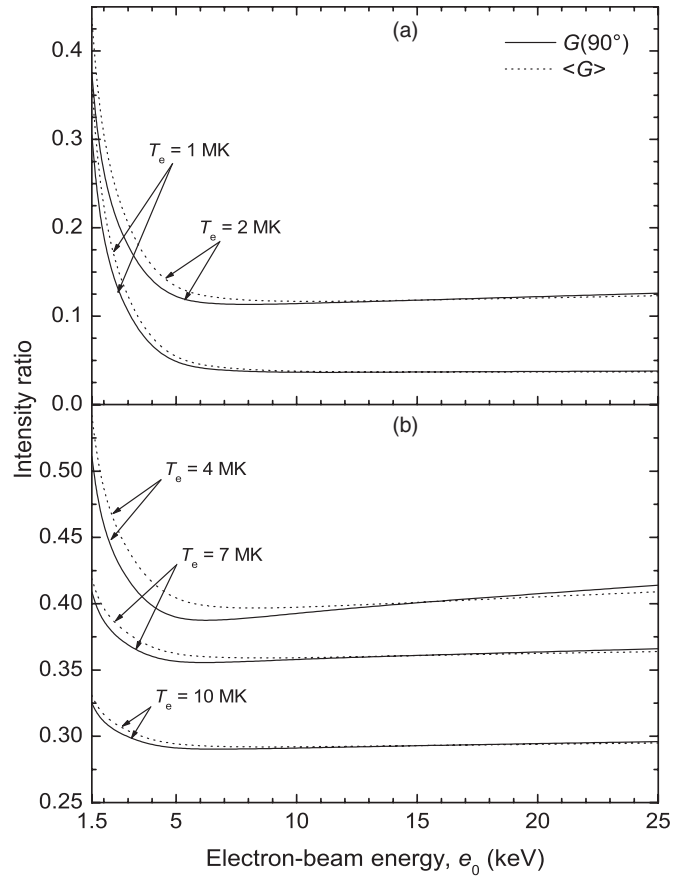
In figure 3, we show the ratio  $G$  of the line intensities at  $90^\circ$  with respect to the electron-beam direction,  $G(90^\circ)$ , as a function of  $T_e$ , calculated for five selected values of the beam energy  $e_0$  and for the beam fraction  $f = 5\%$ . In order to reveal the importance of both the high-energy and directional effects of the beam-electron component, we also present the ratio  $\langle G \rangle$  of the  $4\pi$ -averaged intensities as well as the ratio  $G_M$  obtained in the case of pure-Maxwellian plasma ( $f = 0$ ). By comparing  $G(90^\circ)$  or  $\langle G \rangle$  with  $G_M$ , it is clear that the inclusion of the beam component can change considerably the  $G$  ratio in the low-temperature range of  $10^6$  to  $\sim 3 \times 10^6$  K, but affects  $G$  relatively moderately for  $T_e \geq 6 \times 10^6$  K. At  $T_e = 10^6$  K, because of the preponderance of the beam contribution with respect to the Maxwellian one in the collisional rate coefficients, the  $G$  ratio for  $e_0 = 6.5-25$  keV decreases by as much as a factor of about 30 compared with the pure-Maxwellian  $G_M$  ratio. With increasing  $T_e$ , the



**Figure 3.** Dependence of the intensity ratios  $G(90^\circ)$  and  $\langle G \rangle$  on the Maxwellian temperature  $T_e$ , shown for five beam energies:  $e_0 = 1.5, 2$  and  $4$  keV in (a),  $e_0 = 10$  and  $25$  keV in (b). The beam fraction is taken to be  $f = 5\%$ . Also plotted is the ratio  $G_M$  for a pure-Maxwellian plasma ( $f = 0$ ).

ratio  $G(90^\circ)$  or  $\langle G \rangle$  increases and reaches a maximum at  $T_e$  between  $\sim 3.5$  and  $5 \times 10^6$  K depending on the  $e_0$  value. For  $T_e \geq 6 \times 10^6$  K, where the contribution of the Maxwellian component to the rate coefficients largely dominates that of the beam component, there is a decrease of the  $G(90^\circ)$  ratio with respect to the  $G_M$  value by less than  $\sim 20\%$ . It is also interesting to note that for  $e_0 \gtrsim 6.5$  keV the ratio  $G(90^\circ)$  or  $\langle G \rangle$  is strongly sensitive to variations in  $T_e$  between  $10^6$  and  $4 \times 10^6$  K, increasing by a factor of 10 from  $\sim 0.04$  to  $\sim 0.4$ . On the other hand, in the higher  $T_e$ -range  $5 \times 10^6$ – $10^7$  K and for  $e_0 \geq 4$  keV, the ratio  $G(90^\circ)$  or  $\langle G \rangle$  becomes much less sensitive to  $T_e$ , decreasing from  $\sim 0.4$  to  $\sim 0.3$ .

By comparing now  $G(90^\circ)$  with  $\langle G \rangle$ , it can be seen from figure 3 that the allowance for the anisotropy of the radiative emission is negligible for  $e_0$  in the range of 10–25 keV irrespective of  $T_e$ . According to our calculations, the ratios  $G(90^\circ)$  and  $\langle G \rangle$  differ from each other by less than 3.5%. However, for  $e_0 = 1.5$ – $4$  keV, the  $G$  ratio can be significantly different at  $90^\circ$  from the  $4\pi$  average. At  $T_e = 10^6$  K and  $e_0 = 1.5$  keV, for example, the obtained results indicate that the  $G(90^\circ)$  ratio differs by  $\sim 16\%$  from the  $\langle G \rangle$  ratio. A more extended discussion of the effect of the emission anisotropy is provided in the following subsection 4.3 dealing with the angular variation of the  $G(\theta)$  ratio.



**Figure 4.** Dependence of the intensity ratios  $G(90^\circ)$  and  $\langle G \rangle$  on the beam energy  $e_0$ , shown for five Maxwellian temperatures:  $T_e = 1$  and  $2 \times 10^6$  K in (a),  $T_e = 4, 7$  and  $10 \times 10^6$  K in (b). The beam fraction is taken to be  $f = 5\%$ .

To assess the influence of the inner-shell ionization process on  $G$ , we have compared the  $G(90^\circ)$  ratio to that calculated without the inclusion of this process. At  $T_e = 10^6$  K and assuming  $f = 5\%$ , the contribution of the inner-shell ionization to the  $z$  line intensity is found to increase  $G(90^\circ)$  from 0.295 to 0.305 for  $e_0 = 1.5$  keV and from 0.135 to 0.151 for  $e_0 = 2$  keV. For  $e_0 = 4$ – $25$  keV, where, as discussed in section 3, the inner-shell ionization becomes more important than the excitation in feeding the  $z$  intensity, the enhancement of  $G(90^\circ)$  is much more important, up to a factor of  $\sim 20$ . Despite such enhancement, the  $G$  ratio remains, however, too weak (not exceeding 0.05) to be of practical usefulness. For  $T_e \geq 2 \times 10^6$  K and any  $e_0$  value, the inner-shell ionization contributes to the  $z$  intensity by less than 10% and the ratio  $G(90^\circ)$  or  $\langle G \rangle$  increases by less than 7% when this process is included in the calculation. Note that in the case of pure-Maxwellian plasma, the inner-shell ionization is found to have a negligibly small effect (less than 0.7%) on the ratio  $G_M$  for the whole  $T_e$ -range  $10^6$ – $10^7$  K. The discussion of the role of the inner-shell ionization in the  $G$  ratio is pursued further in subsection 4.4 concerned with the variation of  $G$  with the beam fraction  $f$ .

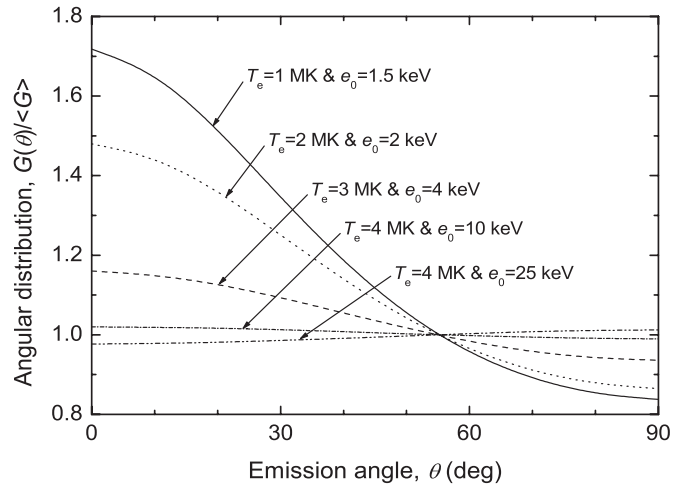
We now proceed to examine the sensitivity of  $G$  to the beam energy  $e_0$ . In figure 4, we show the ratios  $G(90^\circ)$  and  $\langle G \rangle$  as a function of  $e_0$  for five selected values of  $T_e$  and assuming

$f = 5\%$ . It is seen that for a given  $T_e$ , the  $G$  ratio is little or not sensitive to variations in  $e_0$  between  $\sim 6$  and 25 keV. It also appears that as  $e_0$  increases in the range of 1.5 to  $\sim 5$  keV the decrease of the  $G$  ratio is more pronounced when  $T_e$  is smaller. This is mainly due to the fact that as the energy  $e_0$  increases the total excitation rate coefficient for the three triplet lines decreases more steeply when  $T_e$  is lower. At  $T_e = 10^6$  K, the ratio  $G(90^\circ)$  or  $\langle G \rangle$  tends to a negligible value of  $\sim 0.04$  as  $e_0$  increases above 5 keV.

There have been several previous calculations of the  $G$  ratio for  $\text{Ne}^{8+}$  (see e.g. [7–10, 12]), but all of them were to our knowledge concerned exclusively with pure-Maxwellian plasmas. We have compared our results for the pure-Maxwellian ratio  $G_M$  with those of high accuracy presented by Chen *et al* [9] who employed the fully relativistic Dirac  $R$ -matrix method in the calculations of excitation rate coefficients and who incorporated all He-like levels up to  $n = 5$  (i.e. 49 levels unlike the 31 levels  $n = 1-4$  considered in this work) in the collisional-radiative rate equations. We found that in the  $T_e$ -range  $10^6-10^7$  K, our  $G_M$  values are 12–20% lower than those of Chen *et al* when considering their values calculated without the inclusion of DR and RR processes from  $\text{Ne}^{9+}$  as is the case in this work. We have also made a comparison between our  $G_M$  results and those obtained by Smith *et al* [10], who used all atomic data computed with the FAC (among other computations). In their calculations, Smith *et al* did not take into account the resonance contribution to excitation rate coefficients but included the effects of radiative cascades from levels up to  $n = 10$ . Our results were found to be about 11% higher at  $T_e = 10^6$  K and 25% lower at  $T_e = 10^7$  K than those of Smith *et al*. These differences can be attributed to the fact that in our calculations we included the resonance excitation which is known to contribute very significantly to the intensity of the forbidden line  $z$  in the low-temperature range (see e.g. [54]). On the other hand, the differences between our results and those of Smith *et al* [10] at high temperatures can be understood since we ignored the effects of cascades from  $n \geq 5$  levels. These effects are known to be enhanced as  $T_e$  increases, while the resonant-excitation contributions weaken.

#### 4.3. Dependence of $G$ on the observation direction

Figure 5 presents our results for the variation of the ratio  $G(\theta)/\langle G \rangle$  with the observation angle  $\theta$  obtained for  $f = 5\%$  and various selected  $(T_e, e_0)$  couple parameters. It is clearly seen that the effect of anisotropy in the photon emission, due to the directionality of the beam-electron component, can lead to very significant differences between  $G(0^\circ)$  and  $G(90^\circ)$ . At the lowest Maxwellian temperature and beam energy considered, i.e.  $T_e = 10^6$  K and  $e_0 = 1.5$  keV, the  $G$  ratio decreases by a factor of 2 when the observation direction varies from  $\theta = 0^\circ$  to  $\theta = 90^\circ$ . Our calculations indicate that, as expected, the dependence on  $\theta$  of the  $G$  ratio becomes quite weak for  $T_e \gtrsim 6 \times 10^6$  K and/or  $e_0 \gtrsim 10$  keV. To be more specific, in these  $(T_e, e_0)$  parameter ranges, the values of the calculated  $G(\theta)/\langle G \rangle$  ratio differ from unity by less than 7% for any observation angle.



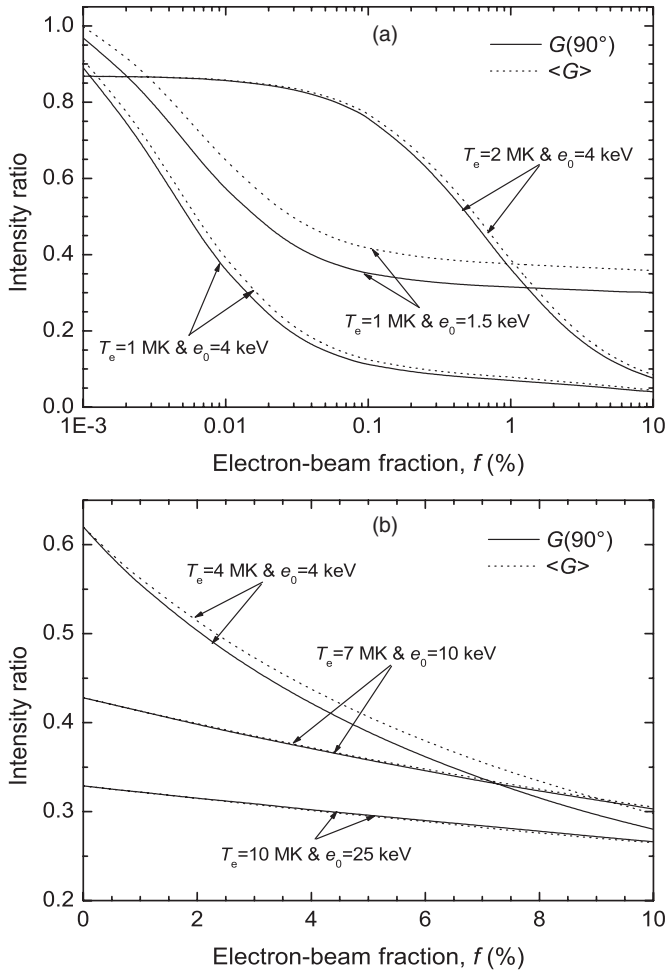
**Figure 5.** Dependence of the ratio  $G(\theta)/\langle G \rangle$  on the observation angle  $\theta$ , shown for five selected  $(T_e, e_0)$  couple parameters. The beam fraction is taken to be  $f = 5\%$ .

In order to better understand the  $\theta$ -dependence of the  $G$  ratio, we have explored the angular distribution of the intensity of each of the four lines involved in  $G$ . We found that the directional dependence of the intensity of each of the  $z$  and  $(x, y)$  lines varies in a different manner, so that the anisotropy effects partially cancel in the summed intensities of these three lines. For example in the  $\theta = 90^\circ$  direction, there is an increase of the intensity of  $z$  and a decrease of the intensity of  $(x, y)$  with respect to their  $4\pi$ -averaged values. Consequently, the total intensity of the three triplet lines can exhibit only a weak anisotropy. Even under the conditions of the highest anisotropy of radiation considered here, namely  $T_e = 10^6$  K and  $e_0 = 1.5$  keV together with  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  (low-density limit), we have noted that the total intensity  $(I_x(\theta) + I_y(\theta) + I_z(\theta))$  only varies within 8% with the angle  $\theta$  covering the range  $0^\circ-90^\circ$ . More precisely, the ratio  $(I_x(\theta) + I_y(\theta) + I_z(\theta))/(\langle I_x \rangle + \langle I_y \rangle + \langle I_z \rangle)$  varies from 0.949 to 1.026 as  $\theta$  increases in the range of  $0^\circ-90^\circ$ . By contrast, for the individual lines the variations of the ratios  $I_x(\theta)/\langle I_x \rangle$ ,  $I_y(\theta)/\langle I_y \rangle$  and  $I_z(\theta)/\langle I_z \rangle$  with  $\theta$  are from 1.265 to 0.862, 1.238 to 0.881 and 0.870 to 1.065, respectively.

We can therefore conclude that the angular dependence of the  $G$  intensity ratio is essentially determined by the angular distribution of the intensity of the  $w$  line. That is, the  $G$  ratio is, to a good approximation, related to the observation angle by  $G(\theta) \approx \langle G \rangle (1 - P_w/3)/(1 - P_w \cos^2 \theta)$ .

#### 4.4. Dependence of $G$ on the beam fraction

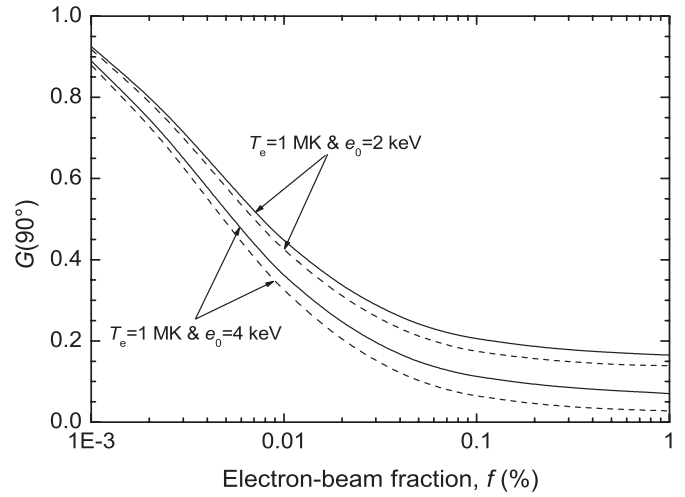
In all the results shown previously in figures 2–5, the beam fraction was taken to be constant at the value of 5%. We have investigated the influence of the beam fraction on the  $G$  ratio by varying this parameter from  $f = 0$  (pure-Maxwellian plasma) to  $f = 10\%$ . Figure 6 displays the ratios  $G(90^\circ)$  and  $\langle G \rangle$  versus the beam fraction for various values of the  $(T_e, e_0)$  parameters. From the results in figure 6(a), we see that even a very small fraction of beam electrons of less than 0.01% can have a major effect on the  $G$  ratio in the case of  $T_e = 10^6$  K. At this temperature and, for example,  $e_0 = 4$  keV, the  $G(90^\circ)$  ratio is decreased by a factor of almost 1.5 for



**Figure 6.** Dependence of the intensity ratios  $G(90^\circ)$  and  $\langle G \rangle$  on the beam fraction  $f$ , shown for six selected  $(T_e, e_0)$  couple parameters.

$f = 0.002\%$  and of 3 for  $f = 0.01\%$  in comparison with the pure-Maxwellian ratio  $G_M$  whose calculated value is 1.10. It is also seen from figure 6(a) that for  $T_e = 2 \times 10^6$  K a strong  $f$ -sensitivity of the  $G$  ratio starts at around  $\sim 0.1\%$ . As would be expected, with increasing  $T_e$  the  $G$  ratio becomes less and less sensitive to variations in  $f$ . Figure 6(b) shows a relatively weak dependence of the  $G$  ratio on  $f$  for  $T_e \gtrsim 7 \times 10^6$  K. It was noted in subsection 4.3 that for  $f = 5\%$ , the  $G(90^\circ)$  ratio differs by a factor of 2 from the  $G(0^\circ)$  ratio at  $T_e = 10^6$  K and  $e_0 = 1.5$  keV (see figure 5) where the angular distribution of  $G$  is the most anisotropic. This difference between the  $G(90^\circ)$  and  $G(0^\circ)$  ratios is found to still occur as long as the beam fraction  $f$  is larger than  $\sim 0.2\%$ .

Concerning  $f = 5\%$ , it was noted in subsection 4.2 that the inner-shell ionization process can, via the  $z$  line intensity, enhance considerably the  $G$  ratio for  $T_e \lesssim 1.5 \times 10^6$  K and  $e_0 \gtrsim 4$  keV. However, under these conditions of  $f$ ,  $T_e$  and  $e_0$  the intensity of  $z$  together with that of  $x$  and  $y$  remains too small (in comparison with the intensity of  $w$ ) to be observed, and therefore the observable effect of the inner-shell ionization on  $G$  would be undetectable. Figure 7 shows a comparison of the  $G(90^\circ)$  ratio calculated with and without the inclusion of the inner-shell ionization contribution for  $f$  varying from 0.001% to 1%,  $T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 2$  keV and 4 keV. In the



**Figure 7.** Intensity ratio  $G(90^\circ)$  as a function of the beam fraction  $f$  between 0.001% and 1% calculated with (solid lines) and without (dashed lines) the inclusion of the inner-shell ionization for  $(T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 2$  keV) and  $(T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 4$  keV).

case of  $e_0 = 4$  keV, for example, neglecting the contribution of the inner-shell ionization to the  $z$  intensity results in a  $\sim 45$ – $75\%$  underestimate of the  $G(90^\circ)$  ratio for  $f$  in the interval 0.05–0.1% for which  $G(90^\circ) > 0.1$ . It is found that the inclusion of the inner-shell ionization has little effect (less than 10%) on the  $G$  ratio for  $f \leq 0.007\%$  irrespective of  $e_0$ . At  $T_e \geq 1.5 \times 10^6$  K and  $e_0 \geq 10$  keV,  $f$  must be greater than  $\sim 0.8\%$  before the increase in the  $G$  ratio due to the inner-shell ionization exceeds 10%.

## 5. Summary and outlook

In this work, we have presented elaborate calculations of the line intensity ratio  $G = (I_x + I_y + I_z)/I_w$  for  $\text{Ne}^{8+}$  emitting ions assuming an electron distribution function which consists of a Maxwellian isotropic part with temperature  $T_e$  in the range of  $10^6$ – $10^7$  K and a monoenergetic beam part with energy  $e_0$  and fraction  $f$  in the ranges of 1.5–25 keV and 0–10%. These calculations are based on a steady-state collisional-radiative model in which we have incorporated the 117 magnetic sublevels of the configurations  $1snl$  with  $n \leq 4$  and included the inner-shell ionization of the Li-like  $\text{Ne}^{7+}$  ion in its ground level. We have explored the effects of the different parameters characterizing the adopted electron distribution function and have shown that the dependence of the  $G$  ratio on the Maxwellian temperature *can be significantly modified by the effect of the beam-electron component*, especially at low values of  $T_e$ . Our main results can be summarized as follows.

- (i) There is a rapid increase of the  $G$  ratio as  $T_e$  increases from  $10^6$  K followed by a smooth decrease at higher temperatures, *in contrast to the pure-Maxwellian situation* where  $G$  is a *monotonically decreasing function* of the temperature. For  $e_0 = 4$ – $25$  keV and  $f = 1\%$  for example, the  $G$  ratio is less than 0.1 at  $T_e = 10^6$  K, rises to a maximum of about 0.6 near  $T_e = 3 \times 10^6$  K and then decreases slowly as  $T_e$  increases further, reaching 0.32 at  $T_e = 10^7$  K, whereas in the case of the pure-Maxwellian

distribution,  $G$  decreases from  $\sim 1.1$  at  $T_e = 10^6$  K to  $\sim 0.33$  at  $T_e = 10^7$  K.

- (ii) In the high-temperature range  $T_e \gtrsim 6 \times 10^6$  K, the effects of the beam component are small, decreasing the  $G$  ratio relative to the pure-Maxwellian value by less than 5% for  $f = 1\%$  and any  $e_0$  value.
- (iii) The  $G$  ratio is very weakly sensitive to the energy of the beam electrons in the region  $e_0 = 7\text{--}25$  keV for any given  $T_e$  value.
- (iv) The sensitivity of the  $G$  ratio to the fraction of the beam electrons can start at around 0.001% and 0.1% at  $T_e = 10^6$  K and  $2 \times 10^6$  K, respectively. In particular, at  $T_e = 10^6$  K and  $e_0 = 10$  keV, the  $G$  ratio for  $f = 0.01\%$  is 1/3 lower than the pure-Maxwellian ratio, and *the neglect of the effect of the beam component results in an overestimation by a factor of  $\sim 8$  of the temperature associated with the Maxwellian electrons.*
- (v) The  $G$  ratio can exhibit a *strongly anisotropic angular distribution* in the low  $T_e$ -range for  $e_0 \lesssim 4$  keV. For example, at  $T_e = 10^6$  K,  $e_0 = 1.5$  keV and  $f \gtrsim 0.2\%$ , the ratios  $G$  for the observation angles  $\theta = 90^\circ$  and  $\theta = 0^\circ$  differ from each other by a factor of about 2.
- (vi) The effect on the  $G$  ratio of including the inner-shell ionization of  $\text{Ne}^{7+}$  by the beam electrons is insignificant at  $T_e \gtrsim 2 \times 10^6$  K, but at lower  $T_e$  values it can result in a *considerable enhancement* of the  $G$  ratio. For example, at  $T_e = 10^6$  K the ratio  $G$  for  $\theta = 90^\circ$ ,  $e_0 = 4$  keV and  $f = 0.1\%$  amounts to 0.11 compared with the result of 0.064 obtained without including the inner-shell ionization.

It is hoped that the calculations presented in this paper will be useful for applications of the  $G$  ratio together with the polarization degrees of the lines  $w$  and  $(x, y)$  to the diagnostics of non-Maxwellian astrophysical and laboratory plasmas containing fast and anisotropic electrons with a view to estimating the mean-energy, fraction and directivity of these non-thermal electrons.

The present results have been obtained without taking into account the contribution to the line intensities from radiative recombination (RR) and dielectronic recombination (DR) of the H-like  $\text{Ne}^{9+}$  ion. According to the calculations by Smith *et al* [10] concerned with pure-Maxwellian plasmas, the inclusion of these recombination processes is practically without influence on the  $G$  ratio at  $T_e \lesssim 3 \times 10^6$  K, but it can considerably increase  $G$  at higher temperatures, by for example 80% at  $T_e = 10^7$  K. We expect that the presence of a fast electron component would significantly increase the  $\text{Ne}^{9+}/\text{Ne}^{8+}$  ion abundance ratio, but the rate coefficients for both RR and DR would remain unaffected. This happens because DR is a resonance process involving electrons with relatively moderate energies and RR occurs without any energy threshold and moreover RR cross sections decrease with increasing electron energy. We hope to extend our calculations to include the recombination contribution in the near future.

## Acknowledgments

MKI gratefully acknowledges support from DGRSDT, Algerian Ministry of Higher Education and Research (PNR-08/43/36/2011/ATRST). The work of one of us (GC) was carried out in part under the auspices of the National Nuclear Security Administration of the US Department of Energy at Los Alamos National Laboratory and supported by contract no DE-AC52-06NA25396.

## References

- [1] Jordan C 1969 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **142** 501
- [2] Gabriel A H and Jordan C 1969 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **145** 241
- [3] Gabriel A H and Jordan C 1972 *Case Studies in Atomic Collision Physics* vol 2 ed E W McDaniel and M R C McDowell (Amsterdam: North-Holland) p 209
- [4] Mewe R and Schrijver J 1978 *Astron. Astrophys.* **65** 99
- [5] Pradhan A K and Shull J M 1981 *Astrophys. J.* **249** 821
- [6] Wolfson C J, Doyle J G, Leibacher J W and Phillips K J H 1983 *Astrophys. J.* **269** 319
- [7] Porquet D and Dubau J 2000 *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143** 495
- [8] Bautista M A and Kallman T R 2000 *Astrophys. J.* **544** 581
- [9] Chen G X, Smith R K, Kirby K, Brickhouse N S and Wargelin B J 2006 *Phys. Rev. A* **74** 042709
- [10] Smith R K, Chen G-X, Kirby K and Brickhouse N S 2009 *Astrophys. J.* **700** 679
- [11] McKenzie D L and Landecker P B 1982 *Astrophys. J.* **259** 372
- [12] Keenan F P, McKenzie D L, McCann S M and Kingston A E 1987 *Astrophys. J.* **318** 926
- [13] McKenzie D L 1987 *Astrophys. J.* **322** 512
- [14] Doschek G A, Feldman U, Landecker P B and McKenzie D L 1981 *Astrophys. J.* **249** 372
- [15] Brown W A, Bruner M E, Acton L W and Mason H E 1986 *Astrophys. J.* **301** 981
- [16] Ness J-U, Mewe R, Schmitt J H M M, Raassen A J J, Porquet D, Kaastra J S, van der Meer R L J, Burwitz V and Predehl P 2001 *Astron. Astrophys.* **367** 282
- [17] Ness J-U, Brickhouse N S, Drake J J and Huenemoerder D P 2003 *Astrophys. J.* **598** 1277
- [18] Winkler P F, Canizares C R, Clark G W, Markert T H and Petre R 1981 *Astrophys. J.* **245** 574
- [19] Vedder P W, Canizares C R, Markert T H and Pradhan A K 1986 *Astrophys. J.* **307** 269
- [20] Gabriel A H, Bely-Dubau F, Faucher P and Acton L W 1991 *Astrophys. J.* **378** 438
- [21] Kaastra J S, Mewe R, Liedahl D A, Komossa S and Brinkman A C 2000 *Astron. Astrophys.* **354** L83
- [22] Coffey I H, Barnsley R, Keenan F P and Peacock N J 1994 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27** 1011
- [23] Silver E *et al* 2000 *Astrophys. J.* **541** 495
- [24] Janev R K, Presnyakov L P and Shevelko V P 1999 *Physics of Highly Charged Ions (Springer Series in Electrodynamics vol 13)* (Berlin: Springer)
- [25] Lamoureux M 1993 *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* vol 31 ed D Bates and B Bederson (San Diego, CA: Academic) p 233
- [26] Bryans P 2005 On the spectral emission of non-Maxwellian plasmas *PhD Thesis* University of Strathclyde, UK (available at [www.adas.ac.uk/theses.php](http://www.adas.ac.uk/theses.php))
- [27] Inal M K and Dubau J 1987 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **20** 4221
- [28] Reed K J and Chen M H 1993 *Phys. Rev. A* **48** 3644
- [29] Beiersdorfer P *et al* 1996 *Phys. Rev. A* **53** 3974
- [30] Kai T, Nakazaki S and Berrington K A 2005 *Nucl. Instrum. Methods B* **235** 249

- [31] Bedrane Z, Inal M K and Fritzsche S 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 055701
- [32] Lee P, Lieber A J, Chase R P and Pradhan A K 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 386
- [33] Lee P, Lieber A J, Pradhan A K and Xu Y 1986 *Phys. Rev. A* **34** 3210
- [34] Gabriel A H 1972 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **160** 99
- [35] Gabriel A H and Phillips K J H 1979 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **189** 319
- [36] Bartiromo R, Bombarda F and Gianella R 1985 *Phys. Rev. A* **32** 531
- [37] Seely J F, Feldman U and Doschek G A 1987 *Astrophys. J.* **319** 541
- [38] Inal M K and Dubau J 1989 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22** 3329
- [39] Bensaïd R, Inal M K and Dubau J 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 4131
- [40] Percival I C and Seaton M J 1958 *Phil. Trans. R. Soc. A* **251** 113
- [41] Inal M K, Surzhykov A and Fritzsche S 2005 *Phys. Rev. A* **72** 042720
- [42] Rachedi S W, Inal M K and Dubau J 2005 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** 547
- [43] Dubau J 1998 *Proc. Japan-US Workshop on Plasma Polarization Spectroscopy and Int. Seminar on Plasma Polarization Spectroscopy NIFS-PROC-37 (Kyoto, Japan, 26-28 Jan., 1998)* p 9
- [44] Csanak G, Fontes C J, Hakei P and Kilcrease D P 2011 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44** 215701
- [45] Inal M K, Zhang H L, Sampson D H and Fontes C J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 032727
- [46] Sampson D H, Zhang H L and Fontes C J 2009 *Phys. Rep.* **477** 111
- [47] Gu M F 2003 *Astrophys. J.* **582** 1241
- [48] Sucher J 1984 *Int. J. Quantum Chem.* **25** 3
- [49] Gu M F 2004 *Atomic Processes in Plasmas (AIP Conference Proceeding vol 730)* ed J S Cohen, S Mazevet and D P Kilcrease (New York: AIP) p 127
- [50] Gu M F 2008 *Can. J. Phys.* **86** 675
- [51] Derevianko A and Johnson W R 1997 *Phys. Rev. A* **56** 1288
- [52] Bautista M A 2003 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** 1503
- [53] Johnson W R, Plante D R and Sapirstein J 1995 *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* vol 35 ed B Bederson and H Walther (San Diego, CA: Academic) p 255
- [54] Zhang H L and Sampson D H 1987 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **63** 487
- [55] Mazzotta P, Mazzitelli G, Colafrancesco S and Vittorio N 1998 *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **133** 403
- [56] Eissner W 1998 *Comput. Phys. Commun.* **114** 295
- [57] Burgess A and Sheorey V B 1974 *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **7** 2403
- [58] Sampson D H and Zhang H L 1988 *Phys. Rev. A* **37** 3765

## Résumé

Nous avons étudié théoriquement comment la présence d'une faible proportion d'électrons énergétiques mélangés avec des électrons Maxwelliennes dans un plasma chaud influe sur le rapport d'intensité  $G=(x+y+z)/w$  en fonction de la température pour les ions  $Ne^{8+}$ . En modélisant la fonction de distribution des électrons en tant que combinaison d'une composante isotrope Maxwellienne et une composante du faisceau monoénergétique, des calculs détaillés du rapport d'intensité  $G$  du néon  $Ne^{8+}$  ont été réalisées pour des températures de  $T_e$  de la composante Maxwellienne et énergies cinétiques  $e_0$  de la composante du faisceau dans les intervalles de  $10^6$  à  $10^7$  K et 1.5 à 25 keV, respectivement. Un modèle collisionnel-radiatif a été utilisée pour déterminer les populations des sous-niveaux magnétiques supérieurs des quatre raies  $w, x, y, z$ . Nous avons pris en considération la polarisation et la distribution angulaire anisotrope des raies d'émission. Les calculs ont ainsi été effectués pour différents angles d'émission par rapport à la direction du faisceau d'électrons suprathermiques. Il faut mentionner que dans notre travail nous avons aussi inclus le processus de l'ionisation de couche interne des ions lithiumoïdes qui contribue à l'intensité de la raie  $z$ .

**Mots clés :** plasmas chauds non-thermiques, raies d'émission X, rapport d'intensité de raies, anisotropie de distribution d'intensité, diagnostics en température

## Abstract

We have theoretically studied how the presence of a small proportion of energetic beamed electrons mixed to a bulk of Maxwellian electrons in a hot plasma affects the temperature-dependent intensity ratio  $G=(x+y+z)/w$  of the helium-like  $Ne^{8+}$ . By modelling the electron distribution function as combination of a Maxwellian isotropic component and a monoenergetic beam component, detailed calculations of the  $G$  ratio of the  $Ne^{8+}$  lines have been performed for temperatures  $T_e$  of the Maxwellian component and kinetic energies  $e_0$  of the beam component in the ranges  $10^6$ - $10^7$ K and 1.5-25 keV, respectively. A collisional-radiative model has been used for determining the populations of the upper magnetic sublevels of the four lines. The polarization and anisotropic angular distribution of the emitted lines have been taken into account. We also include the inner-shell ionization of Li-like ions.

**Key-words :** non-thermal hot plasmas, emission lines X, intensity ratio of lines, anisotropic angular distribution, temperature diagnostics.

## المخلص

قمنا بدراسة نظرية لتواجد نسبة صغيرة من الإلكترونات الطاقوية المختلطة بالإلكترونات تتبع توزيع ماكسويل في بلازما ساخنة ومدى تأثيرها على نسبة الشدة  $G$  بدلالة درجة الحرارة الأيونات  $Ne^{8+}$ . بعد القيام بنمذجة دالة توزيع الإلكترونات باعتبارها مزيج لمركبة متماثلة تبعا لتوزيع ماكسويل و أخرى ترفق لحزمة الإلكترونات وحيدة الطاقة، أجرينا حسابات مفصلة لنسبة الشدة  $G$  للنيون الشبيه بالهليوم  $Ne^{8+}$  في درجة الحرارة  $T_e$  للمركبة الماكسويلية وطاقات حركية  $e_0$  لمركبة حزمة الإلكترونات في المجالات  $10^6$  -  $10^7$ K و  $1.5$  -  $25$ keV. لقد استعملنا النموذج التصادمي الإشعاعي لحساب إسكان المستويات المغناطيسية العليا للخطوط الأربعة  $w, x, y, z$ . أخذنا بعين الاعتبار الاستقطاب والتوزيع الزاوي المتباين لخطوط الإصدار، أجريت الحسابات لعدة زوايا الإصدار بالنسبة لاتجاه حزمة الإلكترونات. تجدر الإشارة كذلك إلى أننا أدخلنا في الحساب آلية التأين للمستوى الداخلي الأيونات الشبيهة بالهليوم والتي تساهم في شدة الخط  $z$ .

**كلمات مفتاحية:** انبعاث الأطياف X، شدة الأطياف، تباين توزيع الشدة، بلازما ساخنة، تشخيص درجة حرارة البلازما.