

DOC/530-20/09

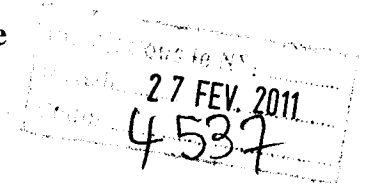
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Abou-Bekr Belkaïd - Tlemcen

Faculté des Sciences
Département de Physique
Laboratoire de Physique Théorique

Inscrit Sous le N°:
Date le: 03.FEV. 2015
Code: 794

Thèse



présentée en vue de l'obtention du diplôme de

Doctorat en Sciences

Spécialité : Physique Atomique

par

Souad Wassila RACHEDI

Ep. BOUDGHENE STAMBOULI



Sujet : Polarisation Linéaire des Raies $n=1-n=2$ des Ions Héliumoïdes et des Raies Satellites dans les Plasmas Denses

Soutenue le 24 Novembre 2005 devant la commission d'examen :



M. BENMOUNA	Professeur (Université de Tlemcen)	Président du Jury
M.K. INAL	Professeur (Université de Tlemcen)	Directeur de Thèse
S. OUICHAOUI	Professeur (USTHB)	Examineur
M. LEMERINI	Maître de Conférences (Université de Tlemcen)	Examineur
M. NEMOUCHI	Maître de Conférences (USTHB)	Examineur

Résumé

Le rayonnement émis par un atome ou un ion excité par collisions avec un faisceau directif d'électrons est en général polarisé et son intensité a une distribution angulaire anisotrope. Ces propriétés de polarisation et d'anisotropie du rayonnement émis résultent du peuplement inégal des différents sous-niveaux magnétiques M_J du niveau supérieur de la transition observée. Outre son intérêt en physique atomique fondamentale, la polarisation linéaire des raies X émises par des ions fortement chargés peut servir d'outil fiable pour les diagnostics des plasmas chauds aussi bien présents dans l'univers que produits en laboratoire à des fins de fusion thermonucléaire ou de laser X, en vue de déterminer l'anisotropie de la distribution de vitesses des électrons libres.

La quasi-totalité des travaux antérieurs sur la polarisation des raies avait considérée des milieux émissifs de basses densités où seulement le processus d'excitation à partir du niveau fondamental peut être pris en compte. Dans cette thèse, nous reportons une étude inédite du degré de polarisation linéaire des raies d'émission dues aux transitions $n = 2 - n = 1$ et $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ dans les ions héliumoïdes Ne^{8+} dans un large domaine de densité d'électrons, variant de 10^9 à 10^{14} cm^{-3} . La durée de vie radiative du premier niveau excité 2^3S_1 , qui est de $91.7 \mu\text{s}$ dans le cas de l'ion Ne^{8+} , est suffisamment longue pour permettre une excitation collisionnelle efficace à partir du niveau métastable 2^3S_1 vers les niveaux voisins $2^3P_{0,1,2}$ même à des densités relativement basses telles que 10^{11} cm^{-3} . Nous avons déterminé les populations des sous-niveaux magnétiques des niveaux supérieurs des différentes raies en tenant compte, outre l'excitation collisionnelle à partir du fondamental 1^1S_0 , celle à partir du niveau métastable 2^3S_1 ainsi que des cascades radiatives à partir de niveaux supérieurs $n = 2$ et $n = 3$. Cela est revenu à inclure au total 53 sous-niveaux magnétiques issus des configurations $1s^2$, $1s2l$ et $1s3l$ dans le système d'équations. Les forces de collision pour les transitions entre sous-niveaux magnétiques ont été programmées en couplage intermédiaire dans l'approche *distorted-wave* pour les ondes partielles de moment orbital compris entre 0 et 40 et dans l'approximation *Coulomb - Bethe* pour les ondes partielles supérieures jusqu'à 200. Afin de s'assurer de la convergence complète des forces de collision lorsqu'il s'agit des transitions entre les niveaux $n = 2$, un "top-up" a été rajouté. En ce qui concerne les données sur les probabilités de transition radiative, elles ont été calculées en utilisant le code de structure atomique SUPERSTRUCTURE dans lequel les corrections relativistes sont prises en compte au moyen de l'approximation de *Breit - Pauli*.

Nos résultats ont montré qu'aux basses densités pour lesquelles les niveaux excités sont peuplés presque entièrement par collisions à partir du niveau fondamental, les trois raies, y ($2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$), z ($2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$) et VUV ($2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$) possèdent un degré de polarisation P plus ou moins large selon la raie. Dans le cas de y , il a été trouvé égal à $-49,1\%$ et $-41,0\%$ pour une énergie du faisceau incident $e_j = 68$ et 140 Ry , respectivement. Lorsque la densité électronique augmente à partir de 10^{11} cm^{-3} , $P(y)$ décroît rapidement en valeur absolue et change de signe à $\sim 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour $e_j = 68 \text{ Ry}$, $5.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour $e_j = 90 \text{ Ry}$ et $4.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour $e_j = 140 \text{ Ry}$. Cette forte dépolarisation de la raie y découle de la contribution de plus en plus grande à la population du niveau 2^3P_1 due à l'excitation collisionnelle à partir du niveau métastable 2^3S_1 . Cette excitation tend à contrecarrer celle à partir du niveau fondamental en favorisant le sous-niveau supérieur $M_J = 0$ plutôt que $M_J = \pm 1$. Les degrés de polarisation des deux autres raies z et VUV ont, en valeur absolue, une sensibilité à la densité électronique similaire à celle de la raie y . Le rôle des cascades radiatives à partir des niveaux supérieurs dans la polarisation des raies est discuté. Nous avons aussi examiné l'influence dépolarisante sur la raie y due à une divergence du faisceau incident d'électrons existant dans EBIT. Un modèle réaliste de distribution des électrons est enfin appliqué pour évaluer la polarisation de la raie y émise des plasmas non-Maxwelliens.

Mots clefs : ions héliumoïdes, collisions électron-ion, modèle collisionnel-radiatif, polarisation linéaire des raies, effets de densité, plasmas non-Maxwelliens anisotropes.

Table des matières

1	Introduction Générale	1
2	Excitation collisionnelle des ions	10
2.1	Introduction	10
2.2	Effet du champ magnétique sur l'excitation des ions par collisions d'électrons	10
2.3	Excitation collisionnelle des sous-niveaux magnétiques	12
2.3.1	Formulation du problème de collision électron-ion	12
2.3.2	Expression de la section efficace d'excitation des sous-niveaux magnétiques	15
2.4	Méthodes utilisées dans le calcul des forces de collision	17
2.4.1	Approximation <i>distorted - wave</i>	18
2.4.2	Approximation de <i>Coulomb - Bethe</i>	21
3	Polarisation linéaire des raies émises par les ions héliumoïdes à partir des niveaux $n = 2$	27
3.1	Introduction	27
3.2	Expression du degré de polarisation linéaire	28
3.2.1	Matrice densité au 1 ^{er} ordre de la théorie des perturbations . .	29
3.2.2	Degré de polarisation des raies associées à des transitions di- polaires	36
3.2.3	Degré de polarisation des raies associées à des transitions qua- drupolaires	37
3.3	Application aux raies de l'ion Ne^{8+}	38
3.3.1	Modèle de population des sous-niveaux magnétiques	40
3.3.2	Polarisation de la raie w	42
3.3.3	Polarisation des raies x, y, z et VUV	43



3.4	Degré de polarisation des raies pour un angle d'attaque des électrons donné	45
4	Dépendance en densité du degré de polarisation des raies de Ne^{8+}	50
4.1	Calcul des taux d'excitation collisionnelle	51
4.2	Données atomiques	53
4.2.1	Probabilités de transition radiative	53
4.2.2	Forces de collision	55
4.3	Résultats numériques et discussions	62
4.3.1	Populations des sous-niveaux magnétiques	62
4.3.2	Dépendance en densité du degré de polarisation de la raie γ .	66
4.3.3	Effet d'un mouvement transverse des électrons sur la polarisation de la raie γ	71
4.3.4	Dépendance en densité du degré de polarisation des raies z et VUV	74
5	Effet des électrons Maxwelliens isotropes présents dans un plasma	78
5.1	Coefficients de taux d'excitation	78
5.2	Données sur les coefficients de taux d'excitation	80
5.3	Résultats et discussions	82
6	Conclusions	87

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au Laboratoire de Physique Théorique, (LPT) du Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'Université de Tlemcen sous la bienveillance de Monsieur Mokhtar Kemal INAL que je remercie vivement pour ses conseils précieux et sa disponibilité, je lui en serais sans cesse reconnaissante.

Je tiens à remercier profondément Mademoiselle Fouzia OULD KADDOUR, Professeur à l'Université de Tlemcen et Directrice du LPT, tout d'abord, pour m'y avoir accueilli et offert les moyens techniques nécessaires au bon déroulement de ma thèse puis pour bien vouloir examiner ce travail.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Mustapha BEN-MOUNA, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Tout particulièrement, je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements et mon profond respect à Monsieur Saâd OUICHAOUI, Professeur à l'USTHB, 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.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur Messaoud NEMOUCHI, Maître de Conférences à l'USTHB, pour avoir bien voulu examiner ce travail malgré ces nombreuses occupations.

Je tiens à remercier Monsieur Mostefa LEMERINI, Maître de Conférences à l'Université de Tlemcen, qui a bien voulu faire partie du jury et l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Qu'il me soit aussi permis d'adresser mes plus vifs remerciements à tous mes collègues du Laboratoire de Physique Théorique et à tous mes amies.

J'adresse enfin mes sentiments de reconnaissance à tous ceux qui m'ont aidé durant la préparation de cette thèse.

Chapitre 1

Introduction Générale

Il est bien connu que l'excitation d'atomes ou d'ions par collisions avec un faisceau de particules matérielles (électrons, protons, particules α , ...) ou un faisceau de photons conduit à l'émission d'un rayonnement, en général, polarisé et dont la distribution angulaire est anisotrope. L'étude de la polarisation des raies X émises par des ions fortement chargés par suite des collisions avec un faisceau directif d'électrons a fait l'objet, depuis le début des années 80, de multiples travaux tant théoriques qu'expérimentaux [1-5]. Ce domaine de recherche a initialement suscité un vif intérêt chez des astrophysiciens [6,7] qui cherchaient à mettre en évidence la présence d'électrons énergétiques à distributions de vitesses anisotropes accélérés lors des éruptions solaires. La détection de tels électrons est d'une importance capitale pour la compréhension des mécanismes de libération brutale d'énergie dans les éruptions solaires. Plusieurs tentatives ont été effectuées [8,9] pour mesurer la polarisation linéaire des raies X émergeant des éruptions solaires à partir de spectromètres à cristaux de Bragg embarqués sur des satellites. A cause des limitations dans les performances de résolutions spatiale et temporelle des spectromètres, les résultats des observations avaient été invalidés et jugés non concluants. Il y a lieu de mentionner que des mesures fiables de polarisation de raies X émises durant les éruptions solaires sont extrêmement difficiles à obtenir compte tenu des intensités faibles et des variations temporelles rapides.

Les premières mesures du degré de polarisation linéaire des raies X émergeant des plasmas chauds produits en laboratoire ont été reportées [10] pour les plasmas denses créés par irradiation avec un laser de puissance. Ces mesures ont fourni de précieuses informations sur les fonctions de distribution angulaire et d'énergie des électrons suprathermiques anisotropes générés dans de tels plasmas. La connaissance de ces fonctions de distribution est d'une grande importance pour mieux comprendre

les processus physiques qui prennent place dans les plasmas chauds. Des électrons non thermiques, dont la distribution angulaire est fortement anisotrope, règnent aussi dans les plasmas de fusion à confinement magnétique (plasmas de tokamak) lorsque ces derniers sont soumis au chauffage par des ondes radiofréquences. Des observations de la polarisation des raies X émises à partir de ce type de plasmas ont été envisagées récemment [11,12].

Outre ces 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 ou de laser X, la polarisation linéaire des raies X a connu un net regain d'intérêt pour la physique fondamentale. Ce regain d'intérêt est survenu après la mise au point, en 1988 à Livermore (USA), de nouvelles expériences de collisions électron-ion utilisant des machines appelées EBIT (Electron Beam Ion Trap) [13-16]. Dans ces machines EBIT, des atomes d'un élément particulier dirigés à travers un faisceau intense d'électrons (densité de courant pouvant atteindre 4000 A/cm^2), quasi-monoénergétique et très mince (rayon de l'ordre de $35 \mu\text{m}$), sont ionisés et subséquemment se trouvent piégés dans une orbite autour et le long du faisceau d'électrons. Des interactions entre les électrons du faisceau et les ions formés surviennent en conséquence, donnant naissance à une émission de raies X dont on peut mesurer les longueurs d'onde, les intensités et les polarisations. Dans ces machines EBIT, la dispersion en énergie du faisceau d'électrons est faible, ce qui permet, en faisant varier l'énergie du faisceau, de générer des états d'ionisation de grande pureté et de faire intervenir de façon sélective les différents processus de collision avec les ions. EBIT peut actuellement, grâce à des améliorations techniques apportées, produire des ions uranium à l'état hydrogénoïde (U^{91+}) et les confiner le long de la direction du faisceau d'électrons durant plusieurs heures.

La confrontation des prédictions théoriques de polarisation linéaire des raies X avec les données expérimentales obtenues en utilisant EBIT devrait permettre une connaissance plus approfondie de la structure des ions hautement chargés où les effets relativistes et d'électrodynamique quantique prennent de l'importance comparativement à un atome neutre avec le même nombre d'électrons. Elle devrait aussi permettre une approche plus fine des mécanismes mis en jeu lors des collisions entre ions et électrons. La raison est que la détermination de la polarisation nécessite la connaissance de sections efficaces partielles pour l'excitation des sous-niveaux magnétiques individuels. Les calculs de ces sections efficaces dépendent d'une manière plus sensible des approches théoriques adoptées que les calculs des sections effi-

caces totales pour l'excitation des niveaux. A présent, divers processus de collision électron-ion donnant naissance à l'émission de raies ont été considérés, notamment l'excitation directe [1,14,17,18], les cascades radiatives qui suivent l'excitation [3,15], les résonances collisionnelles via des états autoionisants [3,19], la recombinaison radiative [20] ainsi que l'ionisation de couche interne [5]. En outre, le processus de recombinaison diélectronique des ions, qui intervient de façon efficace dans le cas des ions fortement chargés et qui conduit à l'émission de raies satellites, a été également considéré [2,4,21,22].

La plupart des études théoriques qui ont été accomplies sur la polarisation linéaire des raies X admettaient des faisceaux incidents d'électrons de densités relativement faibles. Par voie de conséquence, elles prenaient en considération seulement l'excitation à partir du niveau fondamental comme processus du peuplement des niveaux supérieurs des raies. Parmi ces études, une attention considérable a été portée sur les raies $1s2l \rightarrow 1s^2$ émises par des ions à deux électrons, car certaines d'entre elles peuvent présenter un fort degré de polarisation dû à la nullité du moment angulaire de leur niveau inférieur $1s^2 \ ^1S_0$ [1,15,18]. En outre, une telle attention a été motivée par une utilisation extensive des intensités relatives de ces raies dans le but de faire des diagnostics pour déduire différents paramètres tel que la densité, la température ainsi que l'équilibre d'ionisation dans divers plasmas astrophysiques et ceux de laboratoire présumés Maxwelliens [23-25].

En ce qui concerne les ions héliumoïdes ayant un numéro atomique Z petit, l'excitation collisionnelle à partir des niveaux excités $2 \ ^3S_1$ ($1s2s \ ^3S_1$) et $2 \ ^1S_0$ peut jouer un rôle important dans le peuplement des niveaux $2 \ ^3P_{0,1,2}$ ($1s2p \ ^3P_{0,1,2}$) et 1P_1 , respectivement, même pour des densités d'électrons relativement basses telles que celles qui régneront dans la couronne solaire, les machines EBIT et les tokamaks. Ceci est dû à la durée de vie radiative des niveaux $2 \ ^3S_1$ et 1S_0 qui est relativement longue et, de ce fait, ces niveaux peuvent être appréciablement peuplés et leurs probabilités de se désexciter par impact d'électrons peut devenir grandes. Par exemple, la durée de vie radiative du niveau $2 \ ^3S_1$ liée à son déclin par transition dipolaire magnétique vers le niveau fondamental $1 \ ^1S_0$ s'étend de 20.6 ms dans C^{4+} à $2.78 \ \mu s$ dans Si^{12+} [26]. Tandis que celle du niveau $2 \ ^1S_0$ qui décline vers $1 \ ^1S_0$ par transition à deux photons dipolaire électrique décroît plus lentement, de $3.03 \ \mu s$ à 11.5 ns entre ces deux mêmes ions [27]. Pour ces ions de numéro atomique Z entre 6 et 14, le rapport d'intensité de la raie interdite $2 \ ^3S_1 \rightarrow 1 \ ^1S_0$ sur les raies d'intercombinaison $2 \ ^3P_{1,2} \rightarrow 1 \ ^1S_0$ est très sensible à la densité électronique entre 10^8 et 10^{13} cm^{-3} et, par conséquent,

peut présenter un outil très puissant pour les diagnostics en densité de divers plasmas Maxwelliens, particulièrement ceux des atmosphères solaire et stellaires [28-30].

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons à la dépendance en densité d'électrons du degré de polarisation linéaire de trois raies émises par les ions héliumoïdes Ne^{8+} dans le domaine X à 13.55 et 13.70 Å et dans le domaine VUV à 1248 Å. La première raie est la raie y due à la transition d'intercombinaison $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$, la seconde est la raie interdite appelée z due à la transition dipolaire magnétique $2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$ et la dernière est la raie optiquement permise qui correspond à la transition $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$. La durée de vie radiative du niveau 2^3S_1 dans le cas de l'ion Ne^{8+} est 91.7 μs [31]. Cette durée de vie est suffisamment longue pour permettre une excitation collisionnelle significative à partir du niveau 2^3S_1 vers les niveaux voisins $2^3P_{0,1,2}$ même à des densités telles que 10^{11} cm^{-3} . Nous effectuons ici des calculs inédits du degré de polarisation pour les raies y , z et $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ à travers un large domaine de densités du faisceau d'électrons variant de 10^9 à 10^{14} cm^{-3} , en prenant en compte dans l'évaluation des populations des sous-niveaux magnétiques des niveaux supérieurs des raies considérées, aussi bien l'excitation à partir du niveau fondamental 1^1S_0 que l'excitation à partir du niveau métastable 2^3S_1 . Ces populations sont déterminées en incluant aussi les cascades radiatives provenant de niveaux supérieurs $n = 2$ et $n = 3$. Le faisceau incident d'électrons est supposé dans un premier temps monoénergétique d'énergie choisie entre la valeur de 68 Ry, juste au-dessus du seuil d'excitation de $n=1 - n=2$, et 140 Ry (à peu près 2 fois le seuil d'excitation).

Nous appliquons, dans un deuxième temps, un modèle de distribution d'énergie pour les électrons qui convient pour certains plasmas. Les résultats des effets de densité sur la polarisation des raies, que nous exposons dans le cas d'électrons monoénergétiques, devraient présenter un intérêt certain pour les expériences d'EBIT qui s'opèrent à des densités d'électrons typiques comprises entre 10^{12} et $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, bien que pour une énergie donnée du faisceau incident, la densité d'électrons peut, en agissant sur le courant du faisceau, varier de $\sim 10^{11}$ à 10^{13} cm^{-3} [32]. Nos résultats de polarisation devraient également être utiles pour les diagnostics des plasmas chauds astrophysiques ou de laboratoire dans lesquels interviennent des électrons à distributions de vitesses anisotropes.

Avant de décrire le plan de cette thèse, il n'est pas superflu de mentionner qu'une variation significative du degré de polarisation de la raie y est prévisible le long de la séquence isoélectronique de l'hélium pour un rapport donné de l'énergie de l'élec-

tron incident sur l'énergie de transition et pour des densités suffisamment basses auxquelles seule l'excitation à partir du fondamental joue un rôle important dans le peuplement des niveaux. Cette variation est due en premier lieu au mélange de structure fine entre les états 2^1P_1 et 2^3P_1 , qui affecte différemment l'excitation de 1^1S_0 vers les sous-niveaux magnétiques $2^3P_1 M_J = 0$ et $M_J = 1$. Elle pourrait également être le résultat de l'effet de l'interaction hyperfine lorsque l'ion a un spin nucléaire différent de zéro [10,13]. Considérons par exemple une énergie de l'électron incident juste au-dessus du seuil d'excitation. Dans le cas de l'ion Fe^{24+} dépourvu de structure hyperfine et caractérisé par une charge nucléaire Z intermédiaire conduisant à un effet de mélange d'interaction spin-orbite significatif, la raie γ se trouve polarisée à $\sim -20\%$ [1,14]. Dans le cas maintenant de l'ion Al^{11+} qui a un Z nettement plus bas mais qui possède une structure hyperfine due à un spin nucléaire $I = 5/2$ donnant naissance à une séparation hyperfine du niveau 2^3P_1 qui est comparable à sa largeur naturelle, la raie γ a été trouvée polarisée plus faiblement, à $\sim -10\%$ [10]. Les effets de dépolarisation de la raie γ résultant de la structure fine dépendent de Z alors que ceux résultant de la structure hyperfine dépendent de la valeur de I ainsi que du facteur nucléaire g_I . Pour l'ion Ne^{8+} sélectionné dans la présente étude, un degré de polarisation relativement élevé peut être attendu. Ceci est dû, d'une part, à l'absence de l'interaction hyperfine ($I = 0$) pour la majorité des isotopes et, d'autre part, à une influence faible de l'interaction spin-orbite.

Mentionnons aussi que pour Ne^{8+} la raie d'intercombinaison γ est mélangée avec la raie quadrupolaire magnétique $x(2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0)$, elles ne sont séparées que par seulement $3 \text{ m}\text{\AA}$ [26]. Cependant, ce mélange xy est dominé en très grande partie par γ du fait que pour l'ion Ne^{8+} le rapport de branchement pour la transition $M2$ $2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$ est seulement de 2% et par conséquent, la contribution de x peut être ignorée.

On a réparti le travail développé dans cette thèse 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'al-gèbre 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.

Le chapitre 3 est consacré aux propriétés de polarisation de raies émises par les ions héliumoïdes 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 héliumoïdes de néon 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 considérées. Nous discutons le rôle important que peut jouer les niveaux métastables dans la dépendance en densité d'électrons de la polarisation des raies. Nous consacrons la dernière partie de ce chapitre à l'effet de dépolarisation des raies due à une déviation du caractère unidirectionnel du faisceau incident d'électrons causée par un mouvement transversal.

Nous abordons dans le chapitre 4 tous les calculs numériques se rapportant au degré de polarisation linéaire des raies susmentionnées émises par les ions Ne^{8+} qui ont été excités par un faisceau monoénergétique et unidirectionnel d'électrons de densité variant entre 10^9 et 10^{14} cm^{-3} . Dans la première partie de ce chapitre, après avoir donné une brève description de la machine EBIT pour laquelle nos calculs peuvent s'appliquer, nous apportons quelques précisions concernant les programmes de calculs que nous avons utilisé pour déterminer des forces de collisions pour les transitions entre les sous-niveaux magnétiques, puis nous donnons les expressions adéquates des taux d'excitation par collisions. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présentons les données atomiques requises, parmi lesquelles les différentes probabilités de transition radiative ainsi que les forces de collision entre les différents sous-niveaux magnétiques pour plusieurs valeurs de l'énergie de l'électron incident. En vue de valider partiellement nos résultats, nous procédons à une comparaison de nos valeurs avec celles obtenues par d'autres auteurs [26,30,33,34]. Nos résultats des populations de sous-niveaux magnétiques de Ne^{8+} sont ensuite présentés. Dans la troisième partie, nous illustrons à travers une série de tableaux et figures les variations du degré de polarisation linéaire des raies y , z et VUV en fonction de la densité des électrons incidents et ceci pour plusieurs valeurs de l'énergie. Nous montrons comment le degré de polarisation de la raie y est particulièrement sensible à la densité électronique. Enfin, nous examinons l'influence dépolarisante sur la raie

γ due au mouvement transversal des électrons incidents existant dans EBIT.

Nous considérons dans le chapitre 5 l'effet sur la polarisation de la raie γ exercé par des électrons Maxwelliens isotropes qui sont souvent largement majoritaires dans les plasmas chauds tant astrophysiques que produits en laboratoire. Nous commençons par donner les expressions des taux d'excitation collisionnelle entre les sous-niveaux magnétiques de l'ion Ne^{8+} en tenant compte des deux contributions, celle venant des électrons Maxwelliens isotropes et celle venant des électrons supra-thermiques anisotropes du faisceau unidirectionnel et monoénergétique. Puis, nous présentons nos résultats sous forme de figures pour deux valeurs de la température associée aux électrons Maxwelliens ainsi que deux valeurs de la fraction des électrons anisotropes.

Les conclusions et des perspectives d'avenir sont présentées dans le chapitre 6.

Bibliographie

- [1] M. K. Inal et J. Dubau, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **20**, 4221 (1987).
- [2] M. K. Inal et J. Dubau, *J. Phys. B : Atom. Molec. Opt. Phys.* **22**, 3329 (1989).
- [3] M. K. Inal et J. Dubau, *Phys. Rev. A* **47**, 4794 (1993).
- [4] M. H. Chen et J. H. Scofield, *Phys. Rev. A* **52**, 2057 (1995).
- [5] H. L. Zhang, D. H. Sampson et M. K. Inal, *Phys. Rev. A* **63**, 052713 (2001).
- [6] E. Haug, *Sol. Phys.* **71**, 77 (1981).
- [7] V. V. Korneev, S. L. Mandelstam, S. N. Oparin, A. M. Urnov et I. A. Zhitnik, *Adv. Space Res.* **11**, 139 (1983).
- [8] V. V. Krutov, *et al. Preprint Lebedev Physical Institute of the USSR Academy of Sciences* **133**, (1981).
- [9] K. Akita, K. Tanaka et T. Watanabe, *Sol. Phys.* **86**, 101 (1983).
- [10] J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, Y. Beaudoin, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, J. Dubau et M. K. Inal, *Phys. Rev. E* **48**, 4648 (1993).
- [11] T. Fujimoto et S. A. Kazantsev, *Plasma Phys. Control. Fusion.* **39**, 1267 (1997).
- [12] J. Weinheimer, I. Ahmad, O. Herzog, H-J. Kunze, G. Bertschinger, W. Biel, G. Borchert et M. Bitter, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2566 (2001).
- [13] J. R. Henderson, P. Beiersdorfer, C. L. Bennett, S. Chantrenne, D. A. Knapp, R. E. Marrs, M. B. Schneider, K. L. Wong, G. A. Doschek, J. F. Seely, C. M. Brown, R. E. LaVilla, J. Dubau et M. A. Levine, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 705 (1990).
- [14] P. Beiersdorfer, D. A. Vogel, K. J. Reed, V. Decaux, J. H. Scofield, K. Widmann, G. Hölzer, E. Förster, O. Wehrhan, D. W. Savin et L. Schweikhard, *Phys. Rev. A* **53**, 3974 (1996).
- [15] P. Beiersdorfer, J. Crespo López-Urrutia, V. Decaux, K. Widmann et P. Neill, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 1073 (1997).
- [16] P. Beiersdorfer, G. V. Brown, S. B. Utter, P. Neill, K. J. Reed, A. J. Smith et R. S. Thoe, *Phys. Rev. A* **60**, 4156 (1999).
- [17] Y. Itikawa, R. Srivastava et K. Sakimoto, *Phys. Rev. A* **44**, 7195 (1991).
- [18] K. J. Reed et M. H. Chen, *Phys. Rev. A* **48**, 3644 (1993).
- [19] E. Takács, E. S. Meyer, J. D. Gillaspay, J. R. Roberts, C. T. Chantler, L. T. Hudson, R. D. Deslattes, C. M. Brown, J. M. Laming, J. Dubau et M. K. Inal, *Phys. Rev. A* **54**, 1342 (1996).
- [20] J. H. Scofield, *Phys. Rev. A* **44**, 139 (1991).

- [21] A. S. Shlyaptseva, R. C. Mancini, P. Neill et P. Beiersdorfer, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 1095 (1997).
- [22] A. S. Shlyaptseva, R. C. Mancini, P. Neill, P. Beiersdorfer, J. Crespo López-Urrutia et K. Widmann, *Phys. Rev. A* **57**, 888 (1998).
- [23] A. H. Gabriel, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* **160**, 99 (1972).
- [24] A. H. Gabriel, J. L. Culhane, L. W. Acton, E. Antonucci, *et al.*, *Adv. Space Res.* **1**, 267 (1981).
- [25] D. L. McKenzie, P. B. Landecker, U. Feldman et G. A. Doschek, *Astrophys. J.* **289**, 849 (1985).
- [26] W. R. Johnson, D. R. Plante et J. Sapirstein, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, edited by B. Bederson et H. Walther (Academic, San Diego, 1995) Vol. **35**, p. 255.
- [27] A. Derevianko et W. R. Johnson, *Phys. Rev. A* **56**, 1288 (1997).
- [28] D. L. McKenzie, R. M. Broussard, P. B. Landecker, H. R. Rugge, R. M. Young, G. A. Doschek et U. Feldman, *Astrophys. J.* **238**, L43 (1980).
- [29] F. P. Keenan, D. L. McKenzie, S. M. McCann et A. E. Kingston, *Astrophys. J.* **318**, 926 (1987).
- [30] D. Porquet et J. Dubau, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 495 (2000).
- [31] E. Träbert, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, A. J. Smith, S. B. Utter, M. F. Gu et D. W. Savin, *Phys. Rev. A* **60**, 2034 (1999).
- [32] D. W. Savin, P. Beiersdorfer, S. M. Kahn, B. R. Beck, G. V. Brown, M. F. Gu, D. A. Liedahl et J. H. Scofield, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 3362 (2000).
- [33] M. A. Bautista, *J. Phys. B : Atom. Molec. Opt. Phys.* **36**, 1503 (2003).
- [34] H. L. Zhang et D. H. Sampson, *Phys. Rev. A* **52**, 3827 (1995).



Chapitre 2

Excitation collisionnelle des ions

2.1 Introduction

Quand des électrons et des ions sont confinés dans un volume fini de l'espace, des processus variés de collision se produisent de par les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion. Le plasma étudié est suffisamment dilué, la densité électronique est d'environ 10^{10} à 10^{14}cm^{-3} , pour que l'approximation de la collision binaire qui consiste à réduire l'interaction à plusieurs corps entre les particules du plasma en interactions isolées entre une paire de particules, peut être considérée comme valable. Dans cette approximation, le temps de collision est très inférieur au temps moyen qui sépare deux collisions consécutives de sorte que les collisions peuvent être traitées comme indépendantes les unes des autres. Pour les plasmas dont la température excède le million de degrés, les processus de collision électron-ion sont, de loin, les plus importants pour la production du rayonnement. Ceci est également vrai dans les expériences EBIT. Les collisions entre les ions jouent un rôle très peu important à cause de la forte répulsion coulombienne qui intervient. Le bremsstrahlung électron-électron, rayonnement de nature quadrupolaire électrique, ne contribue sensiblement que dans le domaine des très fortes températures $T_e > 10^8$ K.

2.2 Effet du champ magnétique sur l'excitation des ions par collisions d'électrons

Le champ magnétique régnant dans les dispositifs EBIT a une intensité de l'ordre de quelques Tesla. Ce champ peut être considéré comme faible pour l'ion Ne^{8+} isolé du fait que la séparation entre sous-niveaux qu'il engendre est très petite vis-à-vis de



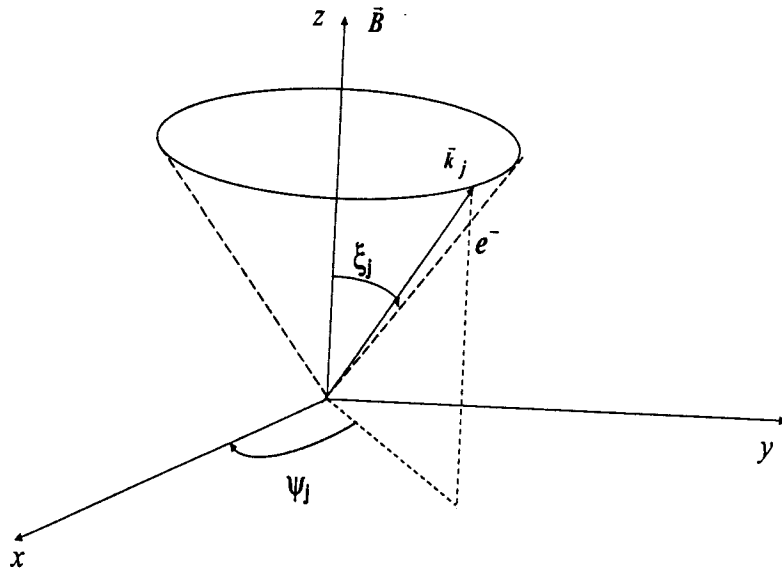


FIG. 2.1 - Cône de vitesse de l'électron incident en mouvement hélicoïdal autour du champ magnétique \vec{B} . (ξ_j, ψ_j) sont les angles polaires repérant la direction du vecteur d'onde \vec{k}_j de l'électron.

la séparation liée à la structure fine. Les niveaux triplets $1s2p\ ^3P_0$, 3P_1 et 3P_2 dans cet ion sont relativement bien séparés. La plus petite séparation entre ces niveaux se situe entre $2\ ^3P_0$ et 3P_1 , elle est égale à 0.0085 Ry (ou 0.116 eV) tandis que l'écart énergétique entre les sous-niveaux magnétiques d'un niveau donné n'excède pas 10^{-5} Ry .

Nous savons qu'un électron libre soumis à l'action d'un champ magnétique uniforme a la propriété d'effectuer un mouvement hélicoïdal de base circulaire, dont l'axe est parallèle à la direction du champ magnétique. La vitesse totale \vec{v}_j de l'électron peut être décomposée en une vitesse $\vec{v}_{j\parallel}$ le long du champ magnétique et une vitesse $\vec{v}_{j\perp}$ perpendiculaire au champ $\vec{v}_j = \vec{v}_{j\parallel} + \vec{v}_{j\perp}$.

Le mouvement de l'électron suivant la direction du champ magnétique est uniforme $v_{j\parallel} = \text{constante}$. Le rayon du cercle autour duquel s'effectue la giration correspondant à la projection du mouvement de l'électron dans le plan perpendiculaire au champ magnétique est $r_L = \frac{mv_{j\perp}}{eB}$ où m et e sont la masse et la charge de l'électron. Le rayon de courbure de la trajectoire spatiale de l'électron s'exprime en fonction du champ B , de la vitesse v_j et de l'angle d'attaque ξ_j (défini par $\tan\xi_j = \frac{v_{j\perp}}{v_{j\parallel}}$) par :

$$r = \frac{mv_j}{eB \sin \xi_j}$$

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

$$\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \sum_i \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) \theta_i(\vec{x}_{N+1}) \quad (2.2)$$

où A définit l'opérateur d'antisymétrisation :

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

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 :

$$H^T(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) \Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = E^T \Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) \quad (2.3)$$

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

$$H^T(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = - \sum_{i=1}^{N+1} \left(\frac{1}{2} \nabla_i^2 + \frac{Z}{r_i} \right) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^{N+1} \frac{1}{r_{ij}} \quad (2.4)$$

On peut décomposer cet Hamiltonien selon trois termes :

$$H(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = H_{ion}(\vec{X}_i) + H_{elec}(\vec{x}_{N+1}) + U(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) \quad (2.5)$$

où

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

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

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

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

où $z = Z - N$ est la charge de l'ion (i).

et $U(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$ est un potentiel d'ajustement pour retrouver la forme de $H(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$.

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

Pour résoudre l'équation (2.3), 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 [3] :

$$\theta_i(\vec{x}_{N+1}) = \sum_{l_i m_{l_i} m_{s_i}} F_i(r_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{r}_{N+1}) \sigma(s_i, m_{s_i}) \quad (2.6)$$

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^- + 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 γ_i selon laquelle la fonction $\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1})$ peut se développer en ondes partielles comme suit :

$$\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \sum_{\gamma_i} \Phi_{\gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{\gamma_i}(r_{N+1}) \quad (2.7)$$

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

$$\Phi_{\gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) = \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) \sigma\left(\frac{1}{2}, m_s\right) Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{r}_{N+1}) \quad (2.8)$$

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 π définie par :

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

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

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

tel que L et S satisfont aux relations triangulaires

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

On forme ainsi, à partir de la base de fonctions Φ_{γ_i} de la représentation γ_i , une nouvelle base de fonction propres de $L^2 L_z S^2 S_z$ et π en utilisant le théorème d'addition de deux moments angulaires :

$$\begin{aligned} \Phi_{\Gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) &= \sum_{M_{S_i} m_{s_i}} \sum_{M_{L_i} m_{l_i}} C(L_i l_i M_{L_i} m_{l_i}; L M_L) \\ & C(S_i s_i M_{S_i} m_{s_i}; S M_S) \times \chi_{\alpha_i}(\vec{X}_i) \sigma(s_i, m_{s_i}) Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{r}_{N+1}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

où $C(abm_a m_b; cm_c)$ désigne un coefficient de *Clebsch - Gordan*.

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

$$\Psi(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A \sum_{\Gamma_i} \Phi_{\Gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{\Gamma_i}(r_{N+1}) \quad (2.10)$$

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* :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_{\Gamma_i}(l_{\Gamma_i} + 1)}{r_{N+1}^2} + \frac{2z}{r_{N+1}} + k_{\Gamma_i}^2 \right] F_{\Gamma_i}^{\infty}(r_{N+1}) = 0 \quad (2.11)$$

où $z = Z - N$ est la charge de l'ion (i).

Les solutions de l'équation (2.11) sont les fonctions hypergéométriques confluentes, elles peuvent être exprimées comme une combinaison linéaire des fonctions régulières et irrégulières [2] :

$$F_{\Gamma_i}^{\Gamma_j}(r_{N+1}) \xrightarrow{r_{N+1} \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{k_{\Gamma_i}}} (\sin(\varsigma_i) \delta(\Gamma_i k_{\Gamma_i}, \Gamma_j k_{\Gamma_j}) + \cos(\varsigma_i) R_{\Gamma_i \Gamma_j}) \quad (2.12)$$

avec :

$R_{\Gamma_i \Gamma_j}$ est un élément de la matrice de réactance qui est réelle.

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

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 , avec $\Gamma(u)$ est la fonction gamma.

L'utilisation des fonctions radiales réelles données dans (2.12) est commode dans les applications numériques. Dans la recherche de l'expression analytique des sections efficaces, il est plus adéquat de réécrire l'équation (2.12), après transformation matricielle, sous la forme :

$$F_{\Gamma_i}^{\Gamma_j}(r_{N+1}) \xrightarrow{r_{N+1} \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{k_{\Gamma_i}}} (-2i \sin(\varsigma_i) \delta(\Gamma_i k_{\Gamma_i}, \Gamma_j k_{\Gamma_j}) - \exp^{i\varsigma_i} T_{\Gamma_i \Gamma_j}) \quad (2.13)$$

La relation entre la matrice de transition T et la matrice de réactance R est :

$$T = \frac{2iR}{1 - iR} \quad (2.14)$$

2.3.2 Expression de la section efficace d'excitation des sous-niveaux magnétiques

Lorsqu'on traite des atomes fortement ionisés comme ceux du néon héliumoïde Ne^{8+} , l'hamiltonien atomique doit inclure les effets relativistes (interaction spin-orbite, variation de la masse avec la vitesse, terme de Darwin, etc.). Ces corrections

relativistes seront incluses au moyen de l'approximation de *Breit - Pauli*. Cette approximation consiste à écrire l'hamiltonien total du système atomique

$$H_{BP} = H_{nr} + H_{rel}$$

où H_{nr} est l'hamiltonien non relativiste décrivant les forces électrostatiques et H_{rel} est l'hamiltonien relativiste décrivant les forces magnétiques, il est composé d'une somme d'opérateurs relativistes obtenus à partir de l'équation de *Dirac* et de l'interaction de *Breit* en forme de *Pauli* [4-6]. 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, Δ_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 α_j vers α_i dans l'ion cible s'écrit :

$$f(\alpha_j m_{s_j} \hat{k}_j \rightarrow \alpha_i m_{s_i} \hat{k}_i) = \sum_{\substack{l_i m_{l_i} \\ l_j m_{l_j}}} \frac{2\pi^{l_j - l_i - 1}}{\sqrt{k_i k_j}} \exp^{i(\sigma_i - \sigma_j)} Y_{l_i}^{m_{l_i}}(\hat{k}_i) Y_{l_j}^{m_{l_j}}(\hat{k}_j) T_{\beta_i \beta_j} \quad (2.15)$$

avec ici $\beta_k \equiv (\Delta_k J_k M_k l_k m_{l_k} \frac{1}{2} m_{s_k})$ désigne l'ensemble des nombres quantiques définissant le système combiné dans la représentation relativiste et dans la base dé-couplée.

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 [3] :

$$\frac{dQ(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i)}{d\hat{k}_j} = \frac{k_i}{k_j} |f(\alpha_j m_{s_j} \hat{k}_j \rightarrow \alpha_i m_{s_i} \hat{k}_i)|^2 \quad (2.16)$$

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

défectés :

$$Q(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{k_i}{2k_j} \sum_{m_{s_i}, m_{s_j}} \int |f(\alpha_j m_{s_j} \hat{k}_j \rightarrow \alpha_i m_{s_i} \hat{k}_i)|^2 d\hat{k}_i \quad (2.17)$$

En insérant l'expression de l'amplitude de diffusion donné par (2.15) dans l'équation (2.17) et en effectuant l'intégration angulaire par l'utilisation de la relation d'orthogonalité des harmonique sphériques

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

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

$$Q(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{\pi}{k_j^2} \sum_{l_i=0}^{\infty} \Omega_{l_i}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) \quad (2.18)$$

tel que

$$\begin{aligned} \Omega_{l_i}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) &= \frac{1}{2} \sum_{(*)} \sqrt{(2l_j + 1)(2l'_j + 1)} i^{l_j - l'_j} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l'_j})] \\ &\times T_{\beta_i \beta_j} T_{\beta_i \beta'_j}^* \end{aligned} \quad (2.19)$$

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

2.4 Méthodes utilisées dans le calcul des forces de collision

Selon les formules (2.18) et (2.19), 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 (2.14). La matrice R est déterminée en vertu de (2.12), par la forme asymptotique des fonctions radiales F_{Γ_i} de l'électron projectile [7,8]. 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) qui constitue la méthode la plus élaborée pour le calcul des forces de collision. Cependant, la puissance de cette méthode est imposante 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* [9] 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.

Dans notre travail, nous avons pu calculer les éléments de la matrice de transition en utilisant l'approximation *distorted - wave* avec comme complément, pour certaines transitions, l'approximation de *Coulomb - Bethe* (CBe) mis au point par *Burgess* [10]. Le programme (DW) ne permet de calculer que la contribution aux forces de collision des ondes partielles avec un moment orbital l_i de l'électron diffusé entre 0 et une certaine valeur l_0 relativement basse entre 20 et 40, dû à des problèmes purement numériques. Aux énergies de l'électron d'incident considérées dans notre travail, cette gamme $l_i = 0 - l_0$ des ondes partielles est plus que suffisante pour obtenir la convergence des forces de collision pour toutes les transitions à partir du niveau fondamental. Cependant, pour les transitions optiquement permises (dipolaires électriques) qui se produisent sans changement du nombre quantique principal n comme par exemple les transitions entre les sous-niveaux magnétiques $2^3S_1 M_j$ et ceux $2^3P_1 M_i$ avec $|M_j - M_i| \leq 1$, il est crucial de tenir compte de la contribution d'un nombre extrêmement élevé d'ondes partielles de l_i supérieur à l_0 . Cette contribution est alors calculée dans le cadre de l'approximation de *Coulomb - Bethe* (CBe) jusqu'à $l_i = l'_0$ fixé à 200. Afin de réaliser complètement la convergence des forces de collision, un "top-up" est inclus pour tenir compte approximativement de la contribution des $l_i \geq l'_0$. Ainsi, nous pouvons diviser la force de collision pour les transitions optiquement permises $\Delta n = 0$ en trois parties :

$$\Omega = \sum_{l_i=0}^{l_0} \Omega_{l_i}^{DW} + \sum_{l_i=l_0+1}^{l'_0} \Omega_{l_i}^{CBe} + \Omega^{top-up} \quad (2.20)$$

Dans la sous-section suivante, nous décrivons de façon détaillée l'approximation *distorted - wave* utilisée pour évaluer la première partie de l'équation précédente.

2.4.1 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 pouvait être que dans la voie initiale Γ_j ou dans la voie finale Γ_i . La fonction d'onde $\Psi_{\Gamma_i}^{DW}$ décrivant le système à

$N + 1$ électrons se réduit à [2,3] :

$$\Psi_{\Gamma_i}^{DW}(\vec{X}_i, \vec{x}_{N+1}) = A\Phi_{\Gamma_i}(\vec{X}_i, \vec{s}_{N+1}, \hat{r}_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}} F_{\Gamma_i\Gamma_j}^{DW}(r_{N+1}) \quad (2.21)$$

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

$$\left[\frac{d^2}{dr_{N+1}^2} - \frac{l_{\Gamma_i}(l_{\Gamma_i} + 1)}{r_{N+1}^2} + 2V(r_{N+1}, \lambda) + k_{\Gamma_i}^2 \right] F_{\Gamma_i\Gamma_j}^{DW}(r_{N+1}) = 0 \quad (2.22)$$

Le potentiel $V(r_{N+1}, \lambda)$ choisi dans notre étude est le potentiel central statistique de type *Thomas – Fermi – Dirac* 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 :

$$V(r_{N+1}, \lambda) \xrightarrow{r_{N+1} \rightarrow \infty} \frac{z}{r_{N+1}}$$

$$V(r_{N+1}, \lambda) \xrightarrow{r_{N+1} \rightarrow 0} \frac{Z}{r_{N+1}}$$

La variable λ 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)). *Inal et Dubau* [3] ont construit un programme appelé *Polari* qui calcule les forces de collision pour l'excitation des sous-niveaux magnétiques individuels en exploitant les éléments de la matrice de réactance obtenus dans l'approche *distorted – wave* semi-relativiste par les programmes *DW* élaboré par *Eissner et Seaton* [7] et *JJOM* développé par *Saraph* [11]. Ce dernier programme permet de transformer les éléments de matrice de réactance du couplage *LS* vers le couplage intermédiaire *LSJ*.

L'électron projectile peut être considéré comme étant non-relativiste dans la mesure où son énergie cinétique n'est pas assez grande (inférieur à 2 keV). 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^- +ion peut être représenté en couplage intermédiaire appelé couplage de pair [12]

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

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

$$\vec{K}_k = \vec{J}_k + \vec{l}_k$$

$$\vec{J} = \vec{K}_k + \vec{s}_k \quad (s_k = 1/2)$$

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

$$T_{\beta_i \beta_j} = \sum_{\substack{K_i K_j J \\ M_{K_i} M_{K_j} M_J}} C(J_i l_i M_i m_{l_i}; K_i M_{K_i}) C\left(K_i \frac{1}{2} M_{K_i} m_{s_i}; J M_J\right) \\ C(J_j l_j M_j m_{l_j}; K_j M_{K_j}) C\left(K_j \frac{1}{2} M_{K_j} m_{s_j}; J M_J\right) T_{\hat{\gamma}_i \hat{\gamma}_j} \quad (2.23)$$

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 :

$$Y_{l_j}^{m_{l_j}}(\hat{k}_j) = Y_{l_j}^{m_{l_j}^*}(\hat{k}_j) = \left(\frac{2l_j + 1}{4\pi}\right)^{1/2} \delta_{m_{l_j}, 0} \quad (2.24)$$

En substituant (2.23) dans (2.19), la force de collision partielle peut s'écrire :

$$\Omega_i^{DW}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{1}{2} \sum_{(*)} \sqrt{(2l_j + 1)(2l'_j + 1)} i^{l_j - l'_j} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l'_j})] \\ \times \sum_{(**)} C(J_j l_j M_j 0; K_j M_j) C(K_j \frac{1}{2} M_{K_j} m_{s_j}; J M_J) C(J_i l_i M_i m_{l_i}; K_i M_{K_i}) \\ \times C(K_i \frac{1}{2} M_{K_i} m_{s_i}; J M_J) C(J_j l'_j M_j 0; K'_j M_j) C(K'_j \frac{1}{2} M_{K'_j} m_{s_j}; J' M_{J'}) \\ \times C(J_i l_i M_i m_{l_i}; K'_i M_{K'_i}) C(K'_i \frac{1}{2} M_{K'_i} m_{s_i}; J' M_{J'}) T_{\hat{\gamma}_i \hat{\gamma}_j} T_{\hat{\gamma}'_i \hat{\gamma}'_j}^* \quad (2.25)$$

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 :

$$\Omega(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \Omega(\Delta_j J_j -M_j \rightarrow \Delta_i J_i -M_i) \quad (2.26)$$

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

$$\Omega(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) = \sum_{M_i M_j} \Omega(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) \quad (2.27)$$

et en appliquant les deux relations d'orthogonalité des coefficients de *Clebsh – Gordan* :

$$\sum_{m_{i_1} m_{i_2}} C(l_1 l_2 m_{i_1} m_{i_2}; l m_i) C(l_1 l_2 m_{i_1} m_{i_2}; l' m_i) = \delta_{ll'}$$

$$\sum_{m_{i_1} m_i} C(l_1 l_2 m_{i_1} m_{i_2}; l m_i) C(l_1 l_2' m_{i_1} m_{i_2}; l m_i) = \frac{2l + 1}{\sqrt{(2l_2 + 1)(2l_2' + 1)}} \delta_{l_2 l_2'}$$

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

$$\Omega_{i_i}^{DW} (\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) = \frac{1}{2} \sum_{l_j} \sum_{K_i K_j J} (2J + 1) |T_{\hat{\gamma}_i \hat{\gamma}_j}|^2 \quad (2.28)$$

Dans ce qui va suivre, nous allons décrire une autre méthode basée sur l'approximation de *Coulomb – Bethe*, qui a été utilisée dans l'évaluation de la deuxième partie ($\sum_{l_i=l_0+1}^{l_0} \Omega_{i_i}^{CBe}$) de l'équation (2.20).

2.4.2 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* [2,3], on suppose que l'électron de collision ne pénètre pas le nuage électronique $1s^2$ 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 :

$$\sum_{k=1}^N \frac{1}{|\vec{r}_{N+1} - \vec{r}_k|} = \sum_{k=1}^N \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{r_k^\lambda}{r_{N+1}^{\lambda+1}} C_{\lambda\mu}(\hat{r}_k) C_{\lambda\mu}^*(\hat{r}_{N+1}) \quad (2.29)$$

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

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

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 coeur 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 héliumoïdes. 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 $\lambda = 1$.

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 [3,10] :

$$T_{\beta_i \beta_j}^{CBe} = 4i \langle \psi_{\beta_i}^{CBe} | \sum_{\lambda, \mu} \sum_{k=1}^N \frac{r_k^\lambda}{r_{N+1}^{\lambda+1}} C_{\lambda \mu}(\hat{r}_k) C_{\lambda \mu}^*(\hat{r}_{N+1}) | \psi_{\beta_j}^{CBe} \rangle \quad (2.30)$$

où

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

ce qui nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} T_{\beta_i \beta_j}^{CBe} &= 4i \sum_{\lambda} \int_0^{\infty} F_{k_i l_i}^C(r_{N+1}) \frac{1}{r_{N+1}^{\lambda+1}} F_{k_j l_j}^C(r_{N+1}) dr_{N+1} \\ &\times \sum_{\mu} \int_{4\pi} Y_{l_i}^{m_{l_i}^*}(\hat{r}_{N+1}) C_{\lambda \mu}^*(\hat{r}_{N+1}) Y_{l_j}^{m_{l_j}}(\hat{r}_{N+1}) d\hat{r}_{N+1} \\ &\times \delta_{m_{s_i} m_{s_j}} \delta_{m_{l_i} 0} \langle \Delta_i J_i M_i | \sum_{k=1}^N r_k^\lambda C_{\lambda \mu}(\hat{r}_k) | \Delta_j J_j M_j \rangle \end{aligned} \quad (2.31)$$

En utilisant les relations suivantes :

$$Y_l^{m_l^*} = (-1)^{m_l} Y_l^{-m_l}$$

et

$$C(j_1 j_2 m_1 m_2; j m) = (-1)^{-j_1 + j_2 - m} \sqrt{2j+1} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & -m \end{pmatrix},$$

nous pouvons calculer la deuxième intégrale dans l'équation (2.31) pour $\lambda = 1$ (transitions dipolaires électriques) :

$$\begin{aligned} &\int_{4\pi} Y_{l_i}^{m_{l_i}^*}(\hat{r}_{N+1}) C_{1\mu}^*(\hat{r}_{N+1}) Y_{l_j}^0(\hat{r}_{N+1}) d\hat{r}_{N+1} \\ &= (-1)^{m_{l_i} + \mu} \sqrt{(2l_i + 1)(2l_j + 1)} \times \begin{pmatrix} l_i & 1 & l_j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_i & 1 & l_j \\ -m_{l_i} & -\mu & 0 \end{pmatrix} \\ &= \sqrt{\frac{(2l_i + 1)}{(2l_j + 1)}} C(l_i 1 0 0; l_j 0) C(l_i 1 -m_{l_i} m_{l_i}; l_j 0) \end{aligned} \quad (2.32)$$

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

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

où la sommation sur k concerne tous les électrons de la cible, nous pouvons écrire après application du théorème de *Wigner - Eckart* :

$$\langle \Delta_i J_i M_i | Q_\mu^{(1)} | \Delta_j J_j M_j \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_i + 1}} C(J_j 1 M_j \mu; J_i M_i) \langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle \quad (2.33)$$

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 (2.32) et (2.33) dans l'équation (2.31), nous obtenons pour l'élément de matrice de transition :

$$T_{\beta_i \beta_j}^{CBe} = \frac{4i}{\sqrt{2J_i + 1}} \sqrt{\frac{(2l_i + 1)}{(2l_j + 1)}} \delta_{m_{s_i} m_{s_j}} \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j}^C(r) dr C(l_i 1 0 0; l_j 0) \\ \times C(l_i 1 -m_{l_i} m_{l_i}; l_j 0) C(J_j 1 M_j M_i - M_j; J_i M_i) \langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle \quad (2.34)$$

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

En substituant l'équation (2.34) dans l'équation (2.19) donnant la force de collision partielle entre les sous-niveaux magnétiques, celle-ci devient :

$$\Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{8}{2J_i + 1} C(J_j 1 M_j M_i - M_j; J_i M_i)^2 \\ \times | \langle \Delta_i J_i || Q^{(1)} || \Delta_j J_j \rangle |^2 \sum_{m_{s_j} m_{s_i}} \delta_{m_{s_j} m_{s_i}} \sum_{l_j l_j'} (2l_i + 1) i^{l_j - l_j'} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l_j'})] \\ \times C(l_i 1 0 0; l_j 0) C(l_i 1 0 0; l_j' 0) C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j 0) \\ \times C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j' 0) \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j}^C(r) dr \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j'}^C(r) dr \quad (2.35)$$

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

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

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

$$\Omega_{l_i}^{CBe}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{16}{2J_i + 1} C(J_j 1 M_j M_i - M_j; J_i M_i)^2 \\ \times S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) \sum_{l_j l_j'} (2l_i + 1) i^{l_j - l_j'} \exp[i(\sigma_{l_j} - \sigma_{l_j'})] C(l_i 1 0 0; l_j 0) \\ \times C(l_i 1 0 0; l_j' 0) C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j 0) C(l_i 1 M_i - M_j M_j - M_i; l_j' 0) \\ \times \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j}^C(r) dr \int_0^\infty F_{k_i l_i}^C(r) \frac{1}{r^2} F_{k_j l_j'}^C(r) dr \quad (2.36)$$

Pour obtenir toute la contribution *Coulomb - Bethe* à la force de collision Ω entre sous-niveaux magnétiques, il y a lieu tout simplement de sommer l'équation (2.36) sur l_i entre $l_0 + 1$ et l'_0 . Il serait intéressant de vérifier l'exactitude de la formule (2.36) en sommant celle-ci sur M_i et M_j pour retrouver l'expression bien connue de Ω_i^{CBe} pour la transition entre niveaux :

$$\Omega_i^{CBe}(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) = \frac{16}{3} S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) \sum_{l_j} \max(l_i, l_j) I^2(k_j l_j, k_i l_i) \quad (2.37)$$

où I est l'intégrale de *Coulomb* qui est donnée par :

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

En effet, la sommation sur M_i et M_j au niveau de l'équation (2.36) fait apparaître l'utilisation des relations :

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

et

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

De plus, on peut appliquer la relation suivante :

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

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

$$\begin{aligned} \Omega_i^{CBe}(\Delta_j J_j \rightarrow \Delta_i J_i) &= \frac{16}{3} S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) l_i I^2(k_j l_i - 1, k_i l_i) \\ &+ (l_i + 1) I^2(k_j l_i + 1, k_i l_i) \\ &= \frac{16}{3} S(\Delta_i J_i, \Delta_j J_j) \sum_{l_j} \max(l_i, l_j) I^2(k_j l_j, k_i l_i) \end{aligned} \quad (2.38)$$

ce qui correspond bien à l'équation (2.37).

Le dernier terme de l'équation (2.20) qui prend en compte la contribution des ondes partielles très élevées de l'électron diffusé $l_i \geq l'_0$ est déterminé grâce à la relation :

$$\begin{aligned} \Omega^{top-up} &= \sum_{l_i=l'_0+1}^{\infty} \Omega_i^{CBe} \\ &= \Omega_{l'_0}^{CBe} \frac{\alpha}{1-\alpha} \end{aligned} \quad (2.39)$$

qui est obtenue en admettant que les forces de collisions partielles avec $l_i \geq l'_0$ se comportent comme une série géométrique de raison $\alpha = \Omega_{l'_0}^{CBe} / \Omega_{l'_0-1}^{CBe} < 1$. Mentionnons qu le rapport $\Omega_{l_i}^{CBe} / \Omega_{l_i-1}^{CBe}$ des contributions des ondes partielles successives l_i et $l_i - 1$ pour $l_i \geq l'_0$ est supposé être indépendant de l_i , ce qui constitue une très bonne approximation.

Bibliographie

- [1] J. Dubau et C. J. Zeippen, *Atomic Physics of Highly Ionized Atoms* (Plenum. Pub. Corp., New York, 1983).
- [2] M. Malinovsky-Arduini, *Thèse de Doctorat d'Etat* (Université de Paris VII, 1975).
- [3] M. K. Inal, *Thèse de Doctorat de 3ème cycle* (Université de Paris-sud, Orsay, 1984).
- [4] M. Jones, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 277, 587 (1975).
- [5] H. A. Bethe et E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms* (Springer-Verlag, Berlin, 1972).
- [6] A. I. Akhiezer et V. B. Berestetsky, *Quantum Electrodynamics* (Interscience, New-York, 1965).
- [7] W. Eissner et M. J. Seaton, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* 5, 2187 (1972).
- [8] M. J. Seaton, *Advances in Atomic and Molecular Physics* 11, 83 (1975).
- [9] M. A. Hayes et M. J. Seaton, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* 10, 573 (1977).
- [10] A. Burgess et V. B. Sheorey, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* 7, 2403 (1974).
- [11] H. E. Saraph, *Comput. Phys. Commun.* 15, 247 (1978).
- [12] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, 1957).

Chapitre 3

Polarisation linéaire des raies émises par les ions héliumoïdes à partir des niveaux $n = 2$

3.1 Introduction

Lorsqu'un système d'atomes ou d'ions est excité par des collisions avec un faisceau directif d'électrons, un peuplement inégal des sous-niveaux magnétiques se produit à l'intérieur d'un même niveau. Lors de l'émission spontanée, ce système émet alors un rayonnement polarisé et dont l'intensité est caractérisée par une distribution angulaire anisotrope. 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 [1-2].

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

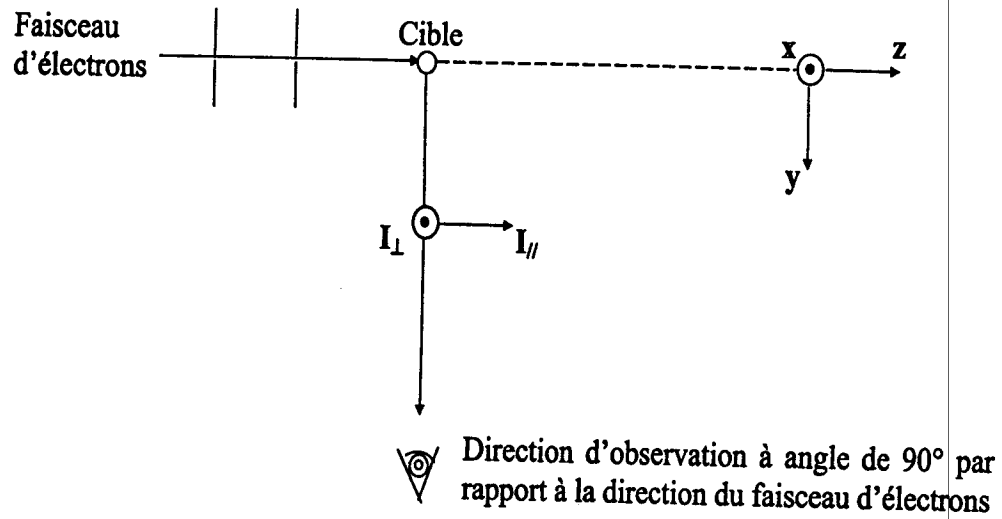


FIG. 3.1 – Schéma indicatif de la direction de deux composantes de polarisation.

implique que l'excitation des sous-niveaux magnétiques 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 [3].

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

$$P_l = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \quad (3.1)$$

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 .

3.2 Expression du degré de polarisation linéaire

Le formalisme de la matrice densité est un outil approprié pour décrire la distribution angulaire et la polarisation d'une raie émise spontanément par un ion excité [4-6]. Dans ce formalisme, les processus d'excitation collisionnelle et d'émission radiative spontanée sont traités comme étant deux événements indépendants. Cette hypothèse est valable si on suppose que le temps de relaxation du niveau supérieur excité est dû exclusivement à sa durée de vie radiative i.e. le niveau supérieur a suffisamment le temps pour décliner radiativement avant la prochaine collision.

3.2.1 Matrice densité au 1^{er} ordre de la théorie des perturbations

Soit ρ^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. 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. 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 la direction du photon et λ son hélicité ($\lambda = \pm 1$). La notion d'état d'hélicité a été introduite par *Jacob* et *Wick* [7], 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 étant nulle, l'hélicité représente aussi la projection du spin du photon le long de \vec{K} . Le spin du photon étant identifié à 1, λ 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 ρ_f qui décrit le système total d'ions et photons émis s'écrivent sous la forme :

$$\langle \Delta_f J_f M_f, \vec{K}\lambda | \rho_f | \Delta_f J_f M'_f, \vec{K}\lambda' \rangle$$

La matrice densité de polarisation du photon ρ^{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 ρ_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 [4] :

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= \langle \vec{K}\lambda | \rho^{ph} | \vec{K}\lambda' \rangle \\ &= \sum_{M_f} \langle \Delta_f J_f M_f, \vec{K}\lambda | \rho_f | \Delta_f J_f M_f, \vec{K}\lambda' \rangle \end{aligned} \quad (3.2)$$

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

$$\rho_f = V \rho^A V^+ \quad (3.3)$$

En appliquant doublement la relation de fermeture à (3.2) tout en y insérant (3.3), on a :

$$\rho_{\lambda\lambda'}^{ph} = \sum_{M_f M_i M_i'} \langle \Delta_f J_f M_f, \vec{K}\lambda | V | \Delta_i J_i M_i, 0 \rangle \langle \Delta_i J_i M_i | \rho^A | \Delta_i J_i M_i' \rangle \langle \Delta_i J_i M_i', 0 | V^+ | \Delta_f J_f M_f, \vec{K}\lambda' \rangle \quad (3.4)$$

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 ρ^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 $| \Delta_i J_i M_i \rangle$.

En introduisant la notation

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

qui représente la probabilité qu'un photon polarisé d'hélicité λ 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 (3.4) peut s'écrire comme :

$$\rho_{\lambda\lambda'}^{ph} = \sum_{M_f M_i} N(\Delta_i J_i M_i) A_{fi}(\vec{K}\lambda) A_{fi}^*(\vec{K}\lambda') \quad (3.5)$$

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 θ et l'angle azimuthal φ . 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 $D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{K}) \equiv D_{\lambda m}^{(j)}(\varphi, \theta, 0) \equiv d_{\lambda m}^{(j)}(\theta) e^{im\varphi}$, l'amplitude de probabilité définie dans la direction de quantification sera donnée par :

$$A_{fi}(\vec{K}\lambda) = \sum_{jm} \left(\frac{2j+1}{4\pi} \right)^{1/2} A(j) D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{K}) (-1)^m \langle \Delta_f J_f M_f | Q_{-m}^j | \Delta_i J_i M_i \rangle \quad (3.6)$$

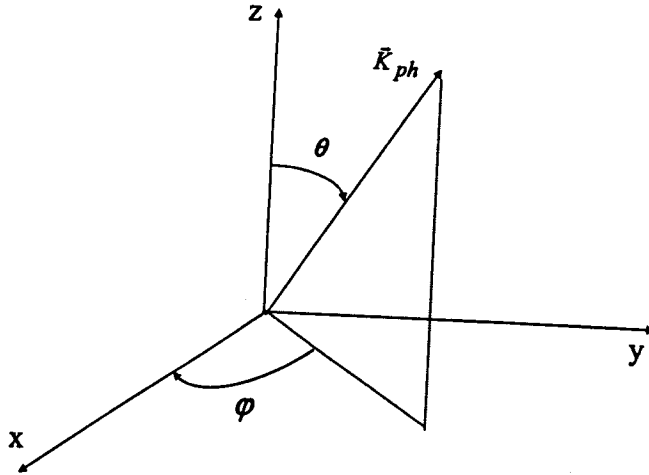


FIG. 3.2 - Géométrie de la détection du rayonnement de désexcitation des ions.

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*, l'élément de matrice de Q_{-m}^j dans l'équation (3.6) s'écrit :

$$\langle \Delta_f J_f M_f | Q_{-m}^j | \Delta_i J_i M_i \rangle = (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \langle \Delta_f J_f || Q^j || \Delta_i J_i \rangle \quad (3.7)$$

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.

Le système d'équations (3.6), (3.7) injecté successivement dans (3.5) permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= \sum_{M_i M_f} N(\Delta_i J_i M_i) \sum_{j j' m m'} D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{K}) D_{\lambda' m'}^{(j')*}(\hat{K}) (-1)^{m+m'} A(j) A^*(j') \\ &\times \langle \Delta_f J_f || Q^j || \Delta_i J_i \rangle \langle \Delta_f J_f || Q^{j'} || \Delta_i J_i \rangle^* \\ &\times (-1)^{2J_f - 2M_f} \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & j' & J_i \\ -M_f & -m' & M_i \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.8)$$

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 (3.8) la relation de composition des

matrices de rotation qui s'écrit comme [8] :

$$D_{\lambda m}^{(j)}(\hat{K})D_{\lambda' m'}^{(j')*}(\hat{K}) = (-1)^{\lambda'-m} \sum_{J M M'} (2J+1) \begin{pmatrix} j & j' & J \\ \lambda & -\lambda' & M' \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} j & j' & J \\ m & -m & M \end{pmatrix} D_{M'M}^{(J)*}(\hat{K}) \quad (3.9)$$

Si on considère le symbole $3j \begin{pmatrix} j & j' & J \\ m & -m & M \end{pmatrix}$ présent dans l'équation (3.9), 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. 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 φ , celui-ci étant contenu dans le coefficient $e^{iM\varphi}$ puisque $D_{M'M}^{(J)*}(\hat{K}) = d_{M'M}^{(J)*}(\theta)e^{iM\varphi}$. Précisons que si les différents sous-niveaux Zeeman ont été excités de manière cohérente, alors M serait différent de zéro et la dépendance angulaire du rayonnement émis serait une fonction de l'angle φ .

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

$$\sum_{M_f m} \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_f & j' & J_i \\ -M_f & -m & M_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j & j' & J \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \\ \times (-1)^{-m+2J_f-2M_f} = (-1)^{j'-j+2J_i-J_f-M_i} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j' \end{matrix} \right\} \quad (3.10)$$

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

$$\rho_{\lambda\lambda'}^{ph} = \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) \sum_{j j' J M'} (-1)^{\lambda'} (2J+1) \begin{pmatrix} j & j' & J \\ \lambda & -\lambda' & M' \end{pmatrix} (-1)^{-M_i+J-J_f} \\ \times \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j' \end{matrix} \right\} D_{M'0}^{(J)*}(\hat{K}) A(j) A^*(j') \\ \times \langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle \langle \Delta_f J_f \parallel Q^{j'} \parallel \Delta_i J_i \rangle^* \quad (3.11)$$

Il n'est pas inutile de remarquer que :

$$\sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} = 0 \quad (3.12)$$

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 (3.11) 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. La dépendance angulaire des éléments $\rho_{\lambda\lambda'}^{ph}$ est donnée par les harmoniques sphériques puisque :

$$D_{M'0}^{(J)*}(\varphi, \theta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_J^{-M'}(\theta) \quad (3.13)$$

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

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda\lambda'}^{ph} &= (-1)^{\lambda'} |\langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{-M_i+2J_i-J_f} \\ &\times \sum_{J \text{ pair}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ \lambda & -\lambda' & M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} \sqrt{2J+1} Y_J^{-M'}(\theta) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Sachant que :

$$\begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j & j & J \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

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. L'expression de ρ_{11}^{ph} est :

$$\begin{aligned} \rho_{11}^{ph} &= - |\langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f-M_i} \sum_{J \text{ pair}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} \sqrt{2J+1} Y_J^0(\theta) \end{aligned} \quad (3.15)$$

De même sachant que :

$$\begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j & j & J \\ -1 & -1 & 2 \end{pmatrix}$$

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 ρ_{1-1}^{ph} est :

$$\rho_{1-1}^{ph} = - | \langle \Delta_f J_f \parallel Q^j \parallel \Delta_i J_i \rangle |^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f - M_i} \sum_{J \text{ pair}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & 1 & -2 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{Bmatrix} \sqrt{2J+1} Y_j^2(\theta, 0) \quad (3.16)$$

Afin de décrire l'état de polarisation du photon, il est plus commode d'explicitier la matrice densité en fonction des paramètres de *Stokes* [5,9] :

$$\rho^{ph} = \frac{I}{2} \begin{pmatrix} 1 + \eta_2 & -\eta_3 + i\eta_1 \\ -\eta_3 - i\eta_1 & 1 - \eta_2 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

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

$$I = Tr \rho^{ph} = \langle 1 | \rho^{ph} | 1 \rangle + \langle -1 | \rho^{ph} | -1 \rangle \quad (3.18)$$

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 α par rapport à l'axe x. Alors η_3 représente la polarisation linéaire suivant les axes x et y :

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

et η_1 représente la polarisation linéaire suivant les directions formant un angle de 45° avec les axes x et y respectivement :

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

η_2 est le degré de polarisation circulaire :

$$\eta_2 = \frac{I_+ - I_-}{I}$$

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 :

$$P = \sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2}$$

Pour un faisceau de photons non polarisé, les trois paramètres de Stokes η_1 , η_2 et η_3 sont nuls et $P = 0$; la matrice densité correspondante prend la forme suivante :

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

et si le faisceau de photon émis est tel que $P = 1$, on dit qu'il est dans un état pur de polarisation [9].

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

$$\rho^{ph} = \begin{pmatrix} \rho_{11}^{ph} & \rho_{1-1}^{ph} \\ \rho_{-11}^{ph} & \rho_{-1-1}^{ph} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Par identification à (3.17), on a :

$$I\eta_2 = \rho_{11}^{ph} - \rho_{-1-1}^{ph} = 0$$

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,

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

le paramètre η_1 est donc nul. Il ne subsiste que

$$I\eta_3 = -\rho_{1-1}^{ph} - \rho_{-11}^{ph} = -2\rho_{1-1}^{ph}$$

soit

$$\eta_3 = -\frac{\rho_{1-1}^{ph}}{\rho_{11}^{ph}} \quad (3.20)$$

Finalement, l'intensité de la radiation émise suivant l'angle θ est donnée par :

$$\begin{aligned} I(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) &= |\langle \Delta_f J_f \| Q^j \| \Delta_i J_i \rangle|^2 \sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) (-1)^{J_f - M_i} \\ &\times \sum_{J_{\text{pair}}} \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J_i & J_i \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J & J_i & J_i \\ J_f & j & j \end{matrix} \right\} \sqrt{2J+1} Y_j^0(\theta) \end{aligned} \quad (3.21)$$

En substituant (3.15) et (3.16) dans (3.20), le degré de polarisation de la radiation émise s'exprime en fonction des populations des sous-niveaux magnétiques supérieurs par :

$$P(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) = \eta_3 = \frac{A}{B} \quad (3.22)$$

avec :

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

et

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

où θ , 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.

3.2.2 Degré de polarisation des raies associées à des transitions dipolaires

Le degré de polarisation des raies associées à des transitions dipolaires électriques ou magnétiques s'obtient à partir de (3.22) en y mettant $j = 1$ et en remplaçant les expressions explicites des harmoniques sphériques :

$$P(\Delta_i, J_i \rightarrow \Delta_f, J_f; \theta) = \pm \frac{A'}{B'} \quad (3.23)$$

avec :

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

et

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

Dans l'équation (3.23) 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 $6j \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\}$ vaut $\frac{1}{3}$. Si J_f est

non nul, on peut montrer que $\left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\}$ prend une valeur strictement inférieure à $1/3$. Il en résulte, en général, une diminution dans le degré de polarisation.

Physiquement, on peut comprendre cela comme suit : Si J_f est nul, tous les ions finissent dans le même état ($J_f = 0, M_f = 0$). Si par contre, J_f est non nul, les ions concernés se désexcitent dans des états différents ($J_f, M_f = -J_f, \dots, +J_f$). 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 $\left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\}$ représente donc un facteur de dépolarisation lié au fait que la polarisation finale des ions est inobservée.

3.2.3 Degré de polarisation des raies associées à des transitions quadrupolaires

De la même manière, le degré de polarisation pour des transitions quadrupolaires électriques ou magnétiques s'obtient à partir de (3.22) en y mettant $j = 2$:

$$P(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f; \theta) = \pm \frac{A'' + B''}{C} \quad (3.24)$$

avec :

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

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

et

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

Dans l'équation (3.24) le signe + s'applique pour les transitions $E2$, alors que le signe - s'applique pour les transitions $M2$.

3.3 Application aux raies de l'ion Ne^{8+}

Le spectre de rayonnement X associé aux transitions à partir des niveaux $n = 2$ vers le niveau fondamental $n = 1$ des ions de la séquence isoélectronique de l'hélium consiste en quatre principales raies désignées conventionnellement par w , x , y et z .

Le degré de polarisation linéaire des raies $E1$ $w(2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0)$ et $y(2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0)$ ainsi que $M1$ $z(2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0)$ s'obtient comme :

$$P = \pm \frac{(N_0 - N_1) \sin^2 \theta}{N_0 \sin^2 \theta + N_1 (1 + \cos^2 \theta)} \quad (3.25)$$

après avoir remplacé J_i et J_f dans la formule (3.23) par leurs valeurs 1 et 0, respectivement, et après avoir utilisé les égalités suivantes :

$$\left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ 1 & 1 & 0 \end{matrix} \right\} = \frac{1}{3}$$

et

$$\left(\begin{matrix} 2 & 1 & 1 \\ 0 & -M_i & M_i \end{matrix} \right) = (-1)^{1-M_i} \frac{3M_i^2 - 2}{\sqrt{30}}$$

Au niveau de l'équation (3.25), la notation $N_k = N(\Delta_i J_i = 1 M_i = k)$ a été utilisée à des fins de simplicité, c'est à dire N_k correspond à la population du sous-niveau $M_i = k$ du niveau supérieur de la raie.

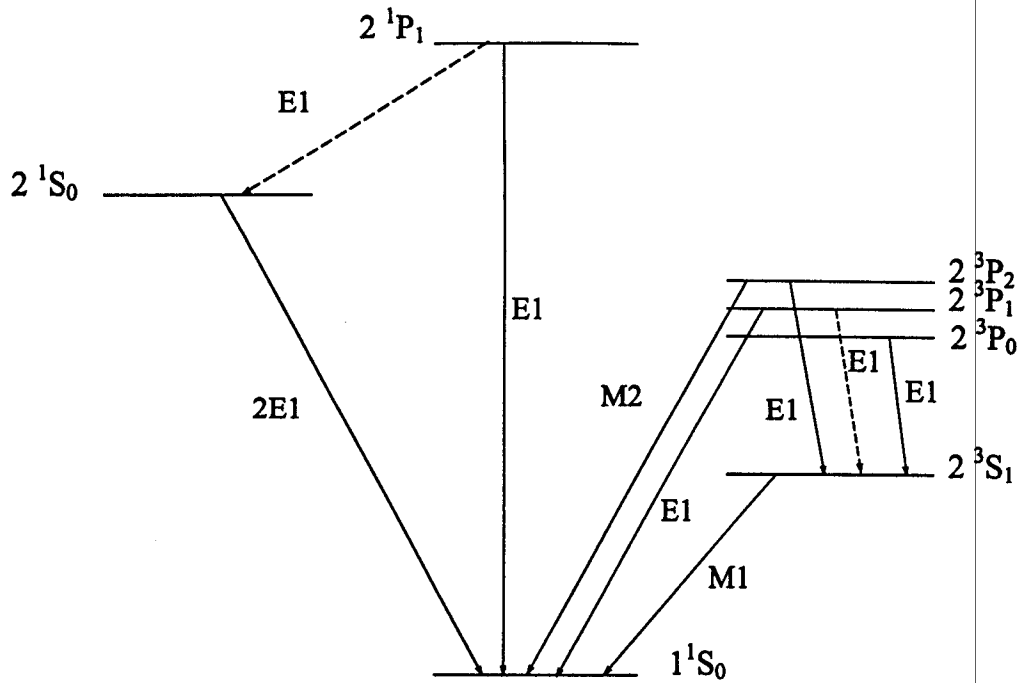


FIG. 3.3 – Différents modes de désexcitation radiative des niveaux $n = 2$ de l'ion Ne^{8+} .

On peut remarquer que le degré de polarisation devient nul si l'observation s'effectue le long de la direction du champ magnétique. Il est facile de montrer que le degré de polarisation atteint par contre sa valeur maximale lorsque l'observation s'opère suivant une direction perpendiculaire à la direction du champ magnétique. L'expression de P se réduit à $\theta = \frac{\pi}{2}$ à :

$$P(\theta = \frac{\pi}{2}) = \pm \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1} \quad (3.26)$$

Rappelons que le signe $+$ est pour les raies w et y , le signe $-$ est pour la raie z . En posant $J_i = 2$ et $J_f = 0$ dans l'équation (3.24), le degré de polarisation de la raie quadrupolaire magnétique x ($2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$) est donné par :

$$P(x) = -\frac{3N_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + N_1(1 - 4 \cos^4 \theta) \sin^2 \theta - N_2 \sin^4 \theta}{3N_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + N_1(1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + N_2(1 + \cos^2 \theta) \sin^2 \theta} \quad (3.27)$$

où N_k correspond à $N(\Delta_i, J_i = 2, M_i = k)$.

De même $P(x)$ est maximal pour $\theta = 90^\circ$, alors :

$$P(x; \theta = \frac{\pi}{2}) = \frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} \quad (3.28)$$

En remplaçant maintenant dans l'équation (3.23) J_i par 2 et J_f par 1, nous pouvons déterminer le degré de polarisation de la raie optiquement permise ($2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$) émise dans le domaine des VUV. Son expression est donnée par :

$$P(2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1) = \frac{3(N_0 + N_1 - 2N_2) \sin^2 \theta}{N_0(5 - 3 \cos^2 \theta) + 3N_1(3 - \cos^2 \theta) + 6N_2(1 + \cos^2 \theta)} \quad (3.29)$$

sachant que

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ 2 & 2 & 1 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{7}}{10\sqrt{3}}$$

et

$$\sum_{M_i} N_{M_i} (-1)^{1-M_i} \begin{pmatrix} 2 & 2 & 2 \\ 0 & -M_i & M_i \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{2}{35}} (N_0 + N_1 - 2N_2)$$

où N_k est la population du sous-niveau $M_i = k$ du niveau supérieur de la raie. Pour un angle d'observation $\theta = 90^\circ$ le degré de polarisation devient :

$$P(2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1; \theta = \frac{\pi}{2}) = \frac{3(N_0 + N_1 - 2N_2)}{5N_0 + 9N_1 + 6N_2} \quad (3.30)$$

3.3.1 Modèle de population des sous-niveaux magnétiques

Il est important de connaître de manière précise les populations théoriques des sous-niveaux Zeeman des différents niveaux excités de Ne^{+8} , pour discuter de manière sûre la polarisation 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 fondamental 1^1S_0 , par cascades radiatives à partir 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 $n = 2$. Ce modèle de population incluant l'excitation directe à partir du fondamental et indirecte via les cascades radiatives est valable lorsque les densités électroniques du faisceau incident sont faibles, de l'ordre de $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, là où le modèle coronal est applicable lors de la détermination des populations des niveaux $n = 2$. Pour des densités plus élevées, la contribution de l'excitation à partir des niveaux métastables 2^1S_0 et 2^3S_1 peut jouer un rôle important dans le peuplement du niveau singulet 2^1P_1 et des niveaux triplet $2^3P_{0,1,2}$, respectivement. La métastabilité des niveaux 2^1S_0 et 2^3S_1 découle d'une probabilité relativement faible qu'ils ont de décliner radiativement vers le fondamental, par transition à deux photons en ce qui concerne le niveau 2^1S_0 et par transition $M1$



en ce qui concerne l'autre niveau 2^3S_1 .

Etant intéressé dans ce travail par un large domaine de densités, nous avons donc calculé les populations des différents sous-niveaux magnétiques de $1s2l$ de l'ion Ne^{+8} dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif. Ces populations s'obtiennent en résolvant un système d'équations d'équilibre statistique, dans lequel chaque équation exprime la population d'un sous-niveau magnétique $|\Delta_i J_i M_i\rangle$ 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. Dans ces équations, les transitions radiatives entre sous-niveaux Zeeman d'un seul et même niveau sont négligées car les probabilités associées sont extrêmement faibles. Ce genre de transitions, en vertu des règles de sélection, ne peut être que dipolaire magnétique ou quadrupolaire électrique puisque les sous-niveaux possèdent la même parité.

En appliquant le théorème de *Wigner - Eckart*, les probabilités de transition radiative spontanée entre sous-niveaux magnétiques de niveaux distincts peuvent être ramenées aux probabilités de transition entre niveaux correspondants :

$$A(\Delta_i J_i M_i \rightarrow \Delta_f J_f M_f) = C(J_f j M_f M_i - M_f; J_i M_i)^2 A(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f) \quad (3.31)$$

Si on somme les composantes de probabilités de transitions sur les états inférieurs, on peut facilement vérifier que

$$\sum_{M_f} A(\Delta_i J_i M_i \rightarrow \Delta_f J_f M_f) = A(\Delta_i J_i \rightarrow \Delta_f J_f)$$

Le taux de désexcitation par émission spontanée d'un sous-niveau particulier vers un niveau ne dépend pas de ce sous-niveau initial ; il est égal au taux de désexcitation total du niveau. Si on admet que la population de l'état supérieur $\Delta_i J_i M_i$ est indépendante du signe de M_i , alors on peut montrer que la quantité $\sum_{M_i} N(\Delta_i J_i M_i) \times A(\Delta_i J_i M_i \rightarrow \Delta_k J_k M_k)$ ne dépend pas du signe de M_k et de ce fait $N(\Delta_k J_k M_k) = N(\Delta_k J_k -M_k)$; il y a conservation de l'alignement lors d'une cascade radiative.

Dans le système d'équation d'équilibre, nous n'avons tenu compte que des cascades à partir des niveaux $n = 2$ et $n = 3$, celles à partir de $n \geq 4$ sont très petites et donc peuvent être ignorées. Cela revient à considérer les populations de 53 sous-niveaux magnétiques au total, mais en tenant compte de l'alignement des niveaux, seuls 35 sous-niveaux peuvent être considérés. En examinant les rapports de branchement

$$B(n = 3 \Delta_i J_i \rightarrow n = 3 \Delta_f J_f) = \frac{A(n = 3 \Delta_i J_i \rightarrow n = 3 \Delta_f J_f)}{\sum_{n_i \leq 3} A(n = 3 \Delta_i J_i \rightarrow n_i \Delta_i J_i)} \ll 1$$



il est tout-à-fait raisonnable de ne pas prendre en compte les cascades au sein des niveaux $1s3l$.

En ignorant les niveaux $n \geq 4$, les populations de tous les états excités de la couche $n = 3$ sont alors déterminées uniquement par excitation électronique à partir du fondamental :

$$N(n = 3 \Delta_i J_i M_i) = \frac{n_e N(1^1S_0) C(1^1S_0 \rightarrow n = 3 \Delta_i J_i M_i)}{\sum_l A(n = 3 \Delta_i J_i \rightarrow n_l \Delta_l J_l)} \quad (3.32)$$

avec $n_l = 1$ ou 2 , ce qui simplifie notablement la résolution des équations d'équilibre statistique.

3.3.2 Polarisation de la raie w

La raie de résonance w émise par les ions héliumoïdes correspond à la transition $1s2p^1P_1 \rightarrow 1s^2^1S_0$. C'est une transition dipolaire électrique, $E1$, entièrement permise. La probabilité de transition est proportionnelle à Z^4 où Z est la charge nucléaire de l'ion. Dans le cas des ions Ne^{8+} sa valeur est relativement élevée et égale à $A = 8.85 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ [10]. Il faut mentionner que le déclin du niveau supérieur 2^1P_1 vers le niveau métastable 2^1S_0 est très négligeable par rapport à celui vers le niveau fondamental : il y a un facteur de $\sim 10^5$ entre les deux probabilités. Les forces de collision à partir du niveau fondamental vers le niveau 2^1P_1 sont relativement élevées. Les cascades radiatives provenant de niveaux supérieurs jouent un faible rôle dans la population du niveau supérieur de la raie w et ceci quelle que soit l'énergie cinétique des électrons excitateurs. Il est par conséquent raisonnable de négliger la contribution des cascades dans la polarisation de la raie w . En se référant à (3.26), le degré de polarisation linéaire de w s'écrit :

$$P(w) = \frac{N(2^1P_1 0) - N(2^1P_1 1)}{N(2^1P_1 0) + N(2^1P_1 1)} \quad (3.33)$$

Nous pouvons alors écrire l'équation qui régit la population $N(2^1P_1 M_J)$ du sous-niveau M_J du niveau excité $1s2p^1P_1$ comme suit :

$$N(2^1P_1 M_J) A(2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0) = n_e N(1^1S_0) C(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_J) + n_e N(2^1S_0) C(2^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_J) \quad (3.34)$$

où A représente la probabilité de transition radiative et C le coefficient de taux d'excitation collisionnelle. $N(1^1S_0)$, $N(2^1S_0)$ sont les densités de population des niveaux fondamental et métastable, respectivement. n_e correspond à la densité électronique du faisceau incident.

Dans l'équation (3.34), $N(2^1S_0)$ est inconnu on peut le déterminer à partir de l'équation qui régit la population du niveau métastable 2^1S_0 :

$$N(2^1S_0)[A(2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0) + n_e \sum_{M_J} C(2^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_J)] = n_e N(1^1S_0)C(1^1S_0 \rightarrow 2^1S_0) \quad (3.35)$$

En écrivant cette équation, nous avons tenu compte du fait que 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 ($2E_1$) avec une probabilité dans le cas de Ne^{8+} égale à la valeur significative de $1.00 \times 10^7 s^{-1}$ [11]. Le dépeuplement de 2^1S_0 par excitation collisionnelle vers le niveau 2^1P_1 est trop faible dans la domaine de densités n_e situées entre 10^9 et $10^{13} cm^{-3}$ considéré dans notre étude. Ce qui veut dire que le niveau métastable n'a pas le temps d'être suffisamment peuplé avant de décliner vers le fondamental ($n_e \sum_{M_J} C(2^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 M_J) \ll A(2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0)$), et par conséquent, il ne peut jouer un rôle significatif dans le peuplement des sous-niveaux magnétiques M_J de 2^1P_1 que lorsque la densité des électrons est supérieure à $\sim 10^{15} cm^{-3}$. La polarisation de la raie w peut donc s'écrire tout simplement en fonction des forces de collision :

$$P(w) = \frac{\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 0) - \Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 1)}{\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 0) + \Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^1P_1 1)} \quad (3.36)$$

3.3.3 Polarisation des raies x , y , z et VUV

Le niveau 2^3P_2 a la possibilité de décliner aussi bien par dipôle électrique $E1$ vers le niveau inférieur 2^3S_1 que par quadrupôle magnétique $M2$ vers le fondamental 1^1S_0 .

Dans le cas des ions ayant un Z petit, c'est le mode $E1$ qui domine très largement. Pour les ions ayant un Z relativement élevé, le mode $M2$ dont la probabilité croît comme Z^8 , peut être un mécanisme important de dépeuplement radiatif pour le niveau 2^3P_2 et dépasser ainsi le mode $E1$. Dans le cas des ions Ne^{+8} , le rapport de branchement pour la transition $M2$ est de 2% [10] et donc l'intensité de la raie $x(2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0)$ reste très faible. Par conséquent, la population du niveau 2^3S_1 dépend fortement de la transition par cascades à partir du niveau 2^3P_2 .

Le déclin radiatif à un photon du niveau 2^3P_0 directement vers le fondamental est strictement interdit, mais il peut s'effectuer par émission de deux photons



($E1 + M1$) ou trois photons ($3E1$). Cependant, ces processus sont insignifiants devant le mode de déclin $E1$ vers le niveau voisin inférieur 2^3S_1 qui s'effectue avec une probabilité de $1.02 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ [10].

Dans l'hélium neutre, tous les niveaux du terme 2^3P relaxent vers le niveau 2^3S_1 par rayonnement $E1$. La transition $E1$ du niveau 2^3P_1 vers le fondamental 1^1S_0 est interdite à cause du spin. Lorsque Z augmente le long de la séquence isoélectronique de l'hélium, l'interaction spin-orbite et les autres interactions relativistes provoquent un mélange singulet-triplet de plus en plus substantiel, ce qui rend la transition $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ de plus en plus préférentielle. Pour le Ne^{+8} , cette transition d'intercombinaison représente le mode de déclin largement dominant. Il a été montré [12] que la probabilité associée à cette transition d'intercombinaison croît comme Z^{10} pour $Z \leq 35$.

Les populations des sous-niveaux M_J des niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 sont données par l'équation commune :

$$\begin{aligned}
 N(2^3P_{J_i} M_i) [A(2^3P_{J_i} \rightarrow 1^1S_0) + A(2^3P_{J_i} \rightarrow 2^3S_1)] &= n_e \left[N(1^1S_0) \right. \\
 \times C(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_{J_i} M_i) + \sum_{M_j} N(2^3S_1 M_j) C(2^3S_1 M_j \rightarrow 2^3P_{J_i} M_i) & \\
 \left. + \sum_k N(\Delta_k J_k M_k) A(\Delta_k J_k M_k \rightarrow 2^3P_{J_i} M_i) \right] & \quad (3.37)
 \end{aligned}$$

avec $J_i = 1$ ou 2 . Le premier et le second terme du membre droit de l'équation (3.37) tient compte dans le peuplement des sous-niveaux $2^3P_{J_i} M_i$ des processus de l'excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental 1^1S_0 et à partir du niveau métastable 2^3S_1 , respectivement. Quant au troisième terme, il donne la contribution au peuplement des niveaux $2^3P_{J_i} M_i$ venant des cascades radiatives à partir de niveaux supérieurs $\Delta_k J_k$. Dans le membre gauche de la même équation (3.37), nous avons tenu compte du fait que les probabilités de transition radiative à partir des différents sous-niveaux $\Delta_i J_i M_i$ vers un niveau inférieur sont indépendantes du sous-niveau spécifique M_i et elles sont égales à la probabilité de transition de niveau à niveau.

Le peuplement des trois sous-niveaux de 2^3S_1 par collisions électroniques directement à partir du fondamental est uniforme quelle que soit l'énergie incidente des électrons. Ceci découle du fait que $L_i = M_{L_i} = 0$ et que les trois états de spin $M_{S_i} = -1, 0, +1$ sont équiprobables lors de la collision. Une non-uniformité de peuplement des sous-niveaux $M_J = 0$ et 1 de 2^3S_1 peut être induite par des cascades radiatives issues de niveaux supérieurs ayant un moment angulaire $J \geq 1$ tels que 2^3P_2 , 3^3P_1 et 3^3P_2 . En ce qui concerne la désexcitation radiative du niveau 2^3S_1 ,

elle se produit exclusivement par transition dipolaire magnétique vers le fondamental en émettant la raie "interdite" appelée z . La probabilité de cette transition $M1$ varie comme Z^{10} le long de la série isoélectronique de l'hélium. Dans le cas de l'ion Ne^{8+} , la probabilité de transition radiative est assez faible et égale à $1.09 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ [10,13] ce qui donne un caractère métastable au niveau 2^3S_1 . Dans les plasmas de densités électroniques basses, les transitions interdites M_1 et M_2 comme celles correspondant aux raies z ($2^3\text{S}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0$) et x ($2^3\text{P}_2 \rightarrow 1^1\text{S}_0$) peuvent être observées. Par contre, dans les milieux denses, les raies interdites sont très rarement observées car les désexcitations par modes $M1$ et $M2$ deviennent beaucoup moins probables par rapport aux désexcitations collisionnelles. Pour l'ion Ne^{8+} le niveau métastable 2^3S_1 peut jouer un rôle important dans le peuplement des autres niveaux triplets de la couche $n = 2$ pour des densités électroniques n_e supérieures à $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Les populations des sous-niveaux de 2^3S_1 qui apparaissent au niveau de l'équation (3.37) s'écrivent explicitement comme suit :

$$N(2^3\text{S}_1 M_j) \left[A(2^3\text{S}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0) + n_e \sum_{J=0,1,2} C(2^3\text{S}_1 M_j \rightarrow 2^3\text{P}_J) \right] = n_e N(1^1\text{S}_0) \times C(1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^3\text{S}_1)/3 + \sum_k N(\Delta_k J_k M_k) A(\Delta_k J_k M_k \rightarrow 2^3\text{S}_1 M_j) \quad (3.38)$$

Dans cette équation l'indice k de la sommation inclut tous les sous-niveaux magnétiques supérieurs $\Delta_k J_k M_k$ pouvant peupler le niveau 2^3S_1 par cascades radiatives. D'autre part, le facteur multiplicatif $1/3$ qui apparaît devant le coefficient de taux d'excitation de 1^1S_0 vers 2^3S_1 provient du fait que ce coefficient est indépendant de M_j , il est le même pour tous les sous-niveaux magnétiques du niveau 2^3S_1 .

Le degré de polarisation de la raie $2^3\text{P}_2 \rightarrow 2^3\text{S}_1$ est donné dans le paragraphe précédent par la formule (3.30) et celui des raies y ($2^3\text{P}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0$) et z ($2^3\text{S}_1 \rightarrow 1^1\text{S}_0$) par la formule (3.26) en prenant le signe $+$ pour la raie y et le signe $-$ pour la raie z .

3.4 Degré de polarisation des raies pour un angle d'attaque des électrons donné

Même dans les expériences de collision actuelles utilisant des technologies sophistiquées, il est impossible de produire des faisceaux d'électrons accélérés de quelques keV parfaitement monodirectionnels. Une certaine divergence du faisceau d'électrons existe inévitablement, qui est plus ou moins importante selon les dispositifs expéri-

mentaux utilisés [14]. Il est donc réaliste d'envisager une distribution angulaire des électrons dans des faisceaux et encore plus réaliste si on considère une dispersion en énergie de la distribution angulaire. Plus l'énergie des électrons est importante, plus on s'attend à ce que ces électrons ont des vecteurs vitesses alignés par rapport au champ magnétique et donc plus la distribution angulaire tend vers le caractère monodirectionnel.

Admettons, dans un premier temps, que tous les électrons incidents arrivent suivant une direction faisant un angle ξ_j avec l'axe z qui coïncide avec la direction du champ magnétique. La distribution angulaire de ces électrons de collision présente donc une symétrie axiale relativement à l'axe z et s'écrit comme une fonction delta :

$$f(\xi'_j) = \frac{1}{2\pi \sin \xi'_j} \delta(\xi'_j - \xi_j)$$

Reprenons la figure (2.1) qui représente la géométrie de l'excitation collisionnelle. L'angle d'attaque ξ_j entre le vecteur vitesse de l'électron et la ligne de force du champ magnétique est tel que $v_{\parallel} = v \cos \xi_j$ et $v_{\perp} = v \sin \xi_j$ où v_{\parallel} et v_{\perp} sont les vitesses longitudinale et transversale, respectivement. Reprenons également la formule (3.26) donnant le degré de polarisation d'une raie dipolaire électrique pour un angle $\xi_j = 0$ et généralisons-la pour un angle ξ_j arbitraire :

$$P(\xi_j) = \frac{N_0(\xi_j) - N_1(\xi_j)}{N_0(\xi_j) + N_1(\xi_j)} \quad (3.39)$$

Les populations des sous-niveaux magnétiques $N(\Delta_i J_i M_i; \xi_j)$ pour un ξ_j donné peuvent être déduites à partir des populations de ces mêmes sous-niveaux magnétiques $N(\Delta_i J_i M_i; 0)$ pour $\xi_j = 0$ par la relation :

$$N(\Delta_i J_i M_i; \xi_j) = \sum_{M_k} d_{M_k M_i}^{(J_i)}(\xi_j) N(\Delta_i J_i M_k; 0) \quad (3.40)$$

où $d_{M_k M_i}^{(J_i)}(\xi_j)$ sont les éléments de la matrice de rotation réduite. Pour $J_i = 1$ qui nous intéresse ici, ces éléments de matrices sont donnés par [15] :

$$d^{(1)}(\xi) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + \cos \xi) & -\frac{1}{2}\sqrt{2} \sin \xi & \frac{1}{2}(1 - \cos \xi) \\ \frac{1}{2}\sqrt{2} \sin \xi & \cos \xi & -\frac{1}{2}\sqrt{2} \sin \xi \\ \frac{1}{2}(1 - \cos \xi) & \frac{1}{2}\sqrt{2} \sin \xi & \frac{1}{2}(1 + \cos \xi) \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

Les trois lignes et les trois colonnes de cette matrice correspondent successivement aux trois sous-niveaux $M = +1$, $M = 0$ et $M = -1$ en allant de haut en bas pour les lignes et de gauche à droite pour les colonnes.

En remplaçant les éléments de la matrice (3.41) dans l'équation (3.40) nous pouvons

déterminer les populations $N_0(\xi_j)$ et $N_1(\xi_j)$ des sous-niveaux magnétiques $M_i = 0$ et $M_i = 1$, respectivement, du niveau supérieur d'une raie avec $J_i = 1$ pour un angle ξ_j donné en fonction des populations N_0 et N_1 pour $\xi_j = 0$:

$$N_0(\xi_j) = (1 - \cos^2 \xi_j)N_1 + \cos^2 \xi_j N_0 \quad (3.42)$$

et

$$N_1(\xi_j) = \frac{1 + \cos^2 \xi_j}{2}N_1 + \frac{1 - \cos^2 \xi_j}{2}N_0 \quad (3.43)$$

En substituant ces deux dernières expressions dans l'équation (3.39) nous trouvons :

$$P(\xi_j) = \frac{(N_0 - N_1)(3 \cos^2 \xi_j - 1)}{(1 + \cos^2 \xi_j)N_0 + (3 - \cos^2 \xi_j)N_1} \quad (3.44)$$

Le degré de polarisation $P(\xi_j)$ d'une transition $E1$ ($J_i = 1 \rightarrow J_f = 0$) peut s'exprimer en fonction du degré de polarisation $P(0)$ pour $\xi_j = 0$ en remplaçant N_0/N_1 dans l'équation (3.44) par $\frac{1+P(0)}{1-P(0)}$ puisque :

$$P(0) = \frac{N_0 - N_1}{N_0 + N_1}.$$

Nous aurons alors :

$$P(\xi_j) = P(0) \frac{3 \cos^2 \xi_j - 1}{2 + P(0)(\cos^2 \xi_j - 1)} \quad (3.45)$$

Pour une transition $M1$ ($J_i = 1 \rightarrow J_f = 0$) le degré de polarisation $P(\xi_j)$ est donné par :

$$P(\xi_j) = P(0) \frac{3 \cos^2 \xi_j - 1}{2 - P(0)(\cos^2 \xi_j - 1)} \quad (3.46)$$

En utilisant les relations trigonométriques

$$3 \cos^2 \xi_j - 1 = 2 - 3 \sin^2 \xi_j$$

et

$$\cos^2 \xi_j - 1 = -\sin^2 \xi_j$$

nous pouvons transformer les équations (3.45) et (3.46) comme suit :

$$P(\xi_j) = P(0) \frac{2 - 3 \sin^2 \xi_j}{2 \mp P(0) \sin^2 \xi_j} \quad (3.47)$$

avec le signe $-$ appliqué pour $E1$, le signe $+$ appliqué pour $M1$, et

$$\sin^2 \xi_j = e_{j\perp}/e_j \quad (3.48)$$

Si on suppose maintenant que les électrons incidents sont caractérisés par une distribution angulaire $f(\xi_j)$ avec ξ_j compris entre 0 et une certaine valeur maximale ξ_j^{\max} , alors il faudrait effectuer une intégration sur ξ_j . Dans ce cas, compte tenu de l'équation (3.44) le degré de polarisation devient :

$$P(\xi_j) = \frac{(N_0 - N_1)(3 \langle \cos^2 \xi_j \rangle - 1)}{(1 + \langle \cos^2 \xi_j \rangle)N_0 + (3 - \langle \cos^2 \xi_j \rangle)N_1} \quad (3.49)$$

où

$$\langle \cos^2 \xi_j \rangle = \int_0^{\xi_j^{\max}} \cos^2 \xi_j f(\xi_j) \sin \xi_j d\xi_j \quad (3.50)$$

Souvent, l'expression (3.47) est utilisée pour calculer le degré de polarisation des raies w , y et z en tenant compte de l'effet de divergence du faisceau d'électrons. Les expérimentateurs du LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) avaient estimé comme valeurs de $e_{j\perp}$ dans le cas de la source EBIT-II : 110 eV [16] et 200 eV [17]. Même pour la valeur inférieure de 110 eV estimée pour $e_{j\perp}$, on peut prévoir une réduction significative de la polarisation des raies au voisinage de l'énergie du seuil d'excitation $1s^2 \rightarrow 1s2l$ qui est ~ 920 eV dans le cas de l'ion Ne^{8+} considéré dans cette étude.

Bibliographie

- [1] I. C. Percival et M. J. Seaton, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **251**, 113 (1958).
- [2] H. Kleinpoppen et A. Scharmann, in *Progress in Atomic Spectroscopy, Part. A*, edited by W. Hanle et H. Kleinpoppen (Plenum, New York, 1978), p. 329.
- [3] M. K. Inal, H. L. Zhang et D. H. Sampson, *Phys. Rev. A* **46**, 2449 (1992).
- [4] U. Fano, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 74 (1957).
- [5] K. Blum, *Density Matrix Theory and applications* (2^{ed} Plenum, New York, 1996).
- [6] S. A. Kazansteve et J.-C. Hénoux, *Polarisation Spectroscopy of Ionized Gases* (Kluwer Academic, Dordrecht, 1995).
- [7] M. Jacob et G. C. Wick, *Ann. Phys.* **7**, 404 (1959).
- [8] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton, 1957).
- [9] M. K. Inal et J. Dubau, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **20**, 4221 (1987).
- [10] W. R. Johnson, D. R. Plante et J. Sapirstein, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, edited by B. Bederson et H. Walther (Academic, San Diego, 1995) Vol. **35**, p. 255.
- [11] A. Derevianko et W. R. Johnson, *Phys. Rev. A* **56**, 1288 (1997).
- [12] C. D. Lin, W. R. Johnson et A. Dalgarno, *Phys. Rev. A* **15**, 154 (1977).
- [13] E. Träbert, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, A. J. Smith, S. B. Utter, M. F. Gu et D. W. Savin, *Phys. Rev. A* **60**, 2034 (1999).
- [14] J. R. Henderson, P. Beiersdorfer, C. L. Bennett, S. Chantrenne, D. A. Knapp, R. E. Marrs, M. B. Schneider, K. L. Wong, G. A. Doschek, J. F. Seely, C. M. Brown, R. E. LaVilla, J. Dubau et M. A. Levine, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 705 (1990).
- [15] A. Messiah, *Quantum Mechanics* (North-Holland, Amsterdam, 1986), Vol. II, p. 1073.
- [16] P. Beiersdorfer, D. A. Vogel, K. J. Reed, V. Decaux, J. H. Scofield, K. Widmann, G. Hölzer, E. Förster, O. Wehrhan, D. W. Savin et L. Schweikhard, *Phys. Rev. A* **53**, 3974 (1996).
- [17] P. Beiersdorfer et M. Slater, *Phys. Rev. E* **64**, 066408 (2001).



Chapitre 4

Dépendance en densité du degré de polarisation des raies de Ne^{8+}

Comme il a été vu dans le chapitre précédent, l'excitation directive d'un système d'ions par un faisceau d'électrons conduit à une sélectivité de peuplement des sous-niveaux magnétiques, qui se reflète dans la polarisation linéaire du rayonnement émis [1-5]. La polarisation du rayonnement X produit par des ions fortement chargés a fait l'objet d'études expérimentales intensives basées sur le dispositif *Electron Beam Ion Trap* (EBIT). Ce dispositif EBIT a été initialement développé à *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL)[6], et est actuellement assez répandu dans les pays développés [7]. Le principe d'EBIT est de piéger des atomes fortement ionisés dans l'espace de charges des électrons du faisceau, il sont soumis alors à des collisions directionnelles. La radiation émise par ces ions excités est observée dans la direction perpendiculaire et plusieurs raie spectrales et continuums sont observées à l'aide d'un spectromètre de Bragg [8].

La composante principale d'EBIT est le faisceau d'électrons, qui remplit trois fonctions :

- Création d'ions fortement chargés en arrachant des électrons aux atomes suite aux collisions ionisantes ;
- Confiner ces ions en fournissant un potentiel piégeant dans la direction radiale (l'espace de charge des électrons du faisceau étant négatif il attire ainsi les ions chargés positivement) ;
- Exciter des transitions radiatives dans les ions de telle manière qu'ils peuvent être étudiés spectroscopiquement.

Historiquement le premier prototype EBIT est relié aux noms de *Morton Levine* et *Ross Marrs*. Leur but était de développer un instrument basé sur les principes

d'un ancien appareil appelé EBIS (Electron Beam Ion Source) mais avec quelques améliorations fondamentales permettant à un état de charge très élevé d'être formé et ainsi avoir accès spectroscopiquement aux ions. Par contraste à EBIS, la spectroscopie des raies X a été la première méthode utilisée pour l'étude des ions produits par EBIT.

4.1 Calcul des taux d'excitation collisionnelle

Afin de calculer le degré de polarisation des raies émises par les ions Ne^{8+} , il y a lieu de déterminer les populations des sous-niveaux de 2^3S_1 , 2^3P_1 et 2^3P_2 qui interviennent dans les deux équations (3.37) et (3.38). 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 taux d'excitation collisionnelle ainsi que les taux d'émission radiative pour les diverses transitions impliquées. Dans cette section nous nous proposons de présenter les détails du calcul des taux d'excitation collisionnelle.

En plus des transitions à partir du niveau fondamental 1^1S_0 vers les 34 sous-niveaux magnétiques $M_J \geq 0$ des 16 niveaux excités issus des configurations $1s2l$ et $1s3l$, nous avons aussi calculé les forces de collision pour $\Delta n = 0$ à partir des sous-niveaux magnétiques de 2^3S_1 vers les sous-niveaux magnétiques de $2^3\text{P}_{0,1,2}$. Nous avons effectué ce calcul des forces de collision pour trois valeurs de l'énergie des électrons : 68, 90 et 140 Ry. La première valeur de 68 Ry correspond à une énergie au voisinage du seuil d'excitation $1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^1\text{P}_1$. Avec les programmes dont nous disposons, il est extrêmement difficile de considérer des énergies plus élevées à cause des problèmes de convergence qui se posent avec acuité. Pour l'énergie $e_j = 68$ Ry, nous avons choisi $l_0 = 20$ qui est la valeur maximale de l'onde partielle l_i pour laquelle l'approximation *distorted - Wave* a été utilisée dans le calcul des Ω_i ; pour $e_j = 90$ Ry, nous avons pris $l_0 = 30$ et pour $e_j = 140$ Ry, $l_0 = 40$. D'autre part, la valeur maximale de l_i incluse dans la contribution de l'approximation *Coulom - Bethe* est $l'_0 = 200$ pour les trois énergies.

Inal et *Dubau* [3] avaient, en 1987, écrit un programme qui permet de calculer les forces de collision pour l'excitation des sous-niveaux magnétiques individuels. Ce programme utilise les éléments de matrice de réactance obtenus dans l'approche semi-relativiste par les codes complémentaires DISTWAV d'*Eissner* et *Seaton* et



JAJOM de *Saraph*, qui avaient été développés à University College, London. Dans le premier code DISTWAV [9], les fonctions radiales monoélectroniques pour les états aussi bien liés que libres sont calculées dans un potentiel statistique de type de *Thomas – Fermi – Dirac* basé sur l'approximation du champ central. Les matrices de réactance sont évaluées dans la représentation du couplage *LS* et, grâce au programme JAJOM [10], elles sont transformées dans le couplage intermédiaire en utilisant les coefficients de couplage des termes obtenus à partir du code de structure atomique SUPERSTRUCTURE [11]. Ces coefficients de couplage des termes sont déduits après diagonalisation de la matrice de l'hamiltonien total des électrons de la cible incluant l'interaction *spin – orbite* et d'autres corrections relativistes (correction de masse, terme de Darwin, spin-orbite mutuelle, et spin-spin) dans l'approche de *Breit – Pauli*.

Pour le calcul des forces de collision partielles Ω_i^{CBe} , les intégrales de *Coulomb* $I(k_j l_j, k_i l_i)$ sont déterminées par plusieurs sous-routines prises du programme élaboré par *Burgess et Sheorey* [12]. D'autre part, les forces de raies pour les transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ où $\Delta n = 0$ sont obtenues en couplage intermédiaire au moyen du programme SUPERSTRUCTURE.

Comme le faisceau incident d'électrons est considéré monoénergétique dans cette étude, le coefficient de taux d'excitation collisionnelle à partir du sous-niveau $\Delta_j J_j M_j$ vers le sous-niveau $\Delta_i J_i M_i$ est donné par le produit de la vitesse de l'électron par la section efficace d'excitation : $C = v Q$. En utilisant les deux relations suivantes, d'une part entre v (en unité de cm/s) et l'énergie e_j (en Ry) de l'électron incident :

$$v = 2,1877 \times 10^8 \sqrt{e_j}$$

et d'autre part entre Q et la force de collision Ω :

$$Q = \frac{\pi a_0^2 \Omega}{e_j}$$

on peut exprimer le coefficient de taux d'excitation C (en unité de cm³/s) en fonction de la force de collision Ω :

$$C(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = 1.925 \times 10^{-8} \frac{\Omega(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i)}{\sqrt{e_j}} \quad (4.1)$$

4.2 Données atomiques

Nous allons, dans les sous-sections qui vont suivre, présenter les résultats que nous avons obtenus aussi bien des probabilités de transition radiative que ceux des forces de collisions pour les différentes transitions entre sous-niveaux magnétiques de l'ion Ne^{8+} . Nous y procéderons à une comparaison de nos résultats avec ceux disponibles, obtenus par d'autres auteurs.

4.2.1 Probabilités de transition radiative

Tous les 17 niveaux des configurations $1s^2$, $1s2l$ et $1s3l$ ont été inclus dans le système d'équations collisionnelle-radiatives permettant de calculer les populations relatives des sous-niveaux magnétiques M_J qui nous intéressent, à savoir ceux de 2^3S_1 , 2^3P_1 et 2^3P_2 . Notons qu'en réalité il n'y a que 13 niveaux qui jouent un rôle dans le peuplement des sous-niveaux considérés. Il s'agit des 11 niveaux triplets 2^3S_1 , 2^3P_0 , 2^3P_1 , 2^3P_2 , 3^3S_1 , 3^3P_0 , 3^3P_1 , 3^3P_2 , 3^3D_1 , 3^3D_2 et 3^3D_3 , plus le niveau fondamental 1^1S_0 et le niveau singulet 3^1D_2 . Un ensemble de valeurs des probabilités de transition radiative issues des 16 niveaux excités $1s2l$ et $1s3l$ sont données dans le tableau 4.1. Nos valeurs désignées par (RID) ont été calculées en utilisant le code de structure atomique SUPERSTRUCTURE [11] dans lequel les corrections relativistes sont incluses au moyen de l'approximation de *Breit – Pauli*. Comme il a été mentionné précédemment, cette approximation traite les interactions relativistes comme des perturbations à l'hamiltonien non relativiste du système atomique. Des résultats similaires ont été rapportés par *Porquet et Dubau* [13] ainsi que par *Bautista* [14] qui ont aussi fait appel au code SUPERSTRUCTURE. On peut constater de très légères différences entre les trois résultats. Ceci est dû certainement à des différences dans le choix des paramètres d'échelle qui permettent d'ajuster le potentiel de *Thomas – Fermi* employé dans le calcul des fonctions d'onde radiales. Pour les probabilités de transition E1, M1 et M2 à partir des niveaux triplets de $1s2l$, nous avons adopté les résultats sophistiqués obtenus par *Johnson et al* [15]. Mentionnons que nos résultats obtenus par le code SUPERSTRUCTURE sont en général en bon accord avec ceux obtenus par *Johnson et al*. La plus grande différence qui existe entre les deux calculs ne dépasse pas les 3%, sauf pour la transition d'intercombinaison $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$ où notre résultat est inférieur de $\sim 17\%$ par rapport à celui calculé par ces auteurs.

TAB. 4.1 – Probabilités de transition radiative A (s^{-1}) à partir de tous les niveaux $1s2l$ et $1s3l$ vers les niveaux inférieurs dans l'ion Ne^{8+} . Nos résultats sont désignés par RID comparés à ceux obtenus par *Johnson, Plante et Sapirstein* [15] désignés JPS, par *Porquet et Dubau* désignés POD [13] et par *Bautista* désignés BAU [14]. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

Transition	A (s^{-1})			
	RID	JPS	POD	BAU
$2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	-	1.09[4]	-	-
$2^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	9.96[7]	1.02[8]	1.00[8]	9.59[7]
$2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	4.47[9]	5.36[9]	4.47[9]	-
$2^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	1.03[8]	1.03[8]	1.04[8]	9.93[7]
$2^3P_2 \rightarrow 1^1S_0$	-	2.26[6]	-	-
$2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	1.11[8]	1.10[8]	1.12[8]	1.07[8]
$2^1S_0 \rightarrow 1^1S_0$	-	-	-	-
$2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$	9.36[12]	8.85[12]	-	-
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$	5.98[9]	-	6.08[9]	-
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$	1.80[10]	-	1.83[10]	-
$3^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$	3.05[10]	-	3.08[10]	-
$3^3P_0 \rightarrow 2^3S_1$	1.47[11]	-	1.47[11]	1.43[11]
$3^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$	1.51[9]	-	1.43[9]	-
$3^3P_1 \rightarrow 2^3S_1$	1.47[11]	-	1.46[11]	1.43[11]
$3^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$	1.47[11]	-	1.46[11]	1.43[11]
$3^1S_0 \rightarrow 2^1P_1$	6.46[10]	-	-	-
$3^3D_1 \rightarrow 2^3P_0$	2.43[11]	-	2.43[11]	2.42[11]
$3^3D_1 \rightarrow 2^3P_1$	1.82[11]	-	1.82[11]	1.81[11]
$3^3D_1 \rightarrow 2^3P_2$	1.21[10]	-	1.21[10]	1.20[10]
$3^3D_2 \rightarrow 2^3P_1$	3.21[11]	-	3.21[11]	3.18[11]
$3^3D_2 \rightarrow 2^3P_2$	1.06[11]	-	1.06[11]	1.04[11]
$3^3D_2 \rightarrow 2^1P_1$	9.07[9]	-	9.52[9]	-
$3^3D_3 \rightarrow 2^3P_2$	4.37[11]	-	4.37[11]	4.33[11]
$3^1D_2 \rightarrow 2^3P_1$	6.48[9]	-	6.86[9]	-
$3^1D_2 \rightarrow 2^3P_2$	2.99[9]	-	3.15[9]	-
$3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$	4.13[11]	-	4.09[11]	4.09[11]
$3^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$	3.04[12]	-	-	-
$3^1P_1 \rightarrow 2^1S_0$	1.58[11]	-	-	-

4.2.2 Forces de collision

Dans les tableaux 4.2 et 4.3, nous présentons les résultats de nos calculs des forces de collision pour les transitions à partir du niveau fondamental 1^1S_0 vers les différents sous-niveaux magnétiques M_i appartenant à chaque niveau $\Delta_i J_i$ issu des configurations $1s2l$ et $1s3l$ dans l'ion héliumoïde Ne^{8+} . Les résultats sont donnés pour trois valeurs de l'énergie des électrons incidents, 68, 90 et 140 Ry lorsqu'il s'agit des niveaux finaux $1s2l$, et pour deux valeurs 90 et 140 Ry lorsqu'il s'agit des niveaux finaux $1s3l$. La valeur d'énergie de 68 Ry se situe juste au dessus du seuil d'excitation de $1s^2$ vers $1s2l$. Sur ces mêmes tableaux nous avons reporté les valeurs des forces de collision totales en sommant sur les différents sous-niveaux finaux M_i . Il apparaît du tableau 4.2 que le processus d'excitation à partir du niveau fondamental peuple préférentiellement les sous-niveaux $|M_i| = 1$ du niveau 2^3P_1 par rapport à $|M_i| = 0$. Pour des énergies d'impact entre 68 et 140 Ry, le rapport des forces de collision $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 M_i = 1)/\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 M_i = 0)$ varie faiblement aux alentours de 3.

Il convient de mentionner que dans ce domaine d'énergie, les interactions relativistes dans l'ion Ne^{8+} conduisant au mélange spin-orbite entre les niveaux 2^1P_1 et 2^3P_1 n'ont pas d'effet significatif sur les forces de collision $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 0)$ et $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 1)$. Ceci peut être remarqué en notant une faible différence, d'une part, entre $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 0)$ et $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_2 2)$ et, d'autre part, entre $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 1)$ et $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_2 1)$. Dans le cadre de l'approximation du couplage LS pur, ces paires de forces de collision sont, comme il a été signalé par *Inal et Dubau* [3], strictement identiques. Pour être plus précis, on remarque que lorsqu'on inclut les effets relativistes, il y a une très légère diminution du rapport $\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 1)/\Omega(1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1 0)$. D'après le code SUPERSTRUCTURE, l'état 2^3P_1 en couplage intermédiaire est représenté comme une combinaison linéaire des états 2^3P_1 et 2^1P_1 du couplage LS comme suit :

$$|2^3P_1\rangle_{IC} = 0.999760 |2^3P_1\rangle_{LS} + 0.021860 |2^1P_1\rangle_{LS}$$

Il y a lieu de remarquer également à partir des tableaux 4.2 et 4.3 que l'excitation directe des niveaux 2^3S_1 et 3^3S_1 à partir du niveau fondamental n'est pas sélective par rapport à leurs différents sous-niveaux. Ceci est prévisible dans la mesure où ces deux niveaux ont $L = 0$ et sont correctement décrits dans le couplage LS (pas de mélange avec d'autres niveaux).

TAB. 4.2 – Forces de collision pour les transitions à partir du niveau fondamental 1^1S_0 vers les différents sous-niveaux magnétiques M_i appartenant à chaque niveau $1s2l$ dans l'ion héliumoïde Ne^{8+} . Les résultats sont donnés pour trois valeurs de l'énergie e_j de l'électron incident. Les énergies du seuil d'excitation ΔE ainsi que les forces de collision totales obtenues en sommant sur tous les sous-niveaux magnétiques M_i (symbolisées par Σ) sont aussi présentées. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

Niveau excité	M_i	ΔE (Ry)	e_j (Ry)		
			68	90	140
2^3S_1	0	66.425	8.87[-4]	6.59[-4]	3.82[-4]
	1		8.87[-4]	6.59[-4]	3.82[-4]
	Σ		2.66[-3]	1.98[-3]	1.14[-3]
2^3P_0	0	67.131	1.65[-3]	1.08[-3]	4.82[-4]
2^3P_1	0	67.139	7.22[-4]	4.47[-4]	2.16[-4]
	1		2.12[-3]	1.39[-3]	6.24[-4]
	Σ		4.96[-3]	3.24[-3]	1.46[-3]
2^3P_2	0	67.157	2.58[-3]	1.71[-3]	7.58[-4]
	1		2.12[-3]	1.39[-3]	6.20[-4]
	2		7.18[-4]	4.40[-4]	2.04[-4]
	Σ		8.26[-3]	5.38[-3]	2.41[-3]
2^1S_0	0	67.250	5.06[-3]	6.17[-3]	7.62[-3]
2^1P_1	0	67.701	8.07[-3]	1.44[-2]	2.40[-2]
	1		2.17[-3]	3.57[-3]	7.20[-3]
	Σ		1.24[-2]	2.15[-2]	3.84[-2]

TAB. 4.3 – Forces de collision pour les transitions à partir du niveau fondamental 1^1S_0 vers les différents sous-niveaux magnétiques M_i appartenant à chaque niveau $1s3l$ dans l'ion héliumoïde Ne^{8+} . Les résultats sont donnés pour deux valeurs de l'énergie e_j de l'électron incident. Les énergies du seuil d'excitation ΔE ainsi que les forces de collision totales obtenues en sommant sur tous les sous-niveaux magnétiques M_i (symbolisées par Σ) sont aussi présentées. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

Niveau excité	M_i	ΔE (Ry)	e_j (Ry)	
			90	140
3^3S_1	0	78.482	2.04[-4]	1.15[-4]
	1		2.04[-4]	1.15[-4]
	Σ		6.11[-4]	3.47[-4]
3^3P_0	0	78.675	3.30[-4]	1.48[-4]
3^3P_1	0	78.677	1.34[-4]	6.02[-5]
	1		4.29[-4]	1.94[-4]
	Σ		9.92[-4]	4.49[-4]
3^3P_2	0	78.682	5.29[-4]	2.40[-4]
	1		4.30[-4]	1.95[-4]
	2		1.34[-4]	5.82[-5]
	Σ		1.66[-3]	7.45[-4]
3^1S_0	0	78.720	1.16[-3]	1.65[-3]
3^3D_1	0	78.786	7.76[-5]	2.46[-5]
	1		2.68[-5]	9.76[-6]
	Σ		1.31[-4]	4.41[-5]
3^3D_2	0	78.787	4.43[-5]	2.02[-5]
	1		7.25[-5]	2.49[-5]
	2		1.49[-5]	7.27[-6]
	Σ		2.19[-4]	8.45[-5]
3^3D_3	0	78.789	9.56[-5]	2.90[-5]
	1		7.50[-5]	2.37[-5]
	2		2.84[-5]	1.12[-5]
	3		1.97[-6]	2.06[-6]
	Σ		3.06[-4]	1.03[-4]
3^1D_2	0	78.794	1.36[-4]	1.73[-4]
	1		4.06[-5]	1.15[-4]
	2		5.62[-6]	2.88[-5]
	Σ		2.29[-4]	4.60[-4]
3^1P_1	0	78.834	2.14[-3]	4.40[-3]
	1		5.38[-4]	1.22[-3]
	Σ		3.22[-3]	6.84[-3]

L'excitation collisionnelle à partir du niveau métastable 2^3S_1 peuple principalement les niveaux $2^3P_{0,1,2}$. Les forces de collision pour les transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^1S_0$ et $2^3S_1 \rightarrow 2^1P_1$, qui s'accompagnent d'un changement de spin, sont négligeables dans tout l'intervalle des énergies considérées. Le tableau 4.4 montre nos résultats des forces de collision à partir des différents sous-niveaux magnétiques M_j du niveau métastable 2^3S_1 vers les différents sous-niveaux M_i de chaque niveau de structure fine 2^3P , ceci pour les même valeurs de l'énergie des électrons incidents considérées dans le tableau 4.2. Il faut mentionner que ces énergies sont très grandes comparées à l'énergie du seuil d'excitation pour les transitions $\Delta n = 0$. En effet, la différence d'énergie entre le niveau fondamental et les niveaux $n = 2$ peut être 100 fois plus importante que celle entre des niveaux $n = 2$ eux-mêmes.

Compte tenu de la relation de symétrie (2.26), le nombre des forces de collision indépendantes entre sous-niveaux est réduit à 2 pour 2^3P_0 , à 5 pour 2^3P_1 et à 8 pour 2^3P_2 . Nous avons comparé nos résultats avec ceux interpolés à partir de calculs effectués par *Zhang et Sampson* [16] pour les deux valeurs d'énergie 68 et 90 Ry. Les résultats obtenus par *Zhang et Sampson* ont été calculés à des énergies de 60 et 93 Ry qui sont légèrement différentes de celles considérées ici. Leurs résultats ont été interpolés au moyen de *mathematica* pour la comparaison. Ces auteurs ont utilisé deux approches entièrement relativistes *Relativistic – distorted – wave* et *Relativistic – Coulomb – Bethe* qui sont complémentaires. Il peut être constaté à partir du tableau 4.4 un bon accord entre nos résultats et ceux interpolés de *Zhang et Sampson*. Pour les transitions optiquement permises pour lesquelles $\Delta M = |M_i - M_j| = 0$ ou 1, l'écart le plus important réside dans les transitions où $\Delta M = 0$, cet écart ne dépassant pas 11.6-15.5% pour 68-90 Ry. Pour les transitions optiquement interdites pour lesquelles les forces de collisions sont très petites, comme dans le cas de la transition $2^3S_1 M_j = 0 \rightarrow 2^3P_1 M_i = 0$ et celles avec $\Delta M = 2$, nos résultats sont de 10 à 17% au dessus de ceux calculés dans [16].

Nous pouvons remarquer à partir du tableau 4.4 que les plus grandes valeurs des forces de collision correspondent aux transitions entre sous-niveaux magnétiques où $\Delta M = 1$. D'autre part, les transitions $2^3S_1 M_j = \pm 1 \rightarrow 2^3P_2 M_i = \mp 2$ impliquant $\Delta M = 3$ sont les plus faibles, les valeurs des forces de collision correspondantes ne dépassant pas 10^{-6} . Un autre point important à noter est l'accroissement (décroissement) des forces de collision en fonction de l'énergie d'impact des électrons pour $\Delta M = 1$ ($\Delta M = 0$) du moins pour l'intervalle d'énergie considéré ici. Il est aussi intéressant de noter que la force de collision $\Omega(2^3S_1 M_j \rightarrow 2^3P_1 M_i)$ où $\Delta J = 0$ est

symétrique par rapport à M_j et M_i , même pour $\Delta M = \pm 1$. Ceci est dû à l'égalité qui existe entre les carrés des deux coefficients de *Clebsch - Gordan* $C(111 - 1; 10)$ et $C(1101; 11)$ intervenant dans l'équation (2.36) qui donne la contribution de *Coulomb - Bethe*.

A partir des calculs que nous avons effectués, nous constatons que les deux forces de collision $\sum_{J_i, M_i} \Omega(2^3S_1 M_j \rightarrow 2^3P_{J_i} M_i)$ pour $M_j = 0$ et $M_j = 1$ obtenues en sommant sur les différents niveaux finaux J_i du terme 2^3P et sur leurs sous-niveaux magnétiques M_i sont pratiquement les mêmes indépendamment de l'énergie des électrons incidents. Ceci signifie que la désexcitation collisionnelle du niveau 2^3S_1 n'est pas sélective en ce qui concerne ses sous-niveaux magnétiques et, par conséquent, elle n'affecte pas l'alignement de ce niveau causé par les cascades radiatives à partir de 2^3P_2 et d'autres niveaux supérieurs ayant un moment angulaire non nul. On peut voir à partir du tableau 4.4 que l'excitation à partir du sous-niveau $2^3S_1 M_j = 0$ peuple presque seulement les sous-niveaux $M_i \pm 1$ du niveau 2^3P_1 tandis que l'excitation à partir du sous-niveau $2^3S_1 M_j = 1$ conduit surtout au peuplement du sous-niveau $2^3P_1 M_i = 0$. Dans le cas du niveau 2^3P_2 , l'excitation à partir du sous-niveau $2^3S_1 M_j = 0$ peuple de façon dominante les sous-niveaux $M_i = \pm 1$, tandis que les sous-niveaux $M_i = \pm 2$ sont préférentiellement peuplés par excitation à partir des sous-niveaux $2^3S_1 M_j = \pm 1$, respectivement.

Afin d'avoir une idée sur quels sous-niveaux magnétiques des niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 sont réellement favorisés par l'excitation à partir du niveau métastable 2^3S_1 , nous avons supposé que les sous-niveaux de 2^3S_1 sont également peuplés et nous avons inclus dans le tableau 4.4 les forces de collision $\Omega(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{1,2} M_i)$ sommé sur les M_j des sous-niveaux magnétiques initiaux. Dans le cas de l'excitation ($2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$), nous pouvons voir qu'elle favorise le sous-niveau supérieur $M_i = 0$ par rapport au sous-niveau $M_i = \pm 1$. Par conséquent, l'excitation collisionnelle à partir de 2^3S_1 tend à s'opposer au peuplement préférentiel du sous-niveau $2^3P_1 M_i = 1$ dû à l'excitation directe à partir du niveau fondamental. On trouve que lorsque l'énergie d'impact croît de 68 à 140 Ry, le rapport des deux forces de collision $\Omega(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1 0)/\Omega(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1 1)$ augmente de 1.52 à 1.70. On peut s'attendre à ce que lorsque la densité électronique augmente, l'excitation $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ fait diminuer significativement l'alignement du niveau 2^3P_1 . Concernant l'excitation, $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, nos résultats montrent qu'elle conduit au peuplement préférentiel des sous-niveaux magnétiques M_i du niveau supérieur suivant l'ordre décroissant c'est à dire $M_i = 2, 1, 0$. Ceci est contraire à l'effet d'excitation à partir du niveau fondamen-

tal $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_2$. Nos calculs indiquent que l'excitation à partir du niveau métastable 2^3S_1 peut apporter une contribution plus importante à la population du sous-niveau $2^3P_1 M_i = 0$ par rapport aux deux sous-niveaux $M_i = \pm 1$ aussi longtemps que le rapport des populations $N(2^3S_1 0)/N(2^3S_1 1)$ est inférieur à 1.68 et 1.82 pour des énergies de l'électrons incident de 68 et 140 Ry, respectivement. Ce même déséquilibre de populations des sous-niveaux magnétiques $2^3S_1 M_j = 0$ et $M_j = 1$ est aussi nécessaire pour surpeupler, par excitation à partir de 2^3S_1 , le sous-niveau $M_i = 2$ du niveau 2^3P_2 par rapport au sous-niveau $M_i = 1$. Comme il sera vu ultérieurement, les calculs prédisent que le rapport de populations $N(2^3S_1 M_j = 0)/N(2^3S_1 M_j = 1)$ varie entre 1.48 et 0.91 lorsque l'énergie et la densité des électrons passent, respectivement, de 68 à 140 Ry et de 10^9 à $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

TAB. 4.4 – Forces de collision pour les transitions à partir des sous-niveaux magnétiques M_j du niveau métastable 2^3S_1 vers les sous-niveaux magnétiques M_i de chacun des niveaux triplet $1s2p$ dans l'ion Ne^{8+} aux mêmes valeurs d'énergie de l'électron incident e_j considérées dans les tableaux 4.2 et 4.3. Les forces de collision $\Omega(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{J_i}M_i)$ sommées sur M_j ainsi que les forces de collision totales (niveau-à-niveau) $\Omega(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{J_i})$ sommées sur M_j et M_i sont aussi présentées. Pour les deux énergies de l'électron incident, 68 et 90 Ry, nos résultats, désignés par RID, sont comparés à ceux, désignés ZS, obtenus par *Zhang et Sampson* [16]. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

		e_j (Ry)					
		68		90		140	
M_j	M_i	RID	ZS	RID	ZS	RID	
Niveau final : 2^3P_0							
0	0	1.38[-1]	1.54[-1]	1.17[-1]	1.31[-1]	9.41[-2]	
1	0	4.31[-1]	4.67[-1]	4.70[-1]	4.93[-1]	5.28[-1]	
Σ_{M_j}	0	1.00	1.09	1.06	1.12	1.15	
Niveau final : 2^3P_1							
0	0	4.34[-4]	3.79[-4]	3.01[-4]	2.69[-4]	1.56[-4]	
0	1	6.45[-1]	6.99[-1]	7.04[-1]	7.39[-1]	7.91[-1]	
1	-1	2.03[-4]	1.77[-4]	1.41[-4]	1.26[-4]	7.35[-5]	
1	0	6.45[-1]	6.99[-1]	7.04[-1]	7.39[-1]	7.91[-1]	
1	1	2.06[-1]	2.32[-1]	1.75[-1]	1.96[-1]	1.41[-1]	
Σ_{M_j}	0	1.29	1.40	1.41	1.48	1.58	
Σ_{M_j}	1	8.51[-1]	9.31[-1]	8.79[-1]	9.35[-1]	9.32[-1]	
Σ_{M_j}	Σ_{M_i}	2.99	3.26	3.17	3.35	3.44	
Niveau final : 2^3P_2							
0	0	2.74[-1]	3.15[-1]	2.32[-1]	2.68[-1]	1.89[-1]	
0	1	6.46[-1]	7.04[-1]	7.05[-1]	7.41[-1]	7.91[-1]	
0	2	4.35[-4]	3.62[-4]	3.01[-4]	2.60[-4]	1.57[-4]	
1	-2	8.18[-7]	0.0	6.44[-7]	0.0	4.60[-7]	
1	-1	2.17[-4]	1.81[-4]	1.51[-4]	1.30[-4]	7.85[-5]	
1	0	2.16[-1]	2.33[-1]	2.35[-1]	2.46[-1]	2.64[-1]	
1	1	2.05[-1]	2.30[-1]	1.74[-1]	1.99[-1]	1.42[-1]	
1	2	1.29	1.40	1.41	1.48	1.58	
Σ_{M_j}	0	7.05[-1]	7.79[-1]	7.02[-1]	7.59[-1]	7.16[-1]	
Σ_{M_j}	1	8.52[-1]	9.33[-1]	8.79[-1]	9.38[-1]	9.32[-1]	
Σ_{M_j}	2	1.29	1.39	1.41	1.47	1.58	
Σ_{M_j}	Σ_{M_i}	4.99	5.42	5.28	5.58	5.74	

4.3 Résultats numériques et discussions

4.3.1 Populations des sous-niveaux magnétiques

Comme il a été mentionné dans le chapitre précédent, en régime de densité n_e considéré dans notre étude qui varie de 10^9 à 10^{14} cm^{-3} , les sous-niveaux M_J du niveau 2^1P_1 sont essentiellement peuplés par excitation à partir du niveau fondamental. L'excitation à partir du niveau métastable 2^1S_0 est très faiblement efficace. L'excitation à partir du fondamental vers 2^1P_1 est immédiatement suivie de déclin radiatif vers le fondamental. Par conséquent, le niveau 2^1P_1 ne fournit aucune contribution au peuplement des autres niveaux triplets $n = 2$. En appliquant alors la formule (3.36) permettant de calculer le degré de polarisation de la raie $w(2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0)$ directement en fonction des forces de collision à partir du fondamental, nous avons obtenu $P(w) = 57.6\%$, 60.3% , 53.8% pour des énergies de l'électron incident de 68, 90 et 140 Ry, respectivement.

En ce même régime de densité n_e considéré ici, les processus de peuplement et de dépeuplement des quatre niveaux triplets de $n = 2$ font intervenir de façon significative en plus de l'excitation collisionnelle à partir du fondamental 1^1S_0 , les transitions collisionnelles à partir du niveau métastable 2^3S_1 ainsi que les cascades radiatives provenant des niveaux supérieurs $n = 2$ et $n = 3$. Pour évaluer les populations des différents sous-niveaux magnétiques, qui sont requises dans le calcul de la polarisation des raies, nous avons résolu un système d'équations couplées en introduisant nos valeurs des forces de collision et des probabilités de transition radiative présentées dans les tableaux 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4. Dans ce système d'équations, la population de chaque sous-niveau magnétique est exprimée en fonction des populations des autres sous-niveaux qui font peupler ce même sous-niveau soit par des processus collisionnels ou radiatifs. La résolution de ce système d'équations nécessite l'utilisation de la relation de normalisation des populations, qui s'écrit :

$$\sum_{\Delta_k J_k M_k} N(\Delta_k J_k M_k) = 1,$$

où la somme sur $\Delta_k J_k$ porte sur tous les niveaux inclus dans le système d'équations.

Sur le tableau 4.5, nous présentons nos résultats des populations des sous-niveaux magnétiques obtenus pour le niveau métastable 2^3S_1 et le niveau 2^3P_1 à diverses densités n_e entre 10^9 et 5×10^{13} cm^{-3} et pour les trois valeurs de l'énergie des électrons incidents 68, 90 et 140 Ry. Par ailleurs, nos résultats des populations des sous-niveaux de $2^3P_{0,2}$ sont consignés dans le tableau 4.6 pour les mêmes valeurs de

densité et d'énergie considérées dans le tableau 4.5. A partir des tableaux 4.5 et 4.6, il apparaît que les populations des sous-niveaux $2^3S_1 M_J = 0$ et $M_J = 1$ peuvent être significativement différentes l'une de l'autre surtout à basses densités. De plus, ces populations sont largement supérieures aux populations des autres sous-niveaux excités. On peut également remarquer que, comme prévu, lorsque la densité électronique n_e augmente, les populations $N(2^3S_1 M_J = 0)$ et $N(2^3S_1 M_J = 1)$ croissent moins lentement que les populations des autres sous-niveaux, ceci étant dû au rôle croissant joué par les collisions dans le dépeuplement des sous-niveaux métastables. En ce qui concerne les populations des sous-niveaux $2^3P_1 M_J = 0$ et $M_J = 1$, on peut constater à partir du tableau 4.5 qu'elles augmentent, du fait de l'excitation collisionnelle à partir du niveau 2^3S_1 , différemment avec la densité électronique pour une énergie d'impact donnée. Par voie de conséquence, le rapport des populations $N(2^3P_1 M_J = 0)/N(2^3P_1 M_J = 1)$ est clairement dépendant de la densité électronique. Cette dépendance se manifestera évidemment sur le degré de polarisation de la raie γ issue du niveau 2^3P_1 .

TAB. 4.5 – Populations relatives des différents sous-niveaux M_J des niveaux triplets 2^3S_1 et 2^3P_1 pour diverses densités des électrons du faisceau incident comprises entre 10^{10} et 10^{13} cm^{-3} . Les première, deuxième et troisième lignes correspondent aux valeurs de l'énergie des électrons incidents 68, 90 et 140 Ry, respectivement. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

$n_e(\text{cm}^{-3})$	2^3S_1		2^3P_1	
	$M_J = 0$	$M_J = 1$	$M_J = 0$	$M_J = 1$
10^{10}	1.12[-5]	7.74[-6]	3.13[-12]	9.09[-12]
	9.59[-6]	6.50[-6]	2.27[-12]	5.69[-12]
	3.56[-6]	2.48[-6]	8.67[-13]	2.06[-12]
5×10^{10}	5.51[-5]	3.85[-5]	1.65[-11]	4.62[-11]
	4.73[-5]	3.24[-5]	1.20[-11]	2.90[-11]
	1.76[-5]	1.23[-5]	4.57[-12]	1.05[-11]
10^{11}	1.08[-4]	7.64[-5]	3.51[-11]	9.42[-11]
	9.32[-5]	6.43[-5]	2.57[-11]	5.94[-11]
	3.47[-5]	2.46[-5]	9.71[-12]	2.14[-11]
3×10^{11}	3.05[-4]	2.23[-4]	1.29[-10]	3.03[-10]
	2.63[-4]	1.88[-4]	9.66[-11]	1.94[-10]
	9.87[-5]	7.21[-5]	3.58[-11]	6.92[-11]
5×10^{11}	4.80[-4]	3.60[-4]	2.53[-10]	5.34[-10]
	4.15[-4]	3.05[-4]	1.92[-10]	3.47[-10]
	1.57[-4]	1.17[-4]	7.04[-11]	1.23[-10]
7×10^{11}	6.37[-4]	4.89[-4]	4.05[-10]	7.86[-10]
	5.52[-4]	4.16[-4]	3.09[-10]	5.16[-10]
	2.09[-4]	1.61[-4]	1.13[-10]	1.82[-10]
10^{12}	8.45[-4]	6.69[-4]	6.77[-10]	1.20[-9]
	7.34[-4]	5.71[-4]	5.22[-10]	7.94[-10]
	2.80[-4]	2.22[-4]	1.90[-10]	2.80[-10]
3×10^{12}	1.74[-3]	1.54[-3]	3.47[-9]	4.55[-9]
	1.53[-3]	1.34[-3]	2.78[-9]	3.15[-9]
	6.00[-4]	5.37[-4]	1.02[-9]	1.10[-9]
5×10^{12}	2.22[-3]	2.06[-3]	7.22[-9]	8.47[-9]
	1.97[-3]	1.83[-3]	5.89[-9]	5.99[-9]
	7.84[-4]	7.44[-4]	2.18[-9]	2.10[-9]
7×10^{12}	2.53[-3]	2.41[-3]	1.15[-8]	1.27[-8]
	2.25[-3]	2.16[-3]	9.45[-9]	9.05[-9]
	9.06[-4]	8.90[-4]	3.53[-9]	3.19[-9]
10^{13}	2.83[-3]	2.77[-3]	1.83[-8]	1.92[-8]
	2.53[-3]	2.49[-3]	1.53[-8]	1.39[-8]
	1.03[-3]	1.04[-3]	5.77[-9]	4.90[-9]

TAB. 4.6 – Populations relatives des différents sous-niveaux M_J des niveaux triplets 2^3P_0 et 2^3P_2 pour diverses densités des électrons du faisceau incident comprises entre 10^{10} et 10^{13} cm^{-3} . Les première, deuxième et troisième entrées correspondent aux valeurs de l'énergie des électrons incidents 68, 90 et 140 Ry, respectivement. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

$n_e(\text{cm}^{-3})$	2^3P_0	2^3P_2		
	$M_J = 0$	$M_J = 0$	$M_J = 1$	$M_J = 2$
10^{10}	3.79[-10]	5.39[-10]	4.43[-10]	1.52[-10]
	2.43[-10]	3.47[-10]	2.81[-10]	9.82[-11]
	8.70[-11]	1.22[-10]	1.00[-10]	3.73[-11]
5×10^{10}	1.93[-9]	2.72[-9]	2.25[-9]	7.99[-10]
	1.25[-9]	1.76[-9]	1.43[-9]	5.24[-10]
	4.45[-10]	6.16[-10]	5.11[-10]	1.98[-10]
10^{11}	3.95[-9]	5.51[-9]	4.58[-9]	1.70[-9]
	2.56[-9]	3.56[-9]	2.94[-9]	1.13[-9]
	9.12[-10]	1.25[-9]	1.04[-9]	4.24[-10]
3×10^{11}	1.29[-8]	1.72[-8]	1.47[-8]	6.27[-9]
	8.49[-9]	1.12[-8]	9.58[-9]	4.33[-9]
	3.00[-9]	3.90[-9]	3.38[-9]	1.60[-9]
5×10^{11}	2.31[-8]	2.98[-8]	2.60[-8]	1.23[-8]
	1.54[-8]	1.95[-8]	1.71[-8]	8.72[-9]
	5.43[-9]	6.75[-9]	6.01[-9]	3.18[-9]
7×10^{11}	3.45[-8]	4.32[-8]	3.83[-8]	1.96[-8]
	2.32[-8]	2.83[-8]	2.54[-8]	1.42[-8]
	8.16[-9]	9.78[-9]	8.90[-9]	5.15[-9]
10^{12}	5.34[-8]	6.45[-8]	5.82[-8]	3.29[-8]
	3.65[-8]	4.25[-8]	3.91[-8]	2.42[-8]
	1.28[-8]	1.46[-8]	1.37[-8]	8.76[-9]
3×10^{12}	2.20[-7]	2.32[-7]	2.21[-7]	1.68[-7]
	1.58[-7]	1.57[-7]	1.55[-7]	1.32[-7]
	5.56[-8]	5.37[-8]	5.39[-8]	4.79[-8]
5×10^{12}	4.25[-7]	4.23[-7]	4.13[-7]	3.51[-7]
	3.13[-7]	2.91[-7]	2.94[-7]	2.81[-7]
	1.12[-7]	1.00[-7]	1.03[-7]	1.04[-7]
7×10^{12}	6.50[-7]	6.27[-7]	6.17[-7]	5.58[-7]
	4.86[-7]	4.35[-7]	4.43[-7]	4.52[-7]
	1.75[-7]	1.50[-7]	1.55[-7]	1.68[-7]
10^{13}	1.01[-6]	9.43[-7]	9.36[-7]	8.91[-7]
	7.63[-7]	6.62[-7]	6.79[-7]	7.31[-7]
	2.77[-7]	2.29[-7]	2.39[-7]	2.76[-7]

4.3.2 Dépendance en densité du degré de polarisation de la raie γ

A partir des résultats des populations des sous-niveaux $M_J = 0$ et $M_J = 1$ du niveau 2^3P_1 , nous avons pu calculer le degré de polarisation linéaire de la raie γ en utilisant l'équation (3.26). Sur la figure 4.1, nous avons tracé les variations de ce degré de polarisation en fonction de la densité électronique n_e entre 10^9 et 5×10^{13} cm^{-3} et ceci pour les trois valeurs de l'énergie e_j de l'électron incident, 68, 90 et 140 Ry. Pour des densités inférieures à $\sim 10^{10}$ cm^{-3} où les niveaux excités sont peuplés presque entièrement par collisions à partir du niveau fondamental, la raie γ se trouve polarisée entre -49.1% et -41.0% dans l'intervalle d'énergie de 68 à 140 Ry. Mentionnons que ce large degré de polarisation de la raie γ , qui est négatif, intervient grâce à l'effet très faible du mélange spin-orbite entre les niveaux 2^1P_1 et 2^3P_1 exercé sur les deux transitions collisionnelles $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_1$ $M_J = 0$ et $M_J = 1$. A des densités suffisamment basses et pour la plus grande énergie d'impact (140 Ry) pour laquelle l'effet de mélange spin-orbite est le plus important, nos calculs montrent que $P(\gamma)$ se réduit légèrement de -42.7% à -41.1% lorsqu'on tient compte de cet effet. Par contraste à l'ion Ne^{8+} où Z est petit, cet effet de mélange devient de plus en plus important lorsque Z augmente, et peut faire diminuer notablement $P(\gamma)$.

Lorsque la densité électronique augmente à partir de $\sim 10^{11}$ cm^{-3} , on peut remarquer en regardant la figure 4.1 que le degré de polarisation $P(\gamma)$ décroît en valeur absolue rapidement et change de signe approximativement à 1.5×10^{13} cm^{-3} pour $e_j = 68$ Ry, 5.5×10^{12} cm^{-3} pour $e_j = 90$ Ry et 4.2×10^{12} cm^{-3} pour $e_j = 140$ Ry. Cette forte dépolarisation de la raie γ découle de l'accroissement considérable de la population du niveau 2^3P_1 dû à l'excitation collisionnelle à partir du niveau métastable 2^3S_1 . Cette excitation tend à s'opposer à celle à partir du niveau fondamental en favorisant plutôt le sous-niveau supérieur $M_J = 0$ que $M_J = \pm 1$. Comme déjà discuté auparavant, un tel peuplement préférentiel du sous-niveau 2^3P_1 $M_J = 0$ par excitation à partir de 2^3S_1 est de plus en plus efficace lorsque le rapport de populations $N(2^3S_1 M_J = 0)/N(2^3S_1 M_J = 1)$ décroît au-dessous de 1.68, ce qui se réalise avec l'augmentation de la densité des électrons. Nos calculs montrent que lorsque la densité électronique n_e excède 3×10^{12} cm^{-3} pour une énergie de 68 Ry, la population de 2^3P_1 est due davantage à l'excitation à partir du niveau métastable plutôt que celle à partir du niveau fondamental. Pour une densité égale à 5×10^{12} cm^{-3} , par exemple, nous obtenons des contributions de 56% et 44% à la population du niveau 2^3P_1 dues aux excitations à partir des niveaux, respectivement, 2^3S_1 et 1^1S_0 . Pour

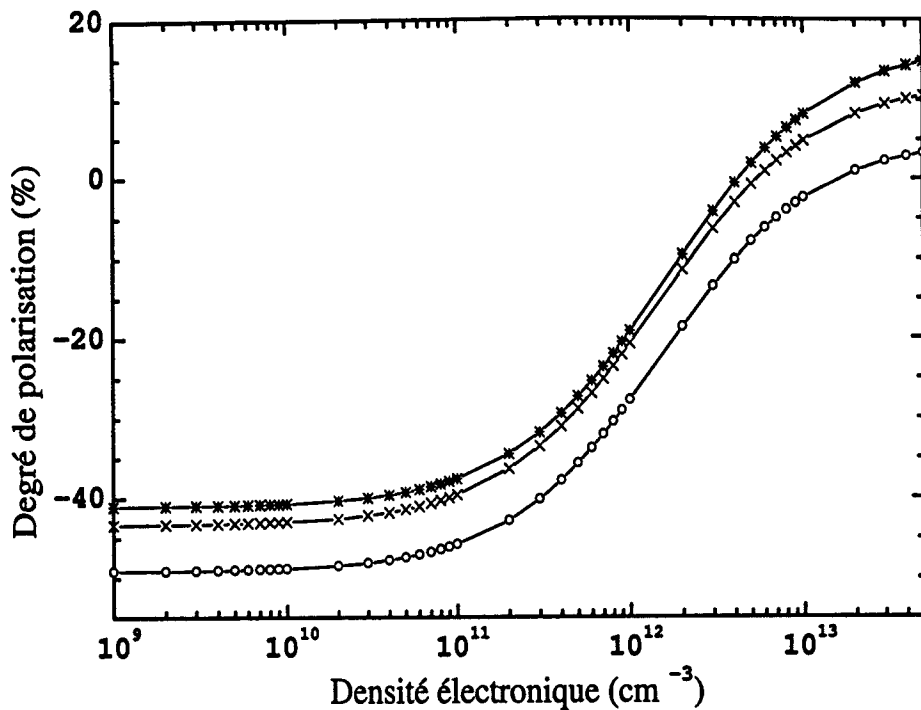


FIG. 4.1 – Degré de polarisation de la raie d'intercombinaison γ en fonction de la densité électronique du faisceau incident pour trois valeurs d'énergie, 68 Ry (o), 90 Ry (x), et 140 Ry (*).

la même valeur de densité, ces proportions se creusent à 62% et 33% respectivement pour $e_j = 90$ Ry, les 5% restants étant dû à la contribution des cascades radiatives à partir des niveaux $n = 3$.

En ce qui concerne le niveau métastable, nous pouvons dire qu'il est essentiellement peuplé par cascades. Par exemple, à $n_e = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $e_j = 90$ Ry 91% de la population de 2^3S_1 provient des cascades à partir des niveaux supérieurs et 9% de l'excitation à partir du niveau fondamental. En outre, le taux de dépeuplement du niveau 2^3S_1 est dominé à 64% par le taux de désexcitation collisionnelle vers les trois niveaux de 2^3P . On peut aussi remarquer sur la figure 4.1 que lorsque n_e croît de 10^{13} à $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, il y a une augmentation substantielle de $P(\gamma)$ de -2.4% à 3.3% pour 68 Ry, de 4.8% à 10.6% pour 90 Ry et de 8.1% à 14.8% pour 140 Ry.

Nous avons également effectué des calculs de $P(\gamma)$ à $e_j = 68$ Ry et $e_j = 90$ Ry en utilisant les valeurs des forces de collision $\Omega(2^3S_1 M_j \rightarrow 2^3P_{J_i} M_i)$ interpolées à partir des résultats entièrement relativistes obtenus par *Zhang et Sampson* [16], et qui sont présentées dans la colonne ZS du tableau 4.4. Nous n'avons pas jugé utile de présenter ces calculs dans la mesure où nous n'avons constaté aucune différence significative entre ces résultats et ceux présentés dans la figure 4.1.

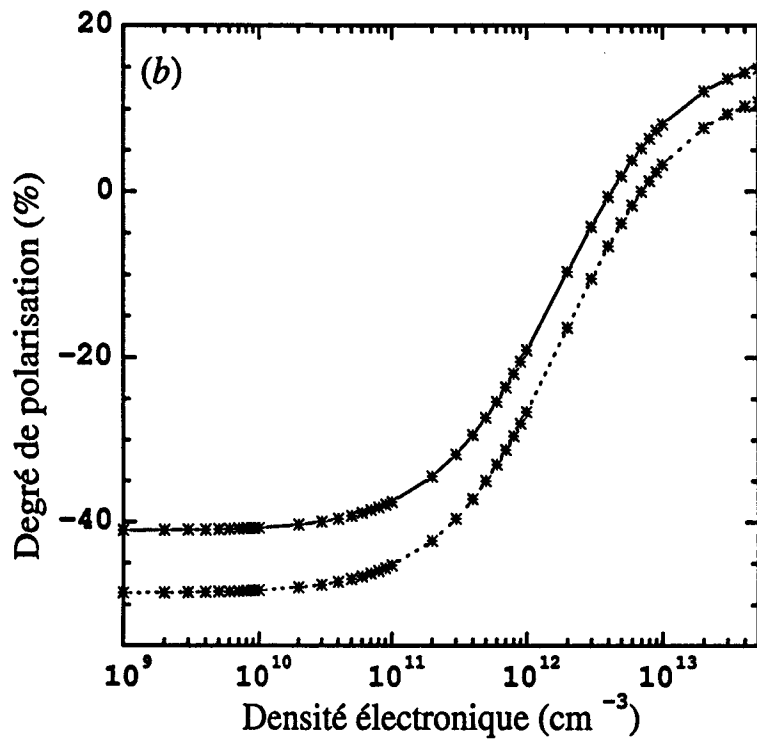
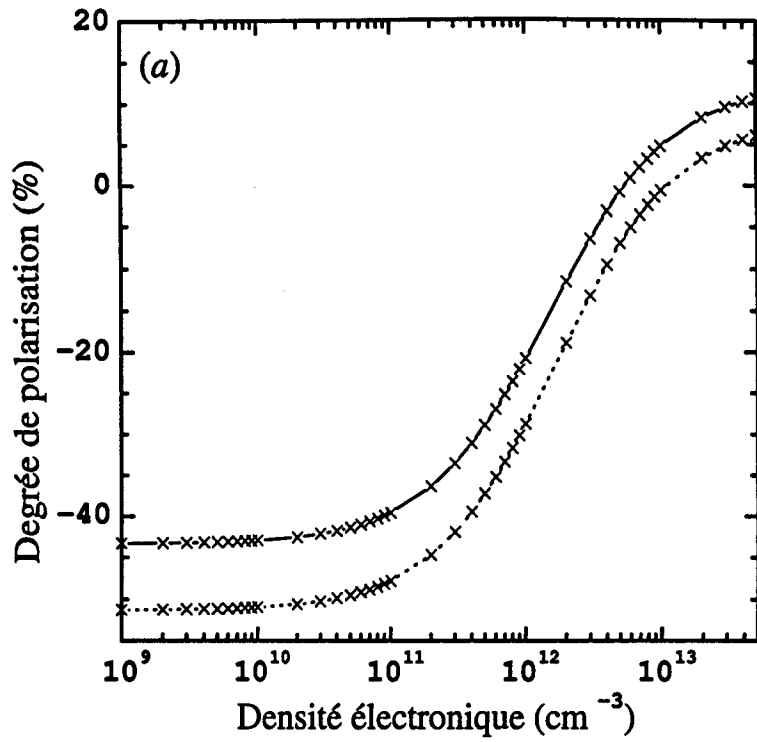


FIG. 4.2 - Degré de polarisation de la raie γ en fonction de la densité des électrons incidents calculé avec (ligne continue) et sans (ligne discontinue) inclusion des cascades radiatives à partir des niveaux $n = 3$ qui contribuent au peuplement des niveaux $n = 2$ pour deux énergies de l'électron incident, 90 Ry (a) et 140 Ry (b).

Pour illustrer les effets des cascades radiatives, nous avons, d'une part, reporté sur les figures 4.2(a) et 4.2(b) les résultats de $P(y)$ déjà représentés sur la figure 4.1 à $e_j = 90$ et 140 Ry, respectivement, en même temps que les résultats de $P(y)$ calculés sans tenir compte de la contribution des cascades au peuplement de tous les niveaux triplets $n = 2$ à partir des niveaux supérieurs $n = 3$. D'autre part, sur le tableau 4.7, nous présentons le degré de polarisation $P(y)$ calculé dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif comprenant seulement le niveau fondamental, le niveau métastable et le niveau supérieur de la raie y (colonne a), ajoutant les niveaux 2^3P_0 et 2^3P_2 (colonne b), et incluant encore les huit niveaux considérés de $n = 3$ pour les deux valeurs d'énergie accessibles 90 et 140 Ry (colonne c). Ces résultats sont obtenus pour un grand nombre de valeurs de densité comprises entre 10^{10} et 10^{13} cm^{-3} . La comparaison d'une part, entre les deux courbes de chacune des figures (a) et (b) de 4.2 et d'autre part, entre les valeurs des colonnes (b) et (c) du tableau 4.7, nous permet de dire que l'inclusion des cascades à partir des niveaux $n = 3$ peut provoquer une réduction significative du degré de polarisation de y surtout à basses densités. Cette inclusion des cascades conduit également à un décalage du changement de signe de $P(y)$ vers des densités plus petites. La réduction significative du degré de polarisation de y dans le domaine des faibles densités est due principalement aux cascades qui alimentent le niveau 2^3P_1 , dont la contribution peut atteindre les 12%. Cette contribution devient très petite lorsque la densité augmente au delà de $\sim 10^{12}$ cm^{-3} . A ces densités, la réduction de $P(y)$ est due surtout aux cascades alimentant le niveau métastable 2^3S_1 . Mentionnons qu'à $n_e > 5 \times 10^{12}$ cm^{-3} , les cascades à partir des niveaux $n = 3$ vers 2^3P_1 contribuent de moins de 5% à sa population. Evidemment, à basses densités, les cascades à partir des niveaux $n = 3$ vers 2^3S_1 ne jouent aucun rôle dans le peuplement du niveau 2^3P_1 , par contre à hautes densités ces cascades deviennent quelque peu appréciables.

En procédant maintenant à une comparaison des valeurs des colonnes (a) et (b) du tableau 4.7, nous voyons que pour une énergie d'impact e_j donnée et lorsque la densité électronique augmente, il peut y avoir une réduction importante de $P(y)$ due à l'inclusion des cascades radiatives à partir des niveaux $2^3P_{0,2}$ vers le niveau métastable 2^3S_1 . Par exemple à $n_e = 10^{13}$ cm^{-3} , nos calculs montrent que lorsque les cascades à partir de 2^3P_0 et 2^3P_2 sont incluses, la population du niveau 2^3S_1 augmente d'un facteur aussi élevé que ~ 4.5 et ~ 4.0 pour $e_j = 68$ Ry et $e_j = 90$ Ry, respectivement. Si les contributions de ces cascades au peuplement de 2^3S_1 ne sont pas prises en compte, nos calculs ne prédisent aucun changement de signe de $P(y)$

sur tout le domaine de densité situé entre 10^9 et 5×10^{13} cm^{-3} et celui d'énergie variant de 68 à 140 Ry.

TAB. 4.7 – Comparaison des résultats du degré de polarisation (en %) de la raie y obtenus par le modèle collisionnel-radiatif incluant (a) 3 niveaux (1^1S_0 , 2^3S_1 et 2^3P_1), (b) 5 niveaux (+ 2^3P_0 et 2^3P_2) et (c) 13 niveaux (plus les 8 niveaux avec $n = 3$ énumérés dans le tableau 4.3) pour plusieurs valeurs de densité électronique et pour les trois valeurs de l'énergie de l'électron incident.

$n_e(\text{cm}^{-3})$	e_j (Ry)								
	68			90			140		
	(a)	(b)	(c)	(a)	(b)	(c)	(a)	(b)	(c)
10^{10}	-49.1	-48.8	-51.2	-51.0	-42.9	-48.4	-48.2	-40.7	
5×10^{10}	-48.7	-47.4	-50.8	-49.5	-41.4	-47.9	-46.8	-39.2	
10^{11}	-48.2	-45.8	-50.2	-47.8	-39.6	-47.3	-45.2	-37.5	
3×10^{11}	-46.4	-40.1	-48.2	-41.9	-33.5	-45.1	-39.6	-31.8	
5×10^{11}	-44.9	-35.7	-46.4	-37.2	-28.8	-43.0	-35.0	-27.3	
7×10^{11}	-43.4	-32.0	-44.7	-33.3	-25.1	-41.2	-31.2	-23.6	
10^{12}	-41.5	-27.7	-42.5	-28.7	-20.7	-38.7	-26.6	-19.1	
3×10^{12}	-33.4	-13.5	-33.0	-13.2	-6.4	-27.8	-10.5	-4.2	
5×10^{12}	-29.1	-8.0	-27.9	-6.9	-0.8	-21.8	-3.8	+1.9	
7×10^{12}	-26.4	-5.0	-24.7	-3.5	+2.2	-18.0	-0.1	+5.2	
10^{13}	-23.8	-2.4	-21.6	-0.6	+4.8	-14.4	+3.2	+8.1	

4.3.3 Effet d'un mouvement transverse des électrons sur la polarisation de la raie γ

Dans les applications aux expériences d'EBIT, il peut être important de considérer l'influence de dépolarisation des raies émises par des ions due au mouvement transverse des électrons du faisceau incident, comme il a été signalé dans la section (3.4). A partir des résultats de $P(\gamma)$ calculés précédemment et qui correspondent au cas où le faisceau électronique est parfaitement directif (c'est à dire que la composante transversale de l'énergie de l'électron incident $e_{j\perp}$ est nulle), nous avons pu obtenir, en utilisant les relations (3.47) et (3.48), le degré de polarisation linéaire de la raie γ $P(\gamma, e_{j\perp})$ en tenant compte du mouvement transversal des électrons incidents, tel qu'il existe dans les sources d'ions EBIT. Afin de mettre en évidence l'influence due à l'énergie transversale, nous avons présenté sur le même tableau 4.8 les résultats de $P(\gamma, 0)$ déjà vus et ceux de $P(\gamma, e_{j\perp})$ obtenus en adoptant deux valeurs d'énergie transverse $e_{j\perp}$, 110 et 200 eV [17,18]. Ces résultats sont donnés pour deux valeurs de l'énergie totale du faisceau d'électrons, 68 et 90 Ry et pour plusieurs valeurs de densité électronique situées entre 10^{11} et 10^{13} cm^{-3} accessibles dans les sources EBIT [19]. Du tableau 4.8, nous pouvons constater que pour la même densité et pour la même énergie totale, la dépolarisation de la raie γ due à l'effet du mouvement transverse est, comme on s'y attendait, plus importante pour $e_{j\perp} = 200$ eV que pour $e_{j\perp} = 110$ eV. Pour $e_j = 68$ Ry ($= 925.2$ eV) et $e_{j\perp} = 200$ eV, on trouve que cet effet transverse fait diminuer le degré de polarisation de la raie γ de $\sim 35\%$.

Pour mieux illustrer l'influence de dépolarisation de la raie γ émise par les ions Ne^{8+} , due au mouvement transverse des électrons du faisceau incident, nous avons également tracé sur les figures 4.3(a) et 4.3(b) les courbes représentant les variations du degré de polarisation $P(\gamma, e_{j\perp})$ en fonction de $e_{j\perp}$ pris entre 0 et 500 eV. Pour chacune de ces figures, deux valeurs de densité électronique 10^{12} et 3×10^{12} cm^{-3} typiques des sources d'ions EBIT ont été considérées. La figure 4.3(a) correspond à $e_j = 68$ Ry tandis que la figure 4.3(b) correspond à $e_j = 90$ Ry. Mentionnons que par exemple pour $e_j=68$ Ry, $P(\gamma, 0)$ prend les valeurs -27.7% et -13.5% , $P(\gamma, 250)$ prend les valeurs -15.9% et -7.9% et $P(\gamma, 500)$ prend les valeurs -4.9% et -2.5% pour des densités égales à 10^{12} et 3×10^{12} cm^{-3} , respectivement. Pour ces mêmes valeurs de densité et pour $e_j=90$ Ry, $P(\gamma, 0)$ est -20.7% et -6.4% , $P(\gamma, 250)$ est -14.0% et -4.4% et $P(\gamma, 500)$ est -7.7% et -2.4% , respectivement. On voit que l'écart entre les deux courbes des graphes (a) et (b) de la figure 4.3, correspondant

aux deux densités 10^{12} et 3×10^{12} , diminue lorsque la composante transversale de l'énergie de l'électron incident augmente; il atteint 2.4% et 5.3% pour $e_{j\perp}=500$ eV alors que pour $e_{j\perp}=0$ cet écart était de 14.2% et 14.3% à $e_j=68, 90$ Ry respectivement.

TAB. 4.8 – Effet de dépolarisation de la raie γ dû à une déviation du caractère unidirectionnel du faisceau incident d'électrons causée par un mouvement transversal caractérisé par une énergie $e_{j\perp}$ de 110 et 200 eV. Les résultats sont donnés pour des énergies totales de l'électron de 68, 90 et 140 Ry, et pour différentes valeurs de densité électronique comprises entre 10^{11} et 10^{13} cm^{-3} typiques des sources EBIT.

$n_e(\text{cm}^{-3})$	e_j								
	68 Ry (925 eV)			90 Ry (1225 eV)			140 Ry (1905 eV)		
	$e_{j\perp}$ (eV)			$e_{j\perp}$ (eV)			$e_{j\perp}$ (eV)		
	0	110	200	0	110	200	0	110	200
10^{11}	-45.7	-36.6	-29.4	-39.6	-33.6	-29.0	-37.6	-33.9	-31.0
3×10^{11}	-40.1	-32.2	-26.0	-33.5	-28.6	-24.6	-31.8	-28.8	-26.4
5×10^{11}	-35.7	-28.7	-23.2	-28.8	-24.6	-21.3	-27.3	-24.7	-22.6
7×10^{11}	-32.0	-25.8	-20.9	-26.0	-21.5	-18.6	-23.6	-21.4	-19.6
10^{12}	-27.7	-22.4	-18.2	-20.7	-17.7	-15.3	-19.1	-17.4	-15.9
3×10^{12}	-13.5	-11.0	-9.0	-6.4	-5.5	-4.8	-4.2	-3.9	-3.5
5×10^{12}	-8.0	-6.5	-5.3	-0.8	-0.7	-0.6	+1.9	+1.7	+1.6
7×10^{12}	-5.0	-4.1	-3.3	+2.2	+1.9	+1.7	+5.2	+4.8	+4.4
10^{13}	-2.4	-2.0	-1.6	+4.8	+4.1	+3.6	+8.1	+7.4	+6.9

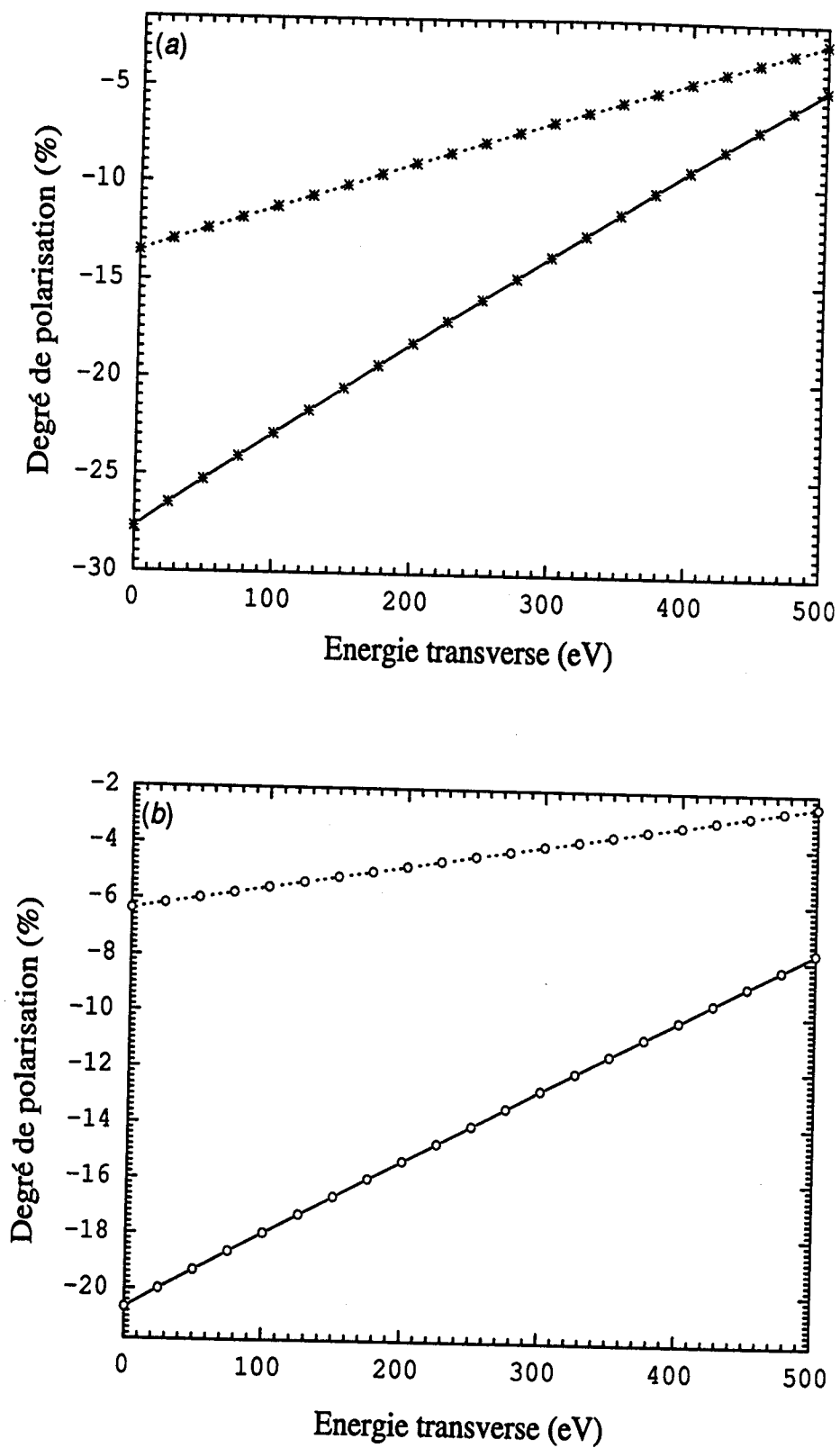


FIG. 4.3 – Degré de polarisation de la raie γ en fonction de l'énergie transversale de l'électron incident calculé pour deux densités électronique 10^{12} cm^{-3} (ligne continue) et $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (ligne discontinue), ceci pour deux énergies de l'électron incident, 68 Ry (a) et 90 Ry (b).

4.3.4 Dépendance en densité du degré de polarisation des raies z et VUV

Les dépendances en densité du degré de polarisation de la raie interdite appelée z due à la transition dipolaire magnétique $2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$ émise dans le domaine des RX à 13.70 Å par les ions Ne^{8+} et celui de la raie permise $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ émise dans le domaine VUV à 1248 Å sont montrées sur la figure 4.4 pour deux valeurs d'énergie 68 et 90 Ry. Les résultats montrés sur cette figure sont obtenus en considérant toutes les transitions possibles collisionnelles et radiatives qui ont été présentées dans les tableaux 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4. En l'absence des cascades radiatives issues des niveaux $n \geq 2$, la raie z n'est pas polarisée puisque l'excitation de son niveau supérieur à partir du fondamental n'est pas sélective par rapport aux sous-niveaux magnétiques. A partir de la figure 4.4, on voit que, grâce aux cascades, la raie z peut posséder un degré de polarisation substantiel atteignant un maximum de -19.3% dans la limite des basses densités et pour une énergie de 90 Ry. Pour $e_j = 68$ Ry où seul le niveau 2^3P_2 est responsable de l'alignement de 2^3S_1 , $P(z)$ prend une valeur maximum de -18.2% . Près du seuil d'excitation $n = 2$, cette valeur appréciable de $P(z)$ est spécifique aux ions héliumoïdes ayant un numéro atomique Z bas, pour lesquels le rapport de branchement de 2^3P_2 vers 2^3S_1 est proche de l'unité. Précisons que pour Z grand, le déclin radiatif 2^3P_2 s'effectue prépondérément vers le niveau fondamental. Il est utile de mentionner que même à 68 Ry l'intensité de z moyennée sur 4π est dû principalement aux cascades à partir des niveaux supérieurs 2^3P , seulement une petite partie est produite par excitation directe à partir du niveau fondamental. En effet, à cette énergie et dans le domaine des basses densités, les cascades à partir des niveaux 2^3P assurent environ 78% de la population de 2^3S_1 , 13% étant dû aux cascades venant de 2^3P_0 et 65% à celles venant de 2^3P_2 .

Lorsque la densité des électrons augmente au-dessus de 10^{11} cm^{-3} , l'alignement du niveau 2^3P_2 devient de moins en moins significatif et, par conséquent, la polarisation de la raie z diminue jusqu'à ce qu'elle disparaisse aux alentours de $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour les deux énergies 68 et 90 Ry. A plus hautes densités, $P(z)$ commence à augmenter légèrement vers les valeurs positives. Il est important de noter que dans le domaine des énergies considérées ici, le taux d'excitation collisionnelle total à partir de 2^3S_1 vers les trois niveaux $2^3P_{0,1,2}$ domine sur le taux de déclin radiatif de 2^3S_1 vers le niveau fondamental au-dessus de $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Pour des densités supérieures à 10^{13} cm^{-3} , l'importance relative de l'émission de la raie z dans le dépeuplement du niveau 2^3S_1 devient inférieur à 16.5%.

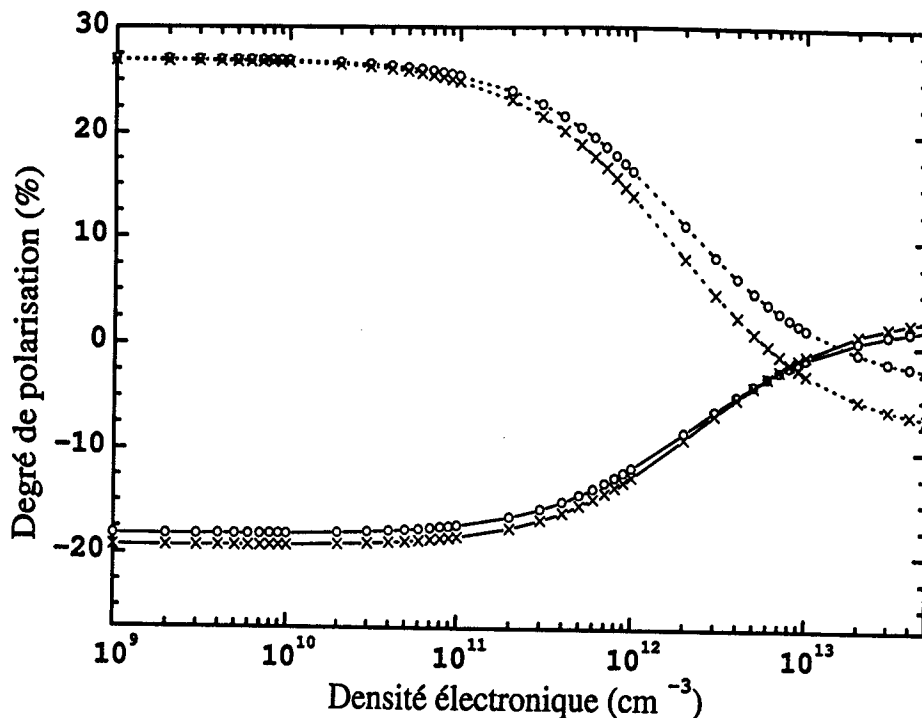


FIG. 4.4 – Degré de polarisation de la raie interdite z (ligne continue) et la raie permise $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ (ligne discontinue) de l'ion Ne^{8+} en fonction de la densité électronique pour deux énergies de l'électron incident 68 Ry (\circ) et 90 Ry (\times).

Nous avons aussi calculé le degré de polarisation de la raie VUV émise à 1248\AA . Il est égal à $\sim 27\%$ dans la limite des basses densités. Lorsque la densité augmente, le transfert collisionnel des populations des sous-niveaux de 2^3S_1 vers les sous-niveaux de 2^3P_2 a pour effet de diminuer $P(2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1)$ de sa valeur positive vers des valeurs négatives. Le changement du signe étant situé près de la valeur de densité égale à $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour $e_j = 68 \text{ Ry}$ et égale à $6.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour $e_j = 90 \text{ Ry}$.

Il est intéressant de préciser que dans l'intervalle des énergies situées entre l'énergie du seuil d'excitation de $n = 1 \rightarrow n = 2$ et celle de $n = 1 \rightarrow n = 3$ pour lequel seuls le niveau fondamental et les quatre niveaux triplet $n = 2$ interviennent dans le modèle collisionnel-radiatif, le changement du signe du degré de polarisation des trois raies y , z et $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$ se produit à une même densité électronique.

Avant de clore ce chapitre, nous pouvons accorder une attention particulière à la région d'énergie située entre 66.425 et 67.131 Ry, i.e., juste au-dessus du seuil d'excitation $1^1S_0 \rightarrow 2^3S_1$ et au-dessous de celui $1^1S_0 \rightarrow 2^3P_0$, de sorte que les niveaux de structure fine du terme 2^3P ne peuvent être peuplés que par collision à partir du niveau 2^3S_1 . Une telle sélectivité de peuplement pourrait être expérimentalement réalisée en utilisant des dispositifs d'EBIT lorsque des améliorations sur la dispersion d'énergie du faisceau d'électrons seraient apportées dans le futur pour at-

teindre des valeurs inférieures à 10 eV pour des énergies de 1 à 2 keV. A des densités suffisamment élevées pour lesquelles les transitions collisionnelles $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ se produisent plus ou moins fréquemment de sorte que les raies d'émission à partir des niveaux 2^3P puissent être observables, nos calculs indiquent que le degré de polarisation de la raie γ croît lentement avec la densité. Il augmente précisément de 22.1% jusqu'à 27.9% dans le domaine $5 \times 10^{11} \leq n_e \leq 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Une telle augmentation est liée à un léger accroissement du rapport des populations $N(2^3S_1 M_J = 1)/N(2^3S_1 M_J = 0)$ au-dessus de l'unité. A titre de comparaison, si on suppose que tous les sous-niveaux $2^3S_1 M_J$ sont également peuplés, on trouve alors $P(\gamma) = 20.5\%$. Dans le cas de la raie $2^3P_2 \rightarrow 2^3S_1$, le degré de polarisation est négatif et substantiel en valeur absolue, il augmente lentement avec la densité jusqu'à atteindre -20.0% à 10^{13} cm^{-3} .

Bibliographie

- [1] I. C. Percival et M. J. Seaton, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **251**, 113 (1958).
- [2] H. Kleinpoppen et A. Scharmann, in *Progress in Atomic Spectroscopy, Part. A*, edited by W. Hanle et H. Kleinpoppen (Plenum, New York, 1978), p. 329.
- [3] M. K. Inal et J. Dubau, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **20**, 4221 (1987).
- [4] T. Fujimoto et S. A. Kazantsev, *Plasma Phys. Control. Fusion.* **39**, 1267 (1997).
- [5] M. K. Inal *Thèse de Doctorat de 3ème cycle* (Université de Paris-Sud, Orsay, 1984).
- [6] M. A. Levine, R. E. Marrs, J. R. Henderson, D. A. Knapp et M. B. Schneider, *Phys. Scr.* **T22**, 157 (1988).
- [7] F. J. Currel *et al.*, *Phys. Scr. T* **73**, 371 (1997).
- [8] P. Beiersdorfer, *Proceedings of the Japan-US Workshop on Plasma Polarisation Spectroscopy*, NIFS-PROC-37 ed. T. Fujimoto et P. Beiersdorfer (Toki, Japan : National Institute for Fusion Science, 1998), p. 67.
- [9] W. Eissner et M. J. Seaton, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **5**, 2187 (1972).
- [10] H. E. Saraph, *Comput. Phys. Commun.* **15**, 247 (1978).
- [11] W. Eissner, M. Jones et H. Nussbaumer, *Comput. Phys. Commun.* **8**, 270 (1974).
- [12] A. Burgess et V. B. Sheorey, *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **7**, 2403 (1974).
- [13] D. Porquet et J. Dubau, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **143**, 495 (2000).
- [14] M. A. Bautista, *J. Phys. B : Atom. Molec. Opt. Phys.* **36**, 1503 (2003).
- [15] W. R. Johnson, D. R. Plante et J. Sapirstein, *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, edited by B. Bederson et H. Walther (Academic, San Diego, 1995) Vol. **35**, p. 255.
- [16] H. L. Zhang et D. H. Sampson, *Phys. Rev. A* **52**, 3827 (1995).
- [17] M. F. Gu, D. W. Savin et P. Beiersdorfer, *J. Phys. B : Atom. Molec. Opt. Phys.* **32**, 5371 (1999).
- [18] P. Beiersdorfer et M. Slater, *Phys. Rev. E* **64**, 066408 (2001).
- [19] D. W. Savin, P. Beiersdorfer, S. M. Kahn, B. R. Beck, G. V. Brown, M. F. Gu, D. A. Liedahl et J. H. Scofield, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 3362 (2000).

Chapitre 5

Effet des électrons Maxwelliens isotropes présents dans un plasma

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à la variation du degré de polarisation des raies émises par les ions héliumoïdes du néon Ne^{8+} excités par un faisceau monoénergétique et unidirectionnel d'électrons, en fonction de la densité électronique du faisceau qui varie de 10^9 à 10^{14} cm^{-3} . Il serait utile d'examiner maintenant ce que devient cette variation du degré de polarisation en fonction de la densité dans le cas de plasmas chauds réels tels qu'ils existent dans l'univers ou produit en laboratoire.

5.1 Coefficients de taux d'excitation

Nous supposons la présence de deux composantes d'électrons dans le plasma, l'une thermique, très largement majoritaire, qui suit la distribution isotrope de Maxwell et l'autre suprathermique qui suit une distribution anisotrope non-Maxwellienne. Par souci de simplicité, nous adoptons une distribution unidirectionnelle et monoénergétique pour la composante suprathermique. Si R désigne la fraction des électrons suprathermiques, qui correspond à la densité des électrons suprathermiques par rapport à la densité totale des électrons (thermiques et suprathermiques), alors on peut écrire la fonction de distribution d'énergie des électrons comme :

$$F(\varepsilon) = (1 - R)f_M(\varepsilon) + Rf_{NM}(\varepsilon) \quad (5.1)$$

où $f_M(\varepsilon)$ est la fonction de distribution de Maxwell, elle est donnée par :

$$f_M(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right) \quad (5.2)$$

T étant la température et k la constante de Boltzmann, et $f_{NM}(\varepsilon) = \delta(\varepsilon - e_j)$ est la fonction de distribution monoénergétique d'énergie e_j . La fonction de distribution $F(\varepsilon)$ est normalisée dans l'espace des énergies :

$$\int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon = 1 \quad (5.3)$$

Avant de passer aux formules donnant les coefficients de taux d'excitation collisionnelle, mentionnons que les deux composantes d'électrons contribuent à 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. Compte tenu de l'équation (5.1), le coefficient de taux d'excitation collisionnelle d'un état atomique j vers un autre état i peut s'écrire sous la forme suivante :

$$C(j \rightarrow i) = (1 - R)C_M(j \rightarrow i) + RC_{NM}(j \rightarrow i) \quad (5.4)$$

où C_M et C_{NM} représentent les coefficients de taux d'excitation dus aux composantes thermiques (Maxwelliennes) et suprathermiques (non-Maxwelliennes) des électrons, respectivement.

Concernant le terme C_M , il est défini par :

$$C_M(j \rightarrow i) = \int_0^{\infty} v_j Q(j \rightarrow i) f_M(\varepsilon_j) d\varepsilon_j \quad (5.5)$$

où $v_j = \sqrt{2\varepsilon_j/m}$ est la vitesse des électrons de collision.

Il est de coutume de remplacer la section efficace d'excitation Q par la force de collision Ω qui est sans dimension. Rappelons la relation qui existe entre ces deux quantités :

$$Q(j \rightarrow i) = \frac{\pi a_0^2 \Omega_{ji}}{\varepsilon_j} \quad (5.6)$$

avec ε_j exprimée en Rydberg.

En remplaçant l'expression de $f_M(\varepsilon_j)$ donnée par l'équation (5.2) dans la formule (5.5) et en utilisant la relation (5.6), nous pouvons déduire le coefficient de taux d'excitation collisionnelle de j vers i (exprimé en unité de cm^3/s) sous la forme :

$$C_M(j \rightarrow i) = \frac{8.010 \times 10^{-8}}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ji}}{kT}\right) \int_0^{\infty} \Omega_{ji} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) d\left(\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) \quad (5.7)$$

avec T 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 $e^- + \text{ion}$:

$$\underbrace{E_j + \varepsilon_j}_{\text{Ava. colli.}} = \underbrace{E_i + \varepsilon_i}_{\text{Apr. colli.}} \quad (5.8)$$

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

Si, par contre, T est exprimée en Kelvin, l'expression du coefficient de taux d'excitation collisionnelle devient :

$$C_M(j \rightarrow i) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ji}}{kT}\right) \int_0^\infty \Omega_{ji} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) d\left(\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) \quad (5.9)$$

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

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

$$C_M(j \rightarrow i) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{T^{1/2}} \left(\frac{\Delta E_{ji}}{kT}\right) \int_1^\infty \Omega_{ji}(x) \exp\left(-\frac{\Delta E_{ji}}{kT} x\right) dx \quad (5.10)$$

Pour ce qui concerne maintenant l'autre terme C_{NM} qui intervient dans l'équation (5.4), il est donné par (voir Chapitre 4) :

$$C_{NM}(j \rightarrow i) = 1.925 \times 10^{-8} \frac{\Omega_{ji}}{\sqrt{e_j}} \quad (5.11)$$

5.2 Données sur les coefficients de taux d'excitation

Dans notre calcul des coefficients de taux total d'excitation $C = (1 - R)C_M + RC_{NM}$, nous avons adopté les valeurs de C_M obtenues par *Zhang et Sampson* [1] qui ont utilisé une méthode *distorted - wave* semi-relativiste. Dans cette référence, les coefficients C_M sont donnés pour diverses valeurs de la température T et ils correspondent, évidemment, à des excitations d'un niveau vers un autre puisque les auteurs considéraient le plasma comme purement Maxwellien.

Pour l'excitation des sous-niveaux magnétiques de la couche $n = 2$ à partir de l'état fondamental, les coefficients C_M peuvent être déduits facilement des données de *Zhang et Sampson* qui sont reportées aux tableaux 5.1 et 5.2. Il suffit pour cela de diviser par le poids statistique du niveau final compte tenu de l'isotropie associée à la composante thermique qui implique une indépendance de l'excitation vis-à-vis

du sous-niveau M_i du niveau final. Donc, on a :

$$C_M(1^1S_0 \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = \frac{1}{2J_i + 1} C_M(1^1S_0 \rightarrow \Delta_i J_i) \quad (5.12)$$

En ce qui concerne maintenant l'excitation des sous-niveaux magnétiques des niveaux 2^3P à partir de ceux du niveau métastable 2^3S_1 , on peut montrer dans le cadre de l'approximation de *Coulomb - Bethe* que le carré d'un coefficient de Clebsch-Gordan intervient [2] :

$$C_M(2^3S_1 M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i) = C(J_i M_i 1 M_j - M_i; 1 M_j)^2 C_M(2^3S_1 \rightarrow \Delta_i J_i) \quad (5.13)$$

De cette relation qui est valable dans le cas des transitions optiquement permises, on peut déduire :

$$\begin{aligned} C_M(2^3S_1 0 \rightarrow 2^3P_0) &= C_M(2^3S_1 1 \rightarrow 2^3P_0) \\ &= C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0) \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$C_M(2^3S_1 0 \rightarrow 2^3P_1 1) = \frac{1}{2} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1) \quad (5.15)$$

$$C_M(2^3S_1 1 \rightarrow 2^3P_1 0) = \frac{1}{2} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1) \quad (5.16)$$

$$C_M(2^3S_1 1 \rightarrow 2^3P_1 1) = \frac{1}{2} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1) \quad (5.17)$$

$$C_M(2^3S_1 0 \rightarrow 2^3P_2 0) = \frac{2}{5} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2) \quad (5.18)$$

$$C_M(2^3S_1 0 \rightarrow 2^3P_2 1) = \frac{3}{10} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2) \quad (5.19)$$

$$C_M(2^3S_1 1 \rightarrow 2^3P_2 0) = \frac{1}{10} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2) \quad (5.20)$$

$$C_M(2^3S_1 1 \rightarrow 2^3P_2 1) = \frac{3}{10} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2) \quad (5.21)$$

$$C_M(2^3S_1 1 \rightarrow 2^3P_2 2) = \frac{3}{5} C_M(2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2) \quad (5.22)$$

Pour les ions Ne^{8+} qui nous intéressent ici, nous avons choisi deux valeurs de température 2×10^6 et 3×10^6 K pour lesquelles ces ions sont relativement abondants. S'agissant maintenant des coefficients de taux d'excitation $C_{NM}(\Delta_j J_j M_j \rightarrow \Delta_i J_i M_i)$ entre des sous-niveaux magnétiques, dus à la composante suprathermique des électrons, ils sont directement calculés à partir de nos valeurs des forces de collision présentées dans les tableaux 4.2, 4.3 et 4.4. Ces calculs ont été effectués en choisissant deux valeurs de l'énergie e_j , 68 et 90 Ry.

TAB. 5.1 – Coefficients de taux d'excitation collisionnelle (cm^{-3}/s) à partir du niveau fondamental 1^1S_0 vers le niveau métastable 2^3S_1 et les niveaux 2^3P dans l'ion Ne^{8+} obtenus par *Zhang et Sampson* [1]. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

Excitation	T (10^6 K)	
	2	3
$1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^3\text{S}_1$	7.07[-14]	3.09[-13]
$1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^3\text{P}_0$	3.94[-14]	1.72[-13]
$1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^3\text{P}_1$	1.18[-13]	5.18[-13]
$1^1\text{S}_0 \rightarrow 2^3\text{P}_2$	1.97[-13]	8.60[-13]

TAB. 5.2 – Coefficients de taux d'excitation collisionnelle (cm^{-3}/s) à partir du niveau métastable 2^3S_1 vers les niveaux 2^3P dans l'ion Ne^{8+} obtenus par *Zhang et Sampson* [1]. Notons que $x[y]$ désigne $x \times 10^y$.

Excitation	T (10^6 K)	
	2	3
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_0$	1.40[-9]	1.25[-9]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_1$	4.19[-9]	3.73[-9]
$2^3\text{S}_1 \rightarrow 2^3\text{P}_2$	6.92[-9]	6.17[-9]

5.3 Résultats et discussions

Pour illustrer l'effet des électrons Maxwelliens présents dans un plasma sur le degré de polarisation linéaire de la raie γ , nous avons présenté quatre figures sur lesquelles nous avons tracé la variation du degré de polarisation de γ en fonction de la densité totale des électrons du plasma entre 10^9 et 10^{14} cm^{-3} pour deux valeurs de la température électronique, 2×10^6 et 3×10^6 K, associée à la composante thermique et pour deux fractions des électrons de la composante suprathermique, $R=0.05$ et 0.10 . Les courbes des figures 5.1 et 5.2 sont tracées pour des énergies des électrons de la composante suprathermique $e_j = 68$ et 90 Ry, respectivement.

Pour les électrons Maxwelliens à la température $T_e = 2 \times 10^6$ K, très peu d'entre eux ont une énergie suffisante pour exciter les niveaux $n = 2$ à partir du fondamental. Cette excitation est assurée de façon dominante par les collisions avec les électrons anisotropes du faisceau monoénergétique et unidirectionnel même pour une fraction $R = 5\%$. A des densités inférieures à $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ où les niveaux excités sont peuplés presque entièrement à partir du niveau fondamental, la raie γ est légèrement dépolarisée à cause de la faible contribution des électrons Maxwelliens. Son degré de polarisation diminue à -40.1% et -44.4% pour $R = 5\%$ et 10% , respectivement, et

pour l'énergie $e_j = 68$ Ry. Pour $e_j = 90$ Ry, $P(y)$ devient égal à -36.6% et -43.1% pour $R = 5\%$ et 10% , respectivement. Lorsque la densité électronique augmente à partir de $\sim 10^{11}$ cm^{-3} , les électrons Maxwelliens jouent un rôle significatif dans l'excitation du niveau supérieur de la raie y à partir du niveau métastable sans, naturellement, favoriser un sous-niveau magnétique aux dépens d'un autre. On peut remarquer en observant les figures 5.1(a) et 5.2(a) que le degré de polarisation $P(y)$ décroît en valeur absolue pour tendre vers $\sim -13\%$ à des densités de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} et pour $R = 10\%$. Il est intéressant de préciser que cette décroissance de $P(y)$ est beaucoup moins importante que dans le cas où la composante thermique est absente puisque dans ce cas $P(y)$ change de signe et peut atteindre des valeurs positives significatives.

Si on considère maintenant la température de 3×10^6 K associée à la composante des électrons Maxwelliens, bien sûr, l'efficacité de ces électrons dans l'excitation à partir du niveau fondamental prend de l'importance. En observant les figures 5.1 et 5.2, on remarque une dépolarisation de la raie y beaucoup plus prononcée comparativement au cas précédent de la température. Aux basses densités, le degré de polarisation de y diminue à -24.7% et -33.4% pour $R = 5\%$ et 10% , respectivement, et pour l'énergie $e_j = 68$ Ry. Pour $e_j = 90$ Ry, $P(y)$ devient égal à -18.6% et -28.0% pour $R = 5\%$ et 10% , respectivement. Lorsque la densité électronique augmente, la transition collisionnelle $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ a lieu essentiellement à cause des électrons thermiques isotropes. Ceci est dû à l'écart énergétique très petit d'environ 10 eV séparant les deux niveaux. Par conséquent, l'excitation $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$ devient presque non-sélective lors du peuplement des sous-niveaux magnétiques de 2^3P_1 , menant ainsi à une diminution du degré de polarisation de y . Comme pour l'autre température, cette diminution est significativement moins importante comparative-ment à celle correspondante au cas pur d'un faisceau monoénergétique d'électrons. A des densités de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} et pour $R = 10\%$, le degré de polarisation atteint la valeur $\sim -10\%$.