



République Algérienne Démocratique et Populaire
Université Abou Bakr Belkaid– Tlemcen
Faculté des Sciences
Département de Physique



Laboratoire de Physique Théorique

Mémoire de fin d'études

Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option: Physique des Gaz et des Plasmas

Thème

**Dépendance en densité d'électrons du rapport d'intensité
de raies émises par les ions Fe^{16+} dans les plasmas chauds**

Présenté par :

Mr SMAHI Housseyn

Le mercredi 8 Juin 2016

Devant le jury composé de :

- **Dr** BEDRANE Zeyneb : Président
- **Pr** INAL Mokhtar : Encadreur
- **Dr** BOUDGHENE-STAMBOULI Wassila : Examineur

Année universitaire : 2015-2016

Dédicace

A mes parents,

A ma famille,

A mes ami(e)s

Remerciements

Ce travail a été effectué au département de Physique de la faculté des Sciences de l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen.

Mes remerciements, avant tout, à DIEU le tout puissant qui m'a donné la volonté, la santé et la patience durant ces longues années d'étude afin que je puisse réaliser mon objectif.

J'exprime ma profonde reconnaissance et mes sincères remerciements à M^r INAL Mokhtar, Professeur à l'université de Tlemcen, pour m'avoir encadré tout le long de mon travail, ainsi, que par son enseignement et ses conseils qui m'ont guidé dans l'élaboration de ce mémoire.

Mes remerciements s'adressent également à Dr BEDRANE Zeyneb, pour l'honneur qu'il m'a accordé en présidant le jury de la soutenance.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Dr BOUDGHENE-STAMBOULI Wassila, qu'ont accepté d'examiner ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à tous mes professeurs avec lesquels on a passé des années d'apprentissage durant notre cursus universitaire.

Je remercie tous mes collègues pour leur soutien.

Un grand merci à mes parents qui m'ont toujours encouragé.

Je tiens à remercier, enfin, tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin afin de réaliser ce travail.

SOMMAIRE

Chapitre 1 : INTRODUCTION

1. Introduction général.....01
2. Objectif du travail.....02

Chapitre 2 : ELÉMENT DE PHYSIQUE ATOMIQUE POUR LES PLASMAS CHAUDS

1. Introduction.....04
2. Transitions radiatives.....04
 - 2.1 Emission spontanée.....05
 - 2.2 Probabilité de transition radiative d'Einstein.....05
3. Excitation et désexcitation collisionnelle.....07

Chapitre 3 : MODÈLE COLLISIONEL-RADIATIF

1. Modèle collisionel-radiatif.....12
2. Niveaux métastables.....14
3. Ions dans les états métastables.....14
4. Dépendance en densité des intensités de raies.....16
 - 4.1 Intensité d'une raie spectrale émise d'un plasma peu dense.....16
5. Rapport d'intensité des raies considérées.....18
 - 5.1 Niveaux des ions néonoïdes Fe^{16+} 18
 - 5.2 Rapport d'intensité.....20

Chapitre 4 : DONNÉES ATOMIQUES

1. Ion Fe^{16+} 22
 - Tableau 1.....22
2. Le code FAC.....23
 - Tableau 2.....24
3. Programme Mathematica26
 - Tableau 3.....27
 - Tableau 4.....27
 - Tableau 5.....28

Chapitre 5 : RÉSULTATS NUMÉRIQUES

1. Résultats numériques.....	29
➤ Tableau 7.....	29
➤ Tableau 8.....	32
➤ Tableau 9.....	34
➤ Interprétation.....	36
CONCLUSION.....	37
LES RÉFÉRENCES	

Introduction

Introduction

1. Introduction générale :

Les plasmas chauds dont la température peut atteindre quelques millions de degrés, sont largement présents dans l'univers. Ils sont aussi de plus en plus produits dans les laboratoires. Il existe plusieurs méthodes pour créer de tels milieux chauds, dont l'irradiation de la matière solide ou gazeuse par des faisceaux laser très puissants ou par décharges dans les Tokamaks. Ces plasmas chauds intéressent beaucoup les chercheurs, car ils permettent de parvenir probablement dans un proche avenir à la fusion nucléaire contrôlée qui représente un enjeu majeur pour l'humanité.

Souvent, les plasmas chauds rencontrés sont loin de l'équilibre thermodynamique local. Afin de bien comprendre les phénomènes physiques qui se produisent dans de tels plasmas, on a besoin de connaître avec précision les conditions qui y règnent, notamment la température, la densité, le champ magnétique et l'état d'ionisation. En d'autres termes, il est nécessaire de diagnostiquer ces plasmas. Les principales méthodes de diagnostic des plasmas chauds sont des méthodes faisant appel au rayonnement électromagnétique émis par ces milieux. L'analyse spectroscopique du rayonnement sur l'ensemble du spectre électromagnétique est interprétée au moyen de modèles théoriques qui décrivent les mécanismes de production et d'émission du rayonnement. L'étude du rayonnement discret (raies) permet de déterminer la nature des ions contenus dans les plasmas, leurs répartitions selon le degré d'ionisation et leurs niveaux d'énergie. Par ailleurs, les profils de raies ainsi que les intensités relatives de certaines raies d'émission d'ions sont susceptibles de fournir de précieux renseignements pour faire le diagnostic. C'est particulièrement vrai pour l'étude des plasmas astrophysiques pour lesquels le rayonnement émis constitue le seul vecteur d'information qui nous parvient. Ces méthodes spectroscopiques ont été appliquées depuis les années 1970 comme outil efficace de diagnostic des plasmas, aussi bien astrophysiques que ceux produits en laboratoire à des fins de fusion par confinement magnétique ou inertiel et également dans la réalisation des lasers X.

Pour pouvoir interpréter correctement les intensités des raies d'émission en termes de diagnostic, i.e. en vue de déduire des paramètres du plasma, il est indispensable de tenir compte de l'ensemble des processus atomiques intervenant dans le plasma.

2. Objectif du travail :

Nous nous intéressons dans ce mémoire aux ions néonoïdes qui sont des ions à 10 électrons. Ces ions sont fortement abondants dans de larges domaines de température et de densité du fait de la structure de couche fermée de leur configuration fondamentale. Leurs raies d'émission dues aux transitions à partir des niveaux $2p^5 3s$ et $2p^5 3d$ vers le niveau fondamental $2p^6$ sont observées proéminentes dans les spectres X-UV des plasmas astronomiques et ceux produits en laboratoire à des fins de fusion contrôlée.

Plus précisément, nous nous focalisons sur le rapport de l'intensité de la raie interdite M1 associée à la transition $2p^5 3s \ ^3P_0 \rightarrow 2p^5 3s \ ^1P_1$ sur l'intensité de la raie permise 3C correspondant à la transition $2p^5 3d \ ^1P_1 \rightarrow 2p^6 \ ^1S_0$. Ces deux raies sont émises par l'ion néonoïde de fer, Fe^{16+} , dans un plasma relativement peu dense dont la température est de quelques millions de Kelvins. Nous voulons montrer dans ce travail que le rapport d'intensité ρ de ces deux raies est sensible à la densité des électrons dans un certain domaine de densité à cause de la nature métastable du niveau supérieur de l'une des raies. En effet, le niveau $2p^5 3s \ ^3P_0$, qui est le troisième niveau excité de l'ion Fe^{16+} , ne peut pas décliner radiativement vers le niveau fondamental car la transition $J=0 \rightarrow J'=0$ est strictement interdite. Son seul déclin radiatif possible se produit vers le niveau $2p^5 3s \ ^1P_1$ qui est le deuxième niveau excité, à travers une transition dipolaire magnétique. La durée de vie radiative du niveau $2p^5 3s \ ^3P_0$ est relativement longue et, de ce fait, ce niveau peut être appréciablement peuplé et a la possibilité de se dépeupler par impact d'électrons. La raie $2p^5 3d \ ^1P_1 \rightarrow 2p^6 \ ^1S_0$ est une transition très forte caractérisée par une probabilité de transition beaucoup plus grande par rapport à celles des autres niveaux excités.

Dans ce travail, nous avons considéré l'ion néonoïde Fe^{16+} qui est abondamment présent dans les couronnes stellaires. Ces régions sont des plasmas chauds (température électronique de quelque millions de Kelvin) et peu denses pour lesquels la densité des électrons n'est pas assez élevée pour maintenir une distribution de Boltzmann des populations des niveaux ioniques.

Nous avons obtenu toutes les données atomiques, dont on a besoin dans nos calculs du rapport d'intensité ρ des raies (à savoir énergies des niveaux, probabilités de transition radiative, forces de collision), à l'aide du code FAC "flexible atomic code" qui est librement téléchargeable à partir d'internet. Ce code est connu être

performant dans le traitement des ions fortement chargés tels que Fe^{16+} . Nous avons ensuite effectué des calculs de coefficients de taux d'excitation et de désexcitation en utilisant le logiciel Mathematica pour l'intégration numérique. Nous avons aussi utilisé Mathematica pour la résolution du système d'équations de populations dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif.

Nous estimons qu'il est utile de préciser que dans tout ce Mémoire le plasma émissif est supposé être optiquement mince, c'est-à-dire tout photon émis s'échappe du plasma sans être absorbé. Ceci représente une très bonne approximation dans la mesure où nous nous intéressons à des plasmas peu denses.

Ce Mémoire a été organisé suivant cinq chapitres.

Dans le second chapitre, nous exposons quelques éléments de base de physique atomique pour les plasmas chauds en particulier transitions radiatives (émission spontanée, coefficients d'Einstein), excitation et désexcitation collisionnelles.

Dans le troisième chapitre, nous commençons par rappeler le principe du modèle collisionnel-radiatif qui est à la base de notre travail. Après on définit les caractéristiques d'un niveau métastable, puis on discute la dépendance en densité des intensités des raies émises d'un plasma peu dense impliquant un niveau métastable et on termine ce chapitre par la détermination du rapport d'intensité des raies considérées.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons dans des tableaux toutes les valeurs des grandeurs atomiques nécessaires dans nos calculs. Nous apportons aussi quelques précisions sur les approches utilisées dans le code FAC.

Le cinquième chapitre contient les résultats de notre travail, présentés par des tableaux et des figures. Nous commenterons les variations du rapport d'intensité des raies en fonction de la densité des électrons.

Finalement, une conclusion est reportée dans le dernier chapitre 6.

Mot clé: plasmas chauds, ions néonoïdes, niveaux métastables, raies, diagnostic spectroscopique, dépendance en densité.

***Eléments de
physique
atomique pour les
plasmas chauds***

Eléments de physique atomique pour les plasmas chauds

1. Introduction

Dans un plasma chaud renfermant des électrons et des ions, divers processus de collision peuvent intervenir à travers les interactions électron-électron, ion-ion et électron-ion. Le rayonnement total émergent d'un plasma chaud provient de la superposition de tous les mécanismes radiatifs dont l'importance relative dépend de la longueur d'onde, des températures et des densités des particules chargées, ainsi que le cas échéant du flux de rayonnement qui éclaire le plasma. Ce rayonnement émis du plasma représente une source précieuse d'informations. Notamment, l'interprétation de l'intensité relative des raies émises permet de déterminer les conditions physiques régnant dans le plasma, telles que la température et la densité électronique, l'état d'ionisation, la composition chimique, etc....[10]

Cette partie décrit les principaux processus intervenant dans le bilan détaillé du peuplement/dépeuplement des niveaux excités d'ions. Parmi ces principaux processus, il y a le déclin spontané radiatif et l'excitation et désexcitation par impact d'électrons. Dans ce qui suit nous allons donner un aperçu sur ces processus [1].

2. Transitions radiatives

Nous traitons dans cette section un paramètre atomique lié à un processus élémentaire dans les plasmas qui concerne l'émission spontanée. Ce processus est représenté par :



Où (Z, N) représente un ion de charge Z possédant N électrons et l'étoile indique un état d'excitation de l'ion. Il est gouverné par une probabilité de transition radiative d'un niveau supérieur vers un niveau inférieur.

Les probabilités de transition radiative sont, généralement, indispensables dans le calcul d'émission de raies. L'évaluation des probabilités de transition et les forces d'oscillateur correspondantes est associée au calcul atomique des niveaux d'énergie. Ces problèmes brièvement discutés au cours de ce mémoire sont abordés dans

plusieurs références spécialisées. Pour les ions hautement ionisés, les effets relativistes doivent être inclus [2].

2.1. Emission spontanée

L'émission spontanée est une émission incohérente : un ion se désexcite en émettant un photon d'énergie égale à celle de la transition. Ce processus est dominant pour des niveaux dont la différence d'énergie est grande. Le coefficient d'émission spontanée, noté A_{ji} , varie en Z^4 : on peut donc aisément déduire que les phénomènes radiatifs domineront pour les ions lourds. Dans les ions fortement chargés, plusieurs types de transitions radiatives peuvent se produire.

La plus importante transition radiative est de type dipolaire électrique, communément appelée transition optiquement permise. Cependant, les transitions de type quadrupolaire électrique, dipolaire et quadrupolaire magnétique, appelées transitions optiquement interdites, peuvent dans certains cas jouer un rôle très important. Les raies interdites émises par des plasmas chauds peuvent être observées avec des intensités aussi grandes que celles des raies optiquement permises pourvu que le plasma émissif soit de densités relativement faibles.

2.2. Probabilité de transition radiative d'Einstein

Un atome dans un état excité j d'énergie E_j peut, généralement, avoir une transition radiative spontanée à un état i d'énergie plus bas E_i avec émission d'un photon d'énergie $h\nu_{ji}$ (voir Fig.1) :

$$h\nu_{ji} = E_j - E_i \quad (2-2)$$

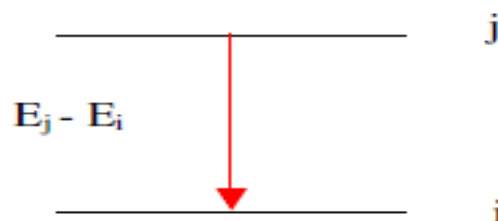


Fig.1 Description d'une transition radiative entre deux niveaux

Correspondant à une raie spectrale de nombre d'onde

$$\sigma_{ji} = \frac{1}{\lambda_{ji}} = \frac{E_j - E_i}{hc} \quad (2-3)$$

Le taux de probabilité de transition d'émission spontanée d'Einstein est la probabilité totale par unité de temps qu'un atome dans un état j peut effectuer une transition radiative aux g_i états du niveau d'énergie i :

$$A_{ji} = \sum_{M_i} a_{ji} \quad (2-4)$$

où M_i est le nombre quantique magnétique et g_i est le poids statistique du niveau i ($g_i = 2J_i + 1$). Généralement on utilise le taux de transition radiative en poids statistique :

$$g_j A_{ji} = g_j \sum_{M_i} a_{ji} = \sum_{M_j} \sum_{M_i} a_{ji} \quad (2-5)$$

La durée de vie d'un atome dans un état du niveau j est :

$$\tau = \left(\sum_i A_{ji} \right)^{-1} \quad (2-6)$$

Les transitions peuvent, aussi, avoir lieu en présence d'un champ de radiation. Ceci induit une transition, on parle alors d'une émission stimulée et une absorption correspondante. Dans ce qui suit on s'intéresse seulement à l'émission spontanée car les plasmas qui nous intéressent sont optiquement minces.

Le calcul de $g_j A_{ji}$ implique un développement des multipôles pour avoir la contribution de $g_j A_{ji}$ à partir de l'interaction entre le champ électromagnétique et les moments multipolaires électriques ou magnétiques de l'atome. Les différentes contributions sont dipolaires, quadrupolaires, ($E_1, E_2, \dots, M_1, M_2, \dots$) électriques ou magnétiques. Nous nous intéressons par la suite qu'aux transitions dipolaires électriques et magnétiques. En effet, les transitions quadrupolaires sont faibles par rapport aux transitions dipolaires et souvent ne jouent pas un rôle significatif sur la désexcitation radiative spontanée des ions.

La probabilité de transition d'une émission spontanée par unité de temps à partir d'un état excité $\gamma'JM'$ vers un état γJM d'énergie plus basse est :

$$a = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3}{3c^3 h} |\langle \psi_0 | r | \psi'_0 \rangle|^2 = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3 a_0^2 \sigma^3}{3c^3 h} \sum_q \left| \langle \gamma JM | P_q^{(1)} | \gamma'JM' \rangle \right|^2 \quad (2-7)$$

où
$$P_q^{(1)} \equiv \sum_{i=1}^N r_q^{(1)}(i) = \sum_{i=1}^N r_i C_q^{(1)}(i) \quad (2-8)$$

est la $q^{\text{ème}}$ composante du moment dipolaire d'un atome mesurée en unité de a_0 (a_0 est le rayon de Bohr).

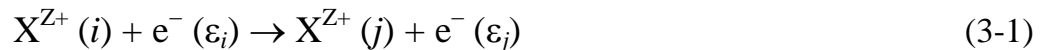
Les transitions radiatives dans l'approximation dipolaire électrique peuvent avoir lieu sauf si les éléments de matrice dans l'équation (2.7) sont nuls. Plusieurs lois de sélection viennent de l'application du théorème de Wigner-Eckart. Les éléments de matrices sont donnés en fonction du symbole $3j$ par [5]:

$$\langle \gamma JM | P_q^{(1)} | \gamma'JM' \rangle = (-1)^{J-M} \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix} \langle \gamma J || P^{(1)} || \gamma'J' \rangle \quad (2-9)$$

3. Excitation et désexcitation collisionnelles

L'excitation des ions positifs par impact d'électrons est responsable de l'émission de la majorité des raies spectrales. Ce processus est dominant à basse énergie, où l'énergie cinétique des électrons incidents est du même ordre de grandeur que l'énergie d'excitation des électrons de l'ion cible impliqué directement dans la collision.

La collision d'un ion cible X^{Z+} se trouvant initialement dans le niveau i d'énergie E_i avec un électron incident d'énergie ε_i , peut conduire à une excitation (ou une désexcitation) de l'ion X^{Z+} vers le niveau j d'énergie $E_j > E_i$ (ou $E_j < E_i$) avec diffusion d'un électron d'énergie ε_j selon :



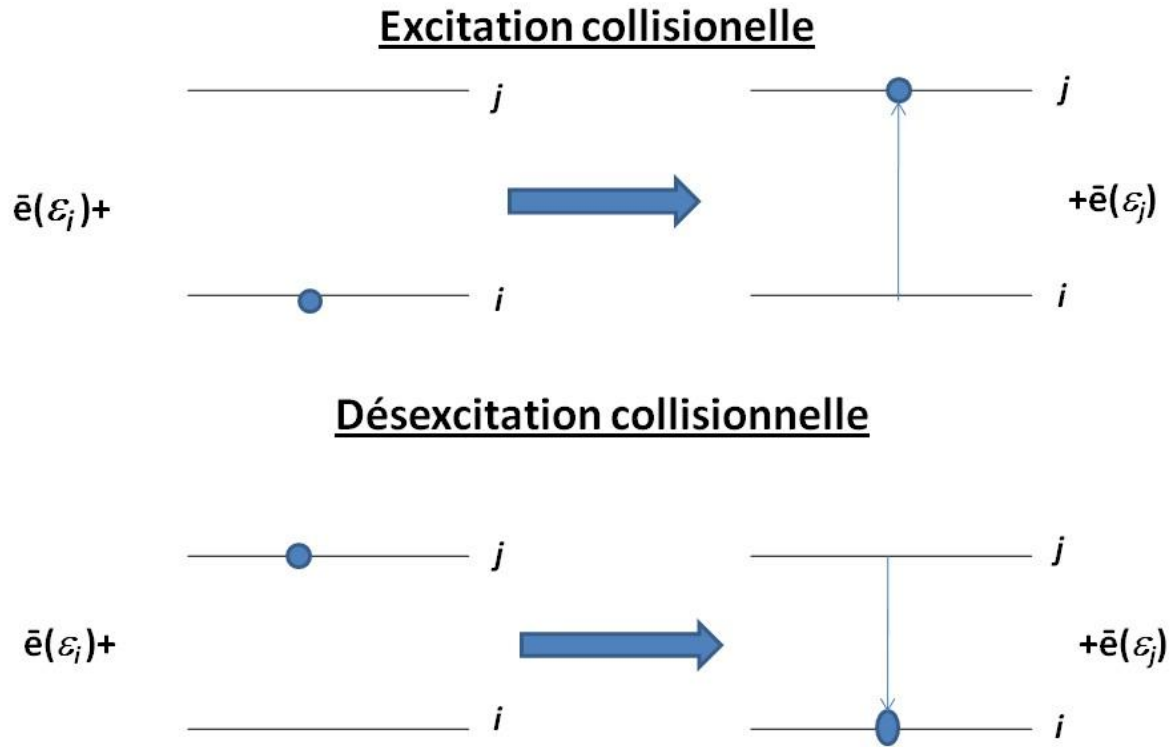


Figure 2 : excitation et déexcitation collisionnelle

L'excitation ou la déexcitation d'un ion par collisions électroniques est caractérisée par une section efficace $\sigma(i \rightarrow j)$ ayant la dimension d'une surface (cm^2) représentant la probabilité pour que l'ion X^{Z+} soit porté du niveau i vers le niveau j . On définit le coefficient de taux d'excitation $C(i \rightarrow j)$ du niveau i vers le niveau j comme le produit de la vitesse v_i de l'électron incident par la section efficace d'excitation $\sigma(i \rightarrow j)$ moyenné sur la distribution de vitesses $f(v)$ des électrons libres du plasma :

$$C(i \rightarrow j) = \langle v_i \sigma(i \rightarrow j) \rangle = \int_a^\infty v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (3-2)$$

où $\langle \rangle$ désigne la moyenne sur la distribution de vitesses $f(v)$ des électrons de collision et la vitesse v_i est reliée à l'énergie cinétique ε_i de l'électron incident par $v_i = \sqrt{2\varepsilon_i/m_e}$, m_e étant la masse de l'électron. La limite inférieure a de l'intégrale qui intervient dans l'équation (3-2) est donnée dans le cas de l'excitation par $a = \sqrt{2\Delta E_{ij}/m_e}$, et dans le cas de la déexcitation par $a = 0$. Il est utile de noter que $a = \sqrt{2\Delta E_{ij}/m_e}$ représente la vitesse de l'électron correspondant à l'énergie du seuil d'excitation $\Delta E_{ij} = E_j - E_i > 0$. On définit également le taux d'excitation W_{ij} (exprimé

en s^{-1}) comme le produit de la densité des électrons n_e par le coefficient de taux d'excitation $C(i \rightarrow j)$

$$W_{ij} = n_e C(i \rightarrow j) = n_e \int_a^\infty v_i \sigma(i \rightarrow j) f(v_i) dv_i \quad (3-3)$$

Il est souvent plus pratique d'utiliser la force de collision Ω plutôt que la section efficace d'excitation σ . La relation entre la force de collision $\Omega(i \rightarrow j)$ et la section efficace $\sigma(i \rightarrow j)$ s'écrit :

$$\sigma(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i \varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \quad (3-4)$$

où g_i est le poids statistique du niveau initial i ($g_i = 2J_i + 1$, J_i étant le moment angulaire total du niveau i), l'énergie cinétique ε_i de l'électron incident est en Rydberg ($1 Ry = 13.605 \text{ eV}$) et a_0 est le rayon de Bohr ($a_0 = 0.529 \text{ \AA}$). L'avantage de la force de collision Ω est que c'est une quantité sans dimension, de plus elle est symétrique, i.e. $\Omega(i \rightarrow j) = \Omega(j \rightarrow i)$, et elle a une valeur finie à l'énergie de seuil d'excitation pour un ion positif.

Souvent, les électrons libres dans les plasmas peuvent être décrits par la fonction de distribution de vitesses de Maxwell dont l'expression est :

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} v_i^2 \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) \quad (3-5)$$

où T_e est la température électronique, et k désigne la constante de Boltzmann ($k = 8.618 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$). Cette distribution de Maxwell est choisie normalisée, c'est-à-dire :

$$\int_0^\infty f(v_i) dv_i = 1 \quad (3-6)$$

En substituant les équations (3-4) et (3-5) dans (3-2) on trouve :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{v_i^3}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2kT_e}\right) dv_i \quad (3-7)$$

D'après le principe de conservation de l'énergie totale du système (électron plus ion) on a :

$$E_i + \varepsilon_i = E_j + \varepsilon_j$$

Or $\varepsilon_i = (m_e v_i^2)/2 = \varepsilon_j + \Delta E_{ij}$ avec l'énergie de transition $\Delta E_{ij} = E_j - E_i$.

Il est préférable d'effectuer le changement de variable $v_i \rightarrow v_j$ au niveau de l'intégrale dans l'équation (3-7). En tenant compte de la relation $v_i dv_i = v_j dv_j$, l'équation (3-7) devient alors :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{v_i^2}{\varepsilon_i} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j + \Delta E_{ij}}{kT_e}\right) v_j dv_j \quad (3-8)$$

Puisque $d\varepsilon_j = m_e v_j dv_j$ et $v_i^2/\varepsilon_i = 2R/m_e$ avec $R = 1R$, nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme suivante :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2R}{m_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^{\infty} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (3-9)$$

Nous remplaçons maintenant les constantes $R = m_e e^4 / 2\hbar^2$ et $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$ dans l'équation (3-9), nous obtenons :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{\pi a_0^2}{g_i} \frac{2\hbar}{\sqrt{2} m_e a_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^{\infty} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (3-10)$$

Après quelques réarrangements, on aboutit à :

$$C(i \rightarrow j) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{R}{kT_e}\right)^{1/2} \frac{a_0 \hbar}{g_i m_e} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \times \int_0^{\infty} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (3-11)$$

Sachant que $2\sqrt{\pi} a_0 \hbar / m_e = 2.1716 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ et en utilisant le calcul $(2.1716 \times 10^{-8} \sqrt{13.605} = 8.010 \times 10^{-8})$, le coefficient de taux d'excitation $C(i \rightarrow j)$ (exprimé en unité de $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$) prend la forme finale :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.010 \times 10^{-8}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^{\infty} \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (3-12)$$

où T_e qui concerne $T_e^{1/2}$ multipliant g_i est exprimé en eV. Si T_e est exprimé en K alors l'équation (3-12) devient :

$$C(i \rightarrow j) = \frac{8.63 \times 10^{-6}}{g_i T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \int_0^\infty \Omega(i \rightarrow j) \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) d\left(\frac{\varepsilon_j}{kT_e}\right) \quad (3-13)$$

On peut déduire à partir de $C(i \rightarrow j)$ le coefficient de taux de désexcitation $C(j \rightarrow i)$ pour la transition inverse $j \rightarrow i$ grâce à la relation suivante :

$$C(j \rightarrow i) = C(i \rightarrow j) \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (3-14)$$

Il est utile de rappeler que les équations (3-12), (3-13) et (3-14) sont valables tant que la distribution des électrons libres du plasma est Maxwellienne.

La détermination du coefficient de taux d'excitation $C(i \rightarrow j)$ est évidemment la seconde tâche de la physique atomique (après l'obtention des niveaux d'énergie et des probabilités de transition radiative), afin de pouvoir déterminer les populations des ions dans leurs différents états excités et ainsi obtenir les intensités de raies d'émission. Actuellement, plusieurs codes sont disponibles pour les calculs des forces de collision pour les ions cibles hautement chargés, qui sont basés sur différentes approximations telles que l'approximation de Coulomb-Born, Coulomb-Bethe, Distorted-Wave et Close-Coupling. Ces forces de collision sont ensuite utilisées pour déterminer les coefficients de taux d'excitation au moyen de matlab, mathematica ou maple [3].

***Modèle
collisionnel-
radiatif***

Modèle collisionnel-radiatif

1. modèle collisionnel-radiatif

Pour les plasmas chauds et peu ou moyennement denses, la loi de Saha n'est plus valable, et la détermination des taux d'ionisation n'est pas une chose aisée. Il faut en effet résoudre les équations d'évolution temporelle de la population de chacun des niveaux d'ions en tenant compte de tous les mécanismes possibles d'ionisation, et de recombinaison, et pour un ion donné, de tous les mécanismes d'excitation et de désexcitation. À ces différents mécanismes peuvent correspondre des échelles de temps caractéristiques (durée de vie des états excités par exemple) très diverses. Il s'agit là du domaine de la physique atomique des plasmas chauds hors équilibres.

Un modèle prenant en compte les différents processus radiatifs et collisionnels doit être développé. La population d'un niveau donné est obtenue en tenant compte des processus de peuplement et dépeuplement. Il est donc nécessaire de résoudre explicitement un système d'équations différentielles tel que :

$$\frac{dN_j}{dt} = N_j (\sum_{i<j} A_{ji} + N_e \sum_{i>j} C_{ji}^e + N_e \sum_{i<j} C_{ji}^d) - N_e \sum_{i<j} N_i C_{ij}^e + \sum_{i>j} N_i (N_e C_{ij}^d + A_{ij}) \quad (1-1)$$

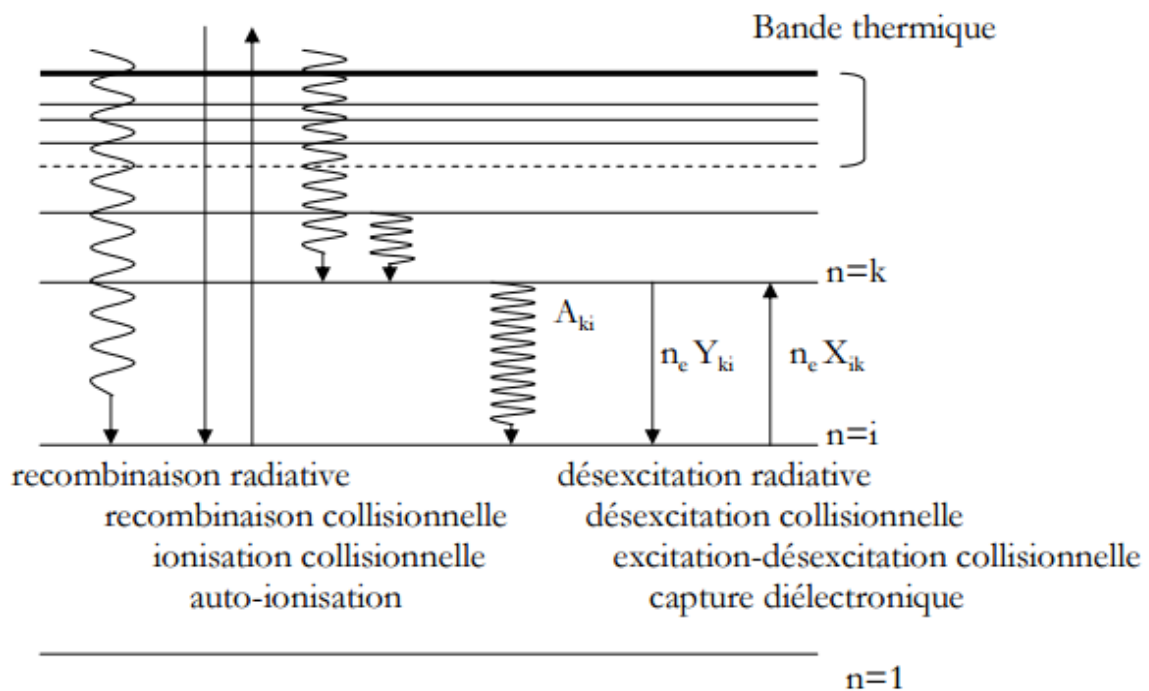
où N_j est la population du niveau j de l'ion de charge q , N_e est la densité des électrons libres du plasma, et les termes A et C représentent les processus radiatifs et collisionnels. Plus précisément, A_{ji} correspond à la probabilité de transition radiative du niveau i vers le niveau j , C_{ij}^e et C_{ij}^d sont les coefficients de taux d'excitation et de désexcitation, respectivement. Le terme entre parenthèses multipliant N_j dans le membre de droite de l'équation (1-1) correspond aux mécanismes de dépeuplement du niveau j et les deux derniers termes prennent en compte tous les processus de peuplement du niveau j à partir des autres niveaux i .

Le système d'équations (1-1) est d'une grande complexité, compte tenu du nombre élevé des niveaux à considérer. Il va donc falloir trouver des simplifications, notamment pour le cas des éléments lourds, cas qui pose le plus de problèmes eu égard du nombre de niveaux détaillés caractérisés par leur nombre quantique j qui est considérable (plusieurs centaines) ; le calcul des taux de réaction des différents processus étant déjà un problème en soi pour les éléments légers.

On peut, tout d'abord, tenir compte des simplifications suivantes :

- **On limite le nombre de niveaux.**

Pour cela, on introduit le concept de bande thermique, qui traduit le fait que les niveaux les plus élevés sont d'énergie très proche du niveau fondamental de l'ion supérieur. Si cette différence d'énergie est plus petite que l'énergie thermique kT_e , les processus collisionnels sont hautement probables et s'équilibrent. On peut donc supposer ces niveaux à l'ETL (Equilibre Thermodynamique Local), par rapport au niveau fondamental de l'ion supérieur.



- **En général, on considère un équilibre quasi-stationnaire (QSS)**

Dans ce cadre, on suppose que les populations des niveaux excités s'ajustent instantanément par rapport aux populations des niveaux fondamentaux. On résout donc un système dépendant du temps uniquement pour les niveaux fondamentaux, ces derniers étant couplés par des taux globaux qui prennent en compte l'existence des niveaux excités. En effet, les niveaux excités et fondamentaux jouent des rôles très différents dans le système d'équations différentielles. On remarque que les taux d'excitation sont bien plus grands que ceux associés à l'ionisation et/ou à la recombinaison. On peut donc supposer un équilibre quasi-stationnaire (QSS) entre les niveaux excités : ceux-ci atteignent l'équilibre en un temps beaucoup plus court que les populations des niveaux fondamentaux.

- **Souvent, on peut supposer toutes les populations (des niveaux excités et fondamentaux) à l'équilibre stationnaire:**

$$\frac{dN_i^q}{dt} = 0 \quad (1-2)$$

On peut formuler cette hypothèse si les populations varient lentement par rapport aux paramètres du plasma. Dans ce cas, le système d'équations se ramène à :

$$-N_i^q (\sum_{j<i} A_{ij} + \sum_{j \neq i} N_e C_{ij}) + \sum_{j>i} N_j^q A_{ji} + \sum_{j \neq i} N_j^q N_e C_{ji} = 0 \quad (1-3)$$

Il faut effectuer une inversion de matrice pour résoudre le système. Toutefois, en général, dans certaines zones du plasma, l'interaction laser-matière, est suffisamment rapide pour que les populations ioniques n'aient pas le temps d'atteindre l'équilibre stationnaire collisionnel-radiatif (retard à l'ionisation ou à la recombinaison).

On remarquera qu'à grande densité les processus collisionnels dominant et assurent la micro-réversibilité. Alors, l'équilibre collisionnel-radiatif tend vers l'équilibre thermodynamique [1].

2. Niveaux métastables

Un niveau métastable est un niveau excité dont la durée de vie radiative est longue par rapport à celle des autres niveaux excités. Ce niveau n'a pas la possibilité de se désexciter par une transition dipolaire électrique (E1) vers un niveau inférieur. La durée de vie radiative d'un niveau métastable est relativement grande (en général supérieure à 10^{-3} s) [4].

3. Ions dans des états métastables

Les calculs des populations des états excités des ions sont d'une importance décisive pour déterminer l'intensité des raies d'émission dans les spectres des plasmas chauds. Nous examinons le problème de la détermination des populations d'ions à deux et à trois niveaux. La solution du premier problème (fig.1, à gauche) résulte de l'équation indépendante du temps

$$N_1 N_e C_{12} - N_2 (A_{21} + N_e C_{21}) = 0 \quad (3-1)$$

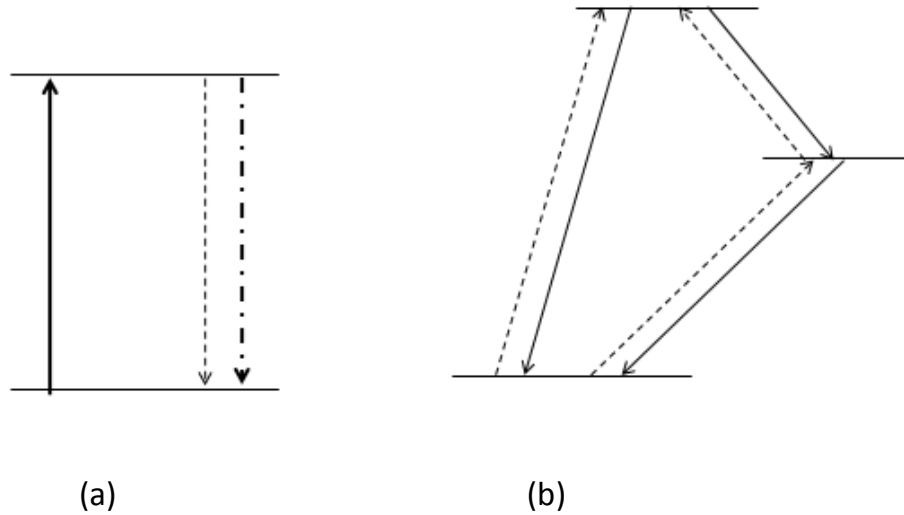


Figure 3. Schéma pour la formation de raies dans les spectres de plasmas par excitation par impact d'électrons. (a): un ion à deux niveaux: la ligne tiret-point représente la transition radiative $2 \rightarrow 1$; la ligne tiret caractérise la désexcitation du niveau 2 par impact électronique; la ligne continue indique l'excitation par impact électronique du niveau 2. (b): un ion à trois niveaux : les lignes continues indiquent les transitions à partir de niveaux supérieurs vers inférieurs dues à des transitions radiatives spontanées et de désexcitation par impact d'électrons; les lignes tirets désignent l'excitation des niveaux par impact électronique.

Ci-dessus N_k est la population de niveau k , A_{21} est le coefficient d'Einstein pour la transition $2 \rightarrow 1$; $N_1 N_e C_{12}$ représente le nombre d'ions qui subissent une transition vers le niveau métastable 2 induite par collisions électroniques par cm^3 et par seconde alors que $N_2 N_e C_{21}$ représente le nombre de transitions collisionnelles inverses, i.e. à partir du niveau métastable 2.

L'équation (3-1) détermine le rapport des populations dans les niveaux 1 et 2

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{N_e C_{21}}{A_{21} + N_e C_{21}} e^{-h\nu_{12}/kT_e} \quad (3-2)$$

où T_e est la température des électrons du plasma, g_1 et g_2 sont les poids statistiques des niveaux 1 et 2, respectivement. Une conclusion importante, qui a été obtenue avant même que les calculs quantiques de sections efficaces de collision par impact d'électrons et de coefficients de taux n'aient été effectués, est que pour un plasma chaud de basse densité, quand $A_{21} \gg N_e C_{21}$, l'énergie émise dans la raie interdite $2 \rightarrow 1$ par seconde par unité de volume de plasma dépend uniquement du nombre d'excitations par impact d'électrons, c'est à dire

$$E_{21} \approx N_e N_1 C_{12} h\nu_{12} \quad (3-3)$$

L'équation (3-3) est la norme pour la physique des plasmas de basses densités. Elle est souvent utilisée pour estimer les intensités des raies dans les spectres des plasmas chauds tels que les nébuleuses et les couronnes stellaires.

Discutons maintenant l'excitation des niveaux métastables dans un modèle d'ion à trois niveaux. Dans ce cas, les populations des niveaux en ignorant les processus d'excitations radiatives, sont déterminés par les équations d'équilibre suivantes (voir la figure 3(b)) :

$$\begin{cases} N_e C_{12} N_1 + (A_{32} + N_e C_{32}) N_3 = (A_{21} + N_e C_{21} + N_e C_{23}) N_2 , \\ N_e C_{13} N_1 + N_e C_{23} N_2 = (A_{31} + A_{32} + N_e (C_{31} + N_{32})) N_3 . \end{cases} \quad (3-4)$$

La solution de ce système d'équations s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{N_2}{N_1} = \frac{N_e C_{12} (A_{31} + A_{32} + N_e C_{31} + N_e C_{32}) + N_e C_{13} (A_{32} + N_e C_{32})}{(A_{21} + N_e C_{21}) (A_{31} + A_{32} + N_e C_{31} + N_e C_{32}) + N_e C_{23} (A_{31} + N_e C_{31})} \\ \frac{N_3}{N_1} = \frac{N_e C_{12} N_e C_{23} + N_e (A_{21} + N_e C_{21} + N_e C_{23})}{(A_{21} + N_e C_{21}) (A_{31} + A_{32} + N_e C_{31} + N_e C_{32}) + N_e C_{23} (A_{31} + N_e C_{31})} \end{cases} \quad (3-5)$$

Dans les conditions de plasma chaud et faiblement dense, les contributions venant de la transition radiative $3 \rightarrow 1$ et de la désexcitation collisionnelle aux populations dans les niveaux 2 et 3 peuvent être négligées. On peut alors écrire:

$$\begin{cases} E_{21} = N_e (C_{12} + C_{13}) N_1 h \nu_{12}, \\ E_{32} = N_e C_{13} N_1 h \nu_{23}. \end{cases} \quad (3-6)$$

4. Dépendance en densité des intensités de raies

4.1. Intensité d'une raie spectrale émise d'un plasma peu dense

L'intensité d'une raie spectrale due à la transition à partir d'un niveau excité j vers le niveau inférieur i dans un ion X^{Z+} est donnée par :

$$I_{ji} = N_j (X^{Z+}) A_{ji} \quad (4-1)$$

où $N_j (X^{Z+})$ est la densité des ions X^{Z+} se trouvant dans le niveau supérieur j (en cm^{-3}) et A_{ji} est la probabilité de transition radiative spontanée du niveau j vers le niveau i (en s^{-1}).

La probabilité A_{ji} est un paramètre caractéristique de l'ion et est indépendante des conditions physiques du plasma. Quant aux densités de population $N_j(X^{z+})$ des niveaux excités, elles sont par contre dépendantes des processus radiatifs et collisionnels qui ont lieu dans le plasma. En écrivant l'équation (4-1), il a été supposé que le plasma est optiquement mince, c'est-à-dire que tout photon émis par un ion quitte librement le plasma sans être absorbé par d'autres ions. Cette hypothèse est toujours valable dans le domaine XUV pour des plasmas chauds de densité faible ou modérément élevée (densité des électrons inférieure à $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), qui nous intéressent dans ce travail. Il est important de souligner que ces plasmas, du fait de leur densité relativement faible, ne peuvent être en équilibre thermodynamique local, c'est-à-dire que la distribution de Boltzmann régissant les densités de population des différents niveaux d'un ion selon la formule

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-(E_j - E_i)/kT_e} \quad (4-2)$$

n'est pas valable. Rappelons que dans l'équation (4-2), g_j et g_i désignent les poids statistiques (degrés de dégénérescence) des niveaux j et i , et T_e est la température électronique.

L'étude des raies XUV émises par un plasma chaud présente un grand intérêt, non seulement parce que tel type de rayonnement contribue significativement aux pertes d'énergie du plasma émetteur, mais aussi parce que leurs intensités et profils peuvent servir à diagnostiquer l'état du plasma, i.e. déduire les paramètres du plasma tels que la température électronique et la densité électronique. Bien que les probabilités des transitions radiatives permises (dipolaires électriques) soient considérablement élevées par rapport aux probabilités des transitions radiatives interdites (dipolaires magnétiques et quadrupolaires électriques et magnétiques), les raies associées à ces différents types de transitions peuvent avoir des intensités tout à fait comparables, surtout pour les plasmas de faibles densités où le dépeuplement des niveaux excités se produit essentiellement par déclin radiatif spontané. Les raies interdites ont d'autant plus d'importance que les ions émissifs considérés sont hautement chargés puisque les probabilités de transition augmentent comme Z^{10} pour les dipôles magnétiques, Z^8 pour les quadrupôles magnétiques et seulement comme Z^4 pour les dipôles électriques. Pour déterminer la densité de population $N_j(X^{z+})$ qui apparaît dans l'équation (4-1), il est nécessaire de faire le bilan détaillé des différents processus de peuplement et de dépeuplement de chaque niveau de

l'ion X^{z+} . Il faudrait en principe incorporer tous les niveaux de l'ion émetteur ainsi que tous les degrés d'ionisation de l'élément X.

Très souvent, les processus de peuplement et de dépeuplement des niveaux des ions dans les plasmas par voie d'excitation, d'ionisation et de recombinaison sont dus aux collisions par des électrons libres. Il a été montré qu'à cause de la forte répulsion Coulombienne, les collisions des ions avec les particules lourdes (protons ou autres ions) ne jouent un rôle significatif que pour les transitions entre des niveaux très proches en énergie. Dans les conditions de température et de densité qui nous intéressent ici, les seuls processus importants sont l'excitation par collision à partir du niveau fondamental et d'un niveau métastable et les processus de désexcitation radiative spontanée [6].

5. Rapport d'intensité des raies considérées

5.1. Niveaux des ions néonoïdes Fe^{16+}

On s'intéresse dans ce mémoire à des raies émises par les ions néonoïdes (i.e. ions à 10 électrons) de fer Fe^{16+} . Ces ions sont assez abondants dans les plasmas chauds astrophysiques, notamment dans les couronnes stellaires, du fait de la structure de couches complètes de leur configuration électronique fondamentale qui est:

CF: $1s^2 2s^2 2p^6$ et qui correspond au niveau fondamental 1S_0 .

L'ion Fe^{16+} peut subir des excitations par impact d'électrons à partir du niveau fondamental $2p^6 \ ^1S_0$ et également à partir des deux niveaux métastables qui sont $2p^5 3s \ ^3P_2$ et 3P_0 . Le niveau métastable $2p^5 3s \ ^3P_2$ représente le premier niveau excité alors que le niveau métastable $2p^5 3s \ ^3P_0$ représente le troisième niveau excité de l'ion. Dans notre modèle de calcul nous tenons compte, outre du niveau fondamental, des 26 premiers niveaux excités qui sont issus des 3 configurations excitées suivantes :

$$CE : \begin{cases} 2s^2 2p^5 3s & (1) \\ 2s^2 2p^5 3p & (2) \\ 2s^2 2p^5 3d & (3) \end{cases}$$

Chaque configuration donne naissance à un certains nombre de niveaux caractérisés par les trois nombres quantiques : le moment cinétique orbital L , le moment cinétique de spin S et le nombre cinétique total J comme suit :

$$(1) \rightarrow \begin{cases} L = 1 \\ S = 0 \text{ ou } 1 \\ J = 1 \text{ ou } J = 0,1,2 \end{cases}$$

Donc la configuration (1) donne 4 niveaux de structure fine qui sont: 1P_1 ; $^3P_{0,1,2}$.

$$(2) \rightarrow \begin{cases} L = 0,1 \text{ ou } 2 \\ S = 0 \text{ ou } 1 \\ J = 0, J = 1, J = 0,1,2, J = 2, J = 1,2,3 \end{cases}$$

Donc la configuration (2) donne 10 niveaux de structure fine qui sont : 1S_0 ; 3S_1 ; 1P_1 ; $^3P_{0,1,2}$; 1D_2 ; $^3D_{1,2,3}$.

$$(3) \rightarrow \begin{cases} L = 1,2 \text{ ou } 3 \\ S = 0 \text{ ou } 1 \\ J = 1; J = 0,1,2; J = 2; J = 1,2,3; J = 3; J = 2,3,4 \end{cases}$$

Donc la configuration (3) produit 12 niveaux qui sont : 1P_0 ; $^3P_{0,1,2}$; 1D_2 ; $^3D_{1,2,3}$; 1F_3 ; $^3F_{2,3,4}$.

Donc on a au total 27 niveaux (1 niveau fondamental et 26 niveaux excités).

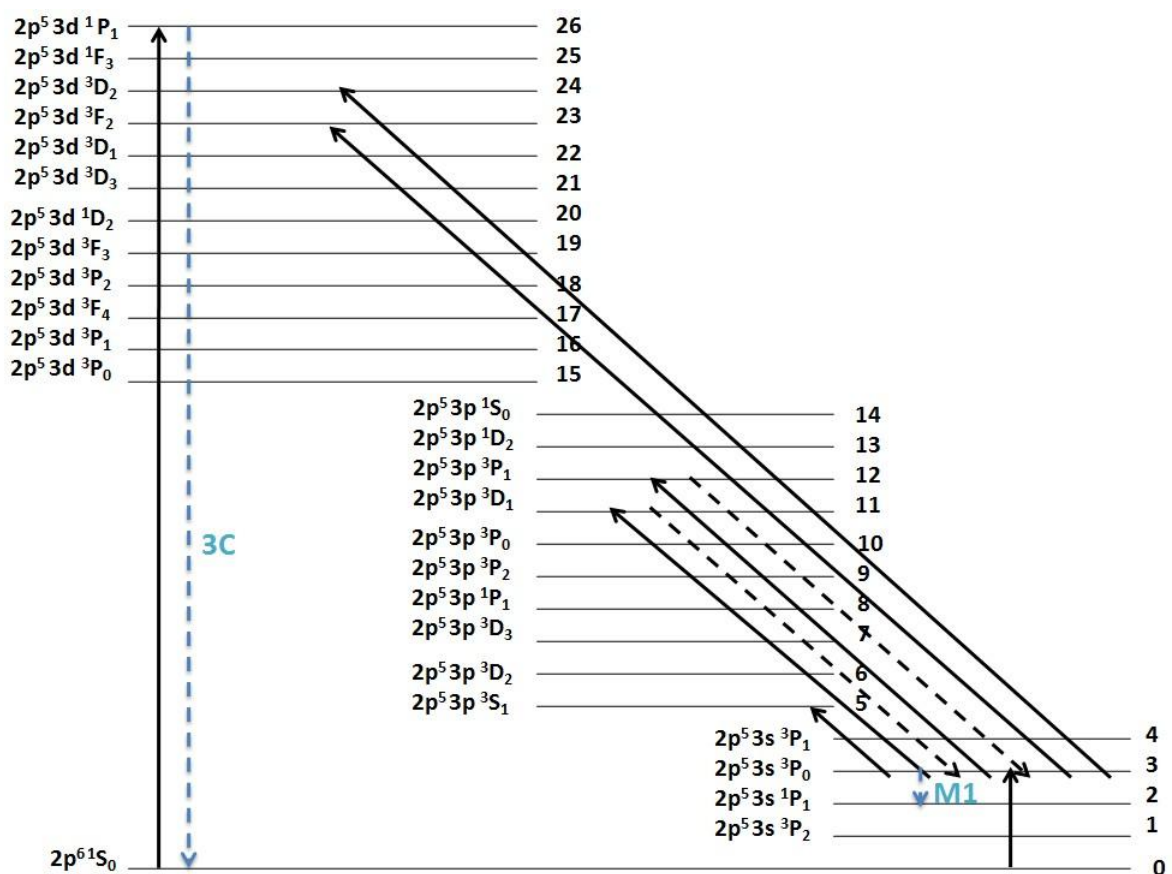


Figure 4 : Diagramme des 27 premiers niveaux de l'ion Fe^{16+} .

5.2. Rapport d'intensité

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à deux raies d'émission de l'ion néonoïde de fer Fe^{16+} (ion à 10 électrons). L'une de ces raies, dénommée 3C dans la littérature, correspond à la transition optiquement permise issue du niveau $1s^2 2s^2 2p^5 3d \ ^1P_1$ (qui est le niveau le plus haut de la configuration $2p^5 3d$) vers le niveau fondamental $2p^6 \ ^1S_0$ (voir figure 4). Cette raie est habituellement la plus intense du spectre de l'ion car sa probabilité de transition est la plus forte. L'autre raie, dénommée M1, correspond à la transition interdite de type M1 à partir du niveau $1s^2 2s^2 2p^5 3s \ ^3P_0$ vers le niveau inférieur $1s^2 2s^2 2p^5 3s \ ^1P_1$ (voir figure 4). Le niveau supérieur de cette deuxième raie est un niveau métastable, sa durée de vie étant égale à 64 μs . Cette raie a en général une intensité faible et devient inobservable dès que la densité des électrons du plasma émissif devient assez élevée. Le rapport d'intensité ρ de ces deux raies est donné par :

$$\rho = \frac{I_{M1}}{I_{3C}} = \frac{N(3s \ ^3P_0) A(3s \ ^3P_0 \rightarrow 3s \ ^1P_1)}{N(3d \ ^1P_1) A(3d \ ^1P_1 \rightarrow 2p^6 \ ^1S_0)} = \frac{N_3 A_{3,2}}{N_{26} A_{26,0}} \quad (5-1)$$

où N désigne la population du niveau considéré et A représente la probabilité de la transition radiative considérée. Pour des raisons de simplification d'écriture, on a utilisé les numéros des niveaux de la figure 1, c'est-à-dire N_i désigne la population du niveau numéro i et $A_{i,j}$ désigne la probabilité de transition radiative du niveau numéro i vers le niveau numéro j .

Les populations N_3 et N_{26} dans nous avons besoin afin de déterminer le rapport d'intensité ρ sont obtenues en résolvant un système linéaire de 27 équations couplées de type (1-3). En tenant compte des principaux processus dus aux transitions collisionnelles et aux transitions radiatives, on peut écrire les équations qui régissent les populations des niveaux 3 et 26 sous la forme simplifiée :

$$N_3 (A_{3,2} + N_e (C_{3,5} + C_{3,11} + C_{3,12} + C_{3,23} + C_{3,24})) = N_{11} A_{11,3} + N_{12} A_{12,3} + N_0 N_e C_{0,3} \quad (5-2a)$$

$$N_{26} A_{26,0} = N_0 N_e C_{0,26} \quad (5-2b)$$

où $C_{i,j}$ représente le coefficient de taux de transition collisionnelle du niveau i vers le niveau j . Notons que le niveau 26 est peuplé essentiellement par excitation à partir du niveau fondamental 0, et il est dépeuplé essentiellement par émission spontanée

vers le niveau fondamental. Quant au niveau 3, il est peuplé par excitation à partir du niveau fondamental et par cascades radiatives à partir des niveaux 11 et 12. Son dépeuplement s'effectue principalement par émission spontanée vers le niveau 2 et par désexcitations collisionnelles vers les niveaux 5, 11, 12, 23 et 24. Il est intéressant de mentionner que le niveau métastable 1, qui a une durée de vie radiative à peu près 10 fois inférieure à celle du niveau 3, joue un rôle non négligeable dans la distribution des populations.

Outre les 26 équations régissant chacune la population des 26 niveaux excités, il y a lieu d'ajouter une 27ème équation qui est la relation de normalisation des populations des 27 niveaux : $\sum_{j=0}^{26} N_j = 1$.

Données atomiques

Données atomiques

1. Ion Fe¹⁶⁺

Les ions néonoïdes sont présents dans une large variété de plasmas chauds tels que l'astrophysique, plasmas produits par laser et confinement magnétique, etc...

L'un des éléments chimiques importants et abondants dans la couronne solaire et chromosphère est le fer. En outre, c'est un élément d'impureté importante dans les réacteurs à fusion tels que les tokamaks. Ses raies d'émission sont observées pour la quasi-totalité de ses états d'ionisation et sont utiles pour le diagnostic de plasmas solaires détectés par les CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer) et SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) embarqués à bord de l'observatoire spatial SOHO (Solar and Heliospheric Observatory). En particulier, des raies d'émission de Fe¹⁶⁺ ont été observées dans le domaine des rayons X et EUV (gamme 190-350 Å). Par conséquent, les paramètres atomiques de cet ion tels que les niveaux d'énergie, les probabilités de transitions radiatives, et les forces de collision sont d'une importance vitale pour l'interprétation du spectre de raies d'émission de l'ion et donc la compréhension des propriétés du plasma [7].

Nous nous sommes limités dans notre étude aux 27 premiers niveaux de l'ion Fe¹⁶⁺ (voir chapitre précédent). Ces niveaux sont numérotés et listés dans le tableau suivant.

Tableau 1 : Les 27 premiers niveaux d'ion Fe¹⁶⁺ par ordre d'énergie croissante.

<i>Numéro</i>	<i>Niveau</i>	<i>Numéro</i>	<i>Niveau</i>
0	2p ⁶ 1S ₀	14	2p ⁵ 3p ¹ S ₀
1	2p ⁵ 3s ³ P ₂	15	2p ⁵ 3d ³ P ₀
2	2p ⁵ 3s ¹ P ₁	16	2p ⁵ 3d ³ P ₁
3	2p ⁵ 3s ³ P ₀	17	2p ⁵ 3d ³ F ₄
4	2p ⁵ 3s ³ P ₁	18	2p ⁵ 3d ³ P ₂
5	2p ⁵ 3p ³ S ₁	19	2p ⁵ 3d ³ F ₃
6	2p ⁵ 3p ³ D ₂	20	2p ⁵ 3d ¹ D ₂

7	$2p^5 3p^3 D_3$	21	$2p^5 3d^3 D_3$
8	$2p^5 3p^1 P_1$	22	$2p^5 3d^3 D_1$
9	$2p^5 3p^3 P_2$	23	$2p^5 3d^3 F_2$
10	$2p^5 3p^3 P_0$	24	$2p^5 3d^3 D_2$
11	$2p^5 3p^3 D_1$	25	$2p^5 3d^1 F_3$
12	$2p^5 3p^3 P_1$	26	$2p^5 3d^1 P_1$
13	$2p^5 3p^1 D_2$		

2. Le code FAC

Le code FAC (Flexible Atomic Code) est actuellement souvent utilisé pour le calcul de structure atomique et les caractéristiques collisionnelles et radiatives des ions fortement chargés. Ce code peut être téléchargé librement dans le web et il est pratique à utiliser.

Le code FAC permet de calculer les énergies des niveaux, les probabilités de transition radiative, les forces de collision et les sections efficaces d'excitation collisionnelle et d'ionisation par impact électronique, la photoionisation, l'autoionisation, la recombinaison radiative et la capture diélectronique.

Le calcul de structure atomique dans FAC est basé sur l'interaction de configuration relativiste avec les fonctions d'onde des particules indépendantes. Ces bases des fonctions d'onde sont obtenues à partir d'un potentiel central local qui est déterminé d'une façon auto régulière (self-consistently determined). Ce dernier représente l'écran électronique du potentiel nucléaire. Les effets relativistes sont pris en compte par l'application de l'Hamiltonien de Dirac-Coulomb. Les effets QED d'ordre supérieur sont aussi inclus avec l'interaction de Breit dans la limite de l'énergie zéro pour le photon d'échange, les approximations hydrogénoïdes pour l'auto-énergie et les effets de polarisation du vide. Les processus du continuum sont traités dans l'approximation des ondes déformées « Distorted Wave » (DW) [8].

Nous avons utilisé ce code pour obtenir les probabilités de transition radiative entre les 27 niveaux considérés. Les résultats sont donnés dans le tableau 2 suivant.

Tableau 2 : Probabilités de transition radiative A_{ij} (en s^{-1}) à partir de chacun des 26 niveaux excités i de l'ion Fe^{16+} . Le type de transition est aussi indiqué : E1 (dipolaire électrique), M1 (dipolaire magnétique), E2 (quadrupolaire électrique) ou M2 (quadrupolaire magnétique).

i	j	A_{ij} (s^{-1})	type	$\sum_j A_{ij}$ (s^{-1})
1	0	1.68E05	M2	1.68E05
2	0	7.62E11	E1	7.62E11
3	2	1.57E04	M1	1.57E04
4	0	6.69E11	E1	6.69E11
5	1	4.27E09	E1	4.40E09
	2	1.26E08	E1	
6	0	4.36E08	E2	5.73E09
	1	2.72E09	E1	
	2	2.57E09	E1	
7	1	6.69E09	E1	6.69E09
8	1	2.07E08	E1	6.06E09
	2	5.85E09	E1	
9	0	4.36E08	E2	8.16E09
	1	4.34E09	E1	
	2	3.38E09	E1	
10	2	7.52E09	E1	8.78E09
	4	1.26E09	E1	
11	3	2.20E09	E1	5.05E09
	4	2.85E09	E1	
12	1	5.25E08	E1	7.29E09
	3	4.27E09	E1	

	4	2.49E09	E1	
13	0	5.93E08	E2	7.34E09
	4	6.74E09	E1	
14	2	1.51E10	E1	3.1E10
	4	1.59E10	E1	
15	5	1.25E10	E1	1.25E10
16	0	8.22E10	E1	9.48E10
	5	1.03E10	E1	
	6	1.11E09	E1	
	9	1.21E09	E1	
17	7	1.20E10	E1	1.20E10
18	5	5.49E09	E1	1.22E10
	6	1.05E09	E1	
	7	5.23E08	E1	
	8	1.17E09	E1	
	9	4.05E09	E1	
19	6	1.17E10	E1	1.37E10
	7	1.88E09	E1	
	9	1.25E08	E1	
20	5	4.39E08	E1	1.4E10
	6	5.01E09	E1	
	7	2.20E08	E1	
	8	8.26E09	E1	
21	7	2.71E09	E1	1.28E10
	9	1.01E10	E1	

22	0	5.50E12	E1	5.50E12
23	11	1.22E10	E1	1.40E10
	12	3.70E08	E1	
	13	1.37E09	E1	
24	6	2.15E08	E1	1.24E10
	9	4.73E08	E1	
	12	1.03E10	E1	
	13	1.42E09	E1	
25	7	1.23E08	E1	1.24E10
	13	1.23E10	E1	
26	0	2.36E13	E1	2.36E13

3. Programme Mathematica

Mathematica est un logiciel de calcul formel et numérique développé par Wolfram Research. Il permet essentiellement de faire du calcul formel (manipulation d'expressions mathématiques sous forme symbolique, par exemple : calcul de dérivées, de primitives, simplification d'expressions, etc...) et du calcul numérique (évaluation d'expressions mathématiques sous forme numérique; par exemple : calcul des premières décimales du nombre π , évaluation approchée d'intégrales, etc...). Mathematica incorpore un langage de programmation sophistiqué et permet aussi de faire des graphiques. C'est un logiciel très utilisé en enseignement, dans la recherche scientifique et dans l'industrie [9].

Nous avons utilisé Mathematica pour déterminer les coefficients de taux d'excitation ou de désexcitation collisionnelle à partir des forces de collision données par FAC. Ces coefficients de taux ont été calculés pour une distribution Maxwellienne des électrons en prenant deux valeurs de température. L'utilisation de Mathematica a permis d'effectuer une intégration numérique par rapport à l'énergie des électrons libres du plasma. Les résultats de nos calculs de coefficients de taux sont fournis dans les tableaux 3-5 suivants.

Tableau 3 : Coefficients de taux d'excitation $C_e(i \rightarrow j)$ à partir du niveau fondamental $i=0$ vers chacun des 26 niveaux excités j de l'ion Fe^{16+} pour deux valeurs de température T_e .

j	$T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$	j	$T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$
1	2.40×10^{-13}	9.21×10^{-13}	14	6.56×10^{-12}	3.81×10^{-11}
2	3.72×10^{-13}	2.41×10^{-12}	15	1.98×10^{-13}	8.89×10^{-13}
3	4.56×10^{-14}	1.81×10^{-13}	16	5.97×10^{-13}	2.81×10^{-12}
4	3.10×10^{-13}	2.01×10^{-12}	17	6.72×10^{-13}	2.99×10^{-12}
5	5.09×10^{-13}	2.11×10^{-12}	18	7.43×10^{-13}	3.35×10^{-12}
6	5.30×10^{-13}	2.58×10^{-12}	19	5.17×10^{-13}	2.66×10^{-12}
7	5.86×10^{-13}	2.40×10^{-12}	20	2.61×10^{-13}	1.15×10^{-12}
8	2.09×10^{-13}	8.57×10^{-13}	21	3.71×10^{-13}	2.05×10^{-12}
9	4.34×10^{-13}	2.23×10^{-12}	22	3.18×10^{-12}	2.25×10^{-11}
10	4.04×10^{-13}	2.14×10^{-12}	23	2.90×10^{-13}	1.33×10^{-12}
11	2.19×10^{-13}	9.21×10^{-13}	24	3.84×10^{-13}	1.77×10^{-12}
12	2.23×10^{-13}	9.42×10^{-13}	25	4.20×10^{-13}	2.36×10^{-12}
13	4.84×10^{-13}	2.55×10^{-12}	26	1.15×10^{-11}	8.55×10^{-11}

Tableau 4 : Coefficients de taux d'excitation $C_e(i \rightarrow j)$ à partir du niveau métastable $i=1$ vers chacun des niveaux supérieurs j de l'ion Fe^{16+} pour deux valeurs de température T_e . Le coefficient de taux de désexcitation du niveau $i=1$ vers le niveau fondamental $j=0$ est également donné.

j	$T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$	j	$T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$
0	1.38×10^{-12}	1.95×10^{-13}	14	7.70×10^{-13}	4.23×10^{-13}
2	4.24×10^{-11}	2.25×10^{-11}	15	2.34×10^{-11}	1.93×10^{-11}
3	1.18×10^{-11}	7.33×10^{-12}	16	6.57×10^{-11}	5.44×10^{-11}
4	3.82×10^{-11}	2.18×10^{-11}	17	2.02×10^{-10}	1.68×10^{-10}
5	1.94×10^{-9}	1.54×10^{-9}	18	8.40×10^{-11}	6.96×10^{-11}

6	1.53×10^{-9}	1.23×10^{-9}	19	5.51×10^{-11}	6.13×10^{-11}
7	4.49×10^{-9}	3.62×10^{-9}	20	3.01×10^{-11}	2.39×10^{-12}
8	5.88×10^{-11}	4.59×10^{-11}	21	8.56×10^{-11}	7.10×10^{-11}
9	1.58×10^{-9}	1.28×10^{-9}	22	6.01×10^{-12}	4.35×10^{-12}
10	1.00×10^{-12}	5.22×10^{-13}	23	4.93×10^{-13}	4.00×10^{-13}
11	7.92×10^{-13}	6.27×10^{-13}	24	3.32×10^{-12}	2.88×10^{-12}
12	4.69×10^{-11}	3.93×10^{-11}	25	1.77×10^{-12}	1.54×10^{-12}
13	1.18×10^{-11}	9.91×10^{-12}	26	1.06×10^{-12}	6.91×10^{-13}

Tableau 5 : Coefficients de taux d'excitation $C_e(i \rightarrow j)$ à partir du niveau métastable $i=3$ vers chacun des niveaux supérieurs j pour deux valeurs de température T_e . Les coefficients de taux de désexcitation du niveau $i=3$ vers les niveaux inférieurs sont également donnés.

J	$T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$	j	$T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$	$T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$
0	1.39×10^{-12}	1.88×10^{-13}	14	1.96×10^{-12}	1.08×10^{-12}
1	6.25×10^{-11}	6.02×10^{-11}	15	1.28×10^{-14}	9.24×10^{-15}
2	5.41×10^{-11}	2.84×10^{-11}	16	2.29×10^{-13}	1.30×10^{-13}
4	6.55×10^{-11}	3.36×10^{-12}	17	4.59×10^{-15}	3.18×10^{-15}
5	2.05×10^{-10}	1.58×10^{-10}	18	1.39×10^{-11}	1.11×10^{-11}
6	1.74×10^{-13}	8.69×10^{-14}	19	2.88×10^{-13}	1.64×10^{-13}
7	7.57×10^{-15}	5.53×10^{-15}	20	6.19×10^{-12}	4.98×10^{-12}
8	3.14×10^{-11}	2.44×10^{-11}	21	7.29×10^{-14}	4.14×10^{-14}
9	5.99×10^{-15}	3.01×10^{-15}	22	1.70×10^{-12}	9.98×10^{-13}
10	1.78×10^{-12}	9.21×10^{-13}	23	2.79×10^{-10}	2.33×10^{-10}
11	3.94×10^{-9}	3.16×10^{-9}	24	2.52×10^{-10}	2.11×10^{-10}
12	5.46×10^{-9}	4.42×10^{-9}	25	1.89×10^{-11}	1.12×10^{-11}
13	1.91×10^{-11}	1.00×10^{-11}	26	6.16×10^{-12}	3.73×10^{-12}

Résultats numériques

Résultats numériques

1. Résultats numériques

Toutes les données atomiques qui ont été utilisées pour déterminer les populations des niveaux supérieurs des raies considérées ont été consignées dans les tableaux dressés dans le chapitre précédent. Nous avons aussi fait appel à Mathematica pour pouvoir résoudre numériquement le système d'équations de taux du modèle collisionnel-radiatif et ainsi obtenir les populations en fonction de la densité des électrons libres du plasma. Une fois ces populations obtenues on peut calculé le rapport d'intensité des deux raies.

Pour être plus précis nous prenons en compte les probabilités de transitions radiative A_{ij} et les coefficients d'excitation et désexcitation C_{ij} et C_{ji} respectivement incorporés dans un système d'équations qu'on a posé dans le chapitre 3 et en faisant varier la densité électronique N_e à partir de 10^9 jusqu'à 10^{13} cm^{-3} . Nos résultats numériques des populations de chacun des 27 niveaux d'énergie sont présentés dans les tableaux 7 et 8 pour les deux températures électroniques $T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$ et $T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$, respectivement.

Tableau 7 : Populations du niveau fondamental et des 26 premiers niveaux excités de l'ion Fe^{16+} pour diverses valeurs de la densité des électrons à la température $T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$.

N_i	$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$						
	10^9	10^{10}	2×10^{10}	5×10^{10}	8×10^{10}	10^{11}	2×10^{11}
N_0	1	0.99999	0.99999	0.99999	0.99999	0.99999	0.99999
N_1	2.29×10^{-8}	2.29×10^{-7}	4.58×10^{-7}	1.14×10^{-6}	1.83×10^{-6}	2.29×10^{-6}	4.58×10^{-6}
N_2	7.64×10^{-15}	7.64×10^{-14}	1.53×10^{-13}	3.81×10^{-13}	6.10×10^{-13}	7.62×10^{-13}	1.52×10^{-12}
N_3	3.65×10^{-8}	3.64×10^{-7}	7.25×10^{-7}	1.79×10^{-6}	2.83×10^{-6}	3.50×10^{-6}	6.73×10^{-6}
N_4	7.59×10^{-15}	7.60×10^{-14}	1.52×10^{-13}	3.80×10^{-13}	6.08×10^{-13}	7.61×10^{-13}	1.52×10^{-12}
N_5	2.53×10^{-13}	2.53×10^{-12}	5.06×10^{-12}	1.27×10^{-11}	2.03×10^{-11}	2.54×10^{-11}	5.11×10^{-11}

N_6	1.20×10^{-13}	2.00×10^{-12}	3.99×10^{-12}	9.99×10^{-12}	1.60×10^{-11}	2.00×10^{-11}	4.01×10^{-11}
N_7	2.16×10^{-13}	2.17×10^{-12}	4.33×10^{-12}	1.09×10^{-11}	1.74×10^{-11}	2.18×10^{-11}	4.39×10^{-11}
N_8	7.17×10^{-14}	7.17×10^{-13}	1.43×10^{-12}	3.59×10^{-12}	5.74×10^{-12}	7.17×10^{-12}	1.43×10^{-11}
N_9	1.10×10^{-13}	1.10×10^{-12}	2.21×10^{-12}	5.52×10^{-12}	8.84×10^{-12}	1.11×10^{-11}	2.20×10^{-11}
N_{10}	4.60×10^{-14}	4.60×10^{-13}	9.20×10^{-13}	2.30×10^{-12}	3.68×10^{-12}	4.60×10^{-12}	9.20×10^{-12}
N_{11}	9.36×10^{-14}	9.36×10^{-13}	1.87×10^{-12}	4.69×10^{-12}	7.50×10^{-12}	9.38×10^{-12}	1.88×10^{-11}
N_{12}	7.56×10^{-14}	7.57×10^{-13}	1.52×10^{-12}	3.84×10^{-12}	6.21×10^{-12}	7.82×10^{-12}	1.61×10^{-11}
N_{13}	1.33×10^{-13}	1.32×10^{-12}	2.65×10^{-12}	6.63×10^{-12}	1.06×10^{-11}	1.33×10^{-11}	2.65×10^{-11}
N_{14}	2.12×10^{-13}	2.12×10^{-12}	4.23×10^{-12}	1.06×10^{-11}	1.69×10^{-11}	2.12×10^{-11}	4.23×10^{-11}
N_{15}	1.58×10^{-14}	1.58×10^{-13}	3.17×10^{-13}	7.92×10^{-13}	1.27×10^{-12}	1.58×10^{-12}	3.17×10^{-12}
N_{16}	6.30×10^{-15}	6.30×10^{-14}	1.26×10^{-13}	3.15×10^{-13}	5.04×10^{-13}	6.30×10^{-13}	1.26×10^{-12}
N_{17}	5.60×10^{-14}	5.60×10^{-13}	1.12×10^{-12}	2.80×10^{-12}	4.48×10^{-12}	5.60×10^{-12}	1.12×10^{-11}
N_{18}	6.05×10^{-14}	6.05×10^{-13}	1.21×10^{-12}	3.02×10^{-12}	4.84×10^{-12}	6.05×10^{-12}	1.21×10^{-11}
N_{19}	3.77×10^{-14}	3.77×10^{-13}	7.54×10^{-13}	1.89×10^{-12}	3.02×10^{-12}	3.77×10^{-12}	7.54×10^{-12}
N_{20}	1.87×10^{-14}	1.87×10^{-13}	3.75×10^{-13}	9.37×10^{-13}	1.50×10^{-12}	1.87×10^{-12}	3.75×10^{-12}
N_{21}	2.90×10^{-14}	2.90×10^{-13}	5.79×10^{-13}	1.45×10^{-12}	2.32×10^{-12}	2.90×10^{-12}	5.79×10^{-12}
N_{22}	5.78×10^{-16}	5.78×10^{-15}	1.16×10^{-14}	2.89×10^{-14}	4.63×10^{-14}	5.78×10^{-14}	1.16×10^{-13}
N_{23}	2.08×10^{-14}	2.08×10^{-13}	4.16×10^{-13}	1.04×10^{-12}	1.67×10^{-12}	2.09×10^{-12}	4.19×10^{-12}
N_{24}	3.09×10^{-14}	3.10×10^{-13}	6.19×10^{-13}	1.55×10^{-12}	2.48×10^{-12}	3.10×10^{-12}	6.22×10^{-12}
N_{25}	3.38×10^{-14}	3.38×10^{-13}	6.76×10^{-13}	1.69×10^{-12}	2.70×10^{-12}	3.38×10^{-12}	6.76×10^{-12}
N_{26}	4.87×10^{-16}	4.87×10^{-15}	9.75×10^{-15}	2.44×10^{-14}	3.90×10^{-14}	4.87×10^{-14}	9.75×10^{-14}

N_i	$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$						
	5×10^{11}	8×10^{11}	10^{12}	2×10^{12}	5×10^{12}	8×10^{12}	10^{13}
N_0	0.99997	0.99996	0.99995	0.99992	0.99982	0.99975	0.99970

N_1	1.15×10^{-5}	1.84×10^{-5}	2.30×10^{-5}	4.61×10^{-5}	1.15×10^{-4}	1.84×10^{-4}	2.31×10^{-4}
N_2	3.77×10^{-12}	5.99×10^{-12}	7.56×10^{-12}	1.48×10^{-11}	3.67×10^{-11}	5.93×10^{-11}	7.47×10^{-11}
N_3	1.51×10^{-5}	2.18×10^{-5}	2.64×10^{-5}	3.94×10^{-5}	5.82×10^{-5}	6.62×10^{-5}	6.93×10^{-5}
N_4	3.82×10^{-12}	6.13×10^{-12}	7.68×10^{-12}	1.54×10^{-11}	3.89×10^{-11}	6.24×10^{-11}	7.81×10^{-11}
N_5	1.29×10^{-10}	2.10×10^{-10}	2.64×10^{-10}	5.50×10^{-10}	1.53×10^{-9}	2.70×10^{-9}	3.58×10^{-9}
N_6	1.01×10^{-10}	1.64×10^{-10}	2.06×10^{-10}	4.24×10^{-10}	1.15×10^{-9}	1.99×10^{-9}	2.61×10^{-9}
N_7	1.12×10^{-10}	1.83×10^{-10}	2.32×10^{-10}	4.97×10^{-10}	1.49×10^{-9}	2.77×10^{-9}	3.78×10^{-9}
N_8	3.59×10^{-11}	5.74×10^{-11}	7.17×10^{-11}	1.43×10^{-10}	3.59×10^{-10}	5.74×10^{-10}	7.17×10^{-10}
N_9	5.62×10^{-11}	9.10×10^{-11}	1.15×10^{-10}	2.38×10^{-10}	6.63×10^{-10}	1.17×10^{-9}	1.55×10^{-9}
N_{10}	2.30×10^{-11}	3.68×10^{-11}	4.60×10^{-11}	9.20×10^{-11}	2.30×10^{-10}	3.68×10^{-10}	4.60×10^{-10}
N_{11}	4.72×10^{-11}	7.57×10^{-11}	9.49×10^{-11}	1.91×10^{-10}	4.82×10^{-10}	7.74×10^{-10}	9.70×10^{-10}
N_{12}	4.36×10^{-11}	7.39×10^{-11}	9.49×10^{-11}	2.12×10^{-10}	6.04×10^{-10}	1.02×10^{-9}	1.29×10^{-9}
N_{13}	6.64×10^{-11}	1.06×10^{-10}	1.33×10^{-10}	2.66×10^{-10}	6.65×10^{-10}	1.06×10^{-9}	1.33×10^{-9}
N_{14}	1.06×10^{-10}	1.69×10^{-10}	2.12×10^{-10}	4.23×10^{-10}	1.06×10^{-9}	1.69×10^{-9}	2.12×10^{-9}
N_{15}	7.92×10^{-12}	1.27×10^{-11}	1.58×10^{-11}	3.17×10^{-11}	7.92×10^{-11}	1.27×10^{-10}	1.58×10^{-10}
N_{16}	3.15×10^{-12}	5.04×10^{-12}	6.30×10^{-12}	1.26×10^{-11}	3.15×10^{-11}	5.04×10^{-11}	6.29×10^{-11}
N_{17}	2.81×10^{-11}	4.50×10^{-11}	5.64×10^{-11}	1.14×10^{-10}	2.90×10^{-10}	4.73×10^{-10}	5.99×10^{-10}
N_{18}	3.02×10^{-11}	4.84×10^{-11}	6.05×10^{-11}	1.20×10^{-10}	3.02×10^{-10}	4.84×10^{-10}	6.05×10^{-10}
N_{19}	1.89×10^{-11}	3.02×10^{-11}	3.77×10^{-11}	7.54×10^{-11}	1.89×10^{-10}	3.02×10^{-10}	3.77×10^{-10}
N_{20}	9.37×10^{-12}	1.50×10^{-11}	1.87×10^{-11}	3.75×10^{-11}	9.37×10^{-11}	1.50×10^{-10}	1.87×10^{-10}
N_{21}	1.45×10^{-11}	2.32×10^{-11}	2.90×10^{-11}	5.79×10^{-11}	1.45×10^{-10}	2.32×10^{-10}	2.90×10^{-10}
N_{22}	2.89×10^{-13}	4.63×10^{-13}	5.78×10^{-13}	1.16×10^{-12}	2.89×10^{-12}	4.62×10^{-12}	5.78×10^{-12}
N_{23}	1.06×10^{-11}	1.70×10^{-11}	2.13×10^{-11}	4.32×10^{-11}	1.10×10^{-10}	1.77×10^{-10}	2.22×10^{-10}
N_{24}	1.56×10^{-11}	2.51×10^{-11}	3.15×10^{-11}	6.34×10^{-11}	1.61×10^{-10}	2.58×10^{-10}	3.23×10^{-10}
N_{25}	1.69×10^{-11}	2.70×10^{-11}	3.38×10^{-11}	6.76×10^{-11}	1.69×10^{-10}	2.70×10^{-10}	3.38×10^{-10}

N_{26}	2.44×10^{-13}	3.90×10^{-13}	4.87×10^{-13}	9.74×10^{-13}	2.44×10^{-12}	3.90×10^{-12}	4.87×10^{-12}
----------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------	------------------------

Tableau 8 : Même légende que celle du tableau 7 mais pour la température $T_e = 6 \times 10^6 \text{K}$.

N_i	$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$						
	10^9	10^{10}	2×10^{10}	5×10^{10}	8×10^{10}	10^{11}	2×10^{11}
N_0	1	0.99999	0.99999	0.99999	0.99998	0.99997	0.99995
N_1	1.05×10^{-7}	1.05×10^{-6}	2.10×10^{-6}	5.24×10^{-6}	8.39×10^{-6}	1.05×10^{-5}	2.10×10^{-5}
N_2	4.18×10^{-14}	4.18×10^{-13}	8.36×10^{-13}	2.09×10^{-12}	3.34×10^{-12}	4.17×10^{-12}	8.33×10^{-12}
N_3	1.61×10^{-7}	1.60×10^{-6}	3.19×10^{-6}	7.90×10^{-6}	1.25×10^{-5}	1.55×10^{-5}	3.01×10^{-5}
N_4	4.29×10^{-14}	4.29×10^{-13}	8.57×10^{-13}	2.14×10^{-12}	3.43×10^{-12}	4.29×10^{-12}	8.56×10^{-12}
N_5	1.10×10^{-12}	1.10×10^{-11}	2.20×10^{-11}	5.51×10^{-11}	8.83×10^{-11}	1.10×10^{-10}	2.22×10^{-10}
N_6	9.81×10^{-13}	9.81×10^{-12}	1.96×10^{-11}	4.91×10^{-11}	7.86×10^{-11}	9.83×10^{-11}	1.97×10^{-10}
N_7	9.53×10^{-13}	9.53×10^{-12}	1.91×10^{-11}	4.77×10^{-11}	7.66×10^{-11}	9.50×10^{-11}	1.93×10^{-10}
N_8	3.07×10^{-13}	3.07×10^{-12}	6.14×10^{-12}	1.53×10^{-11}	2.45×10^{-11}	3.07×10^{-11}	6.13×10^{-11}
N_9	6.23×10^{-13}	6.23×10^{-12}	1.25×10^{-11}	3.12×10^{-11}	4.99×10^{-11}	6.24×10^{-11}	1.25×10^{-10}
N_{10}	2.44×10^{-13}	2.44×10^{-12}	4.87×10^{-12}	1.22×10^{-11}	1.95×10^{-11}	2.44×10^{-11}	4.87×10^{-11}
N_{11}	4.13×10^{-13}	4.13×10^{-12}	8.26×10^{-12}	2.07×10^{-11}	3.31×10^{-11}	4.13×10^{-11}	8.28×10^{-11}
N_{12}	3.36×10^{-13}	3.37×10^{-12}	6.75×10^{-12}	1.70×10^{-11}	2.75×10^{-11}	3.46×10^{-11}	7.10×10^{-11}
N_{13}	7.12×10^{-13}	7.12×10^{-12}	1.42×10^{-12}	3.56×10^{-11}	5.10×10^{-11}	3.90×10^{-11}	7.98×10^{-11}
N_{14}	7.11×10^{-12}	1.42×10^{-11}	3.56×10^{-11}	5.70×10^{-11}	7.12×10^{-11}	1.23×10^{-10}	2.46×10^{-10}
N_{15}	7.11×10^{-14}	7.11×10^{-13}	1.42×10^{-12}	3.56×10^{-12}	5.69×10^{-12}	7.11×10^{-12}	1.42×10^{-11}
N_{16}	2.96×10^{-14}	2.96×10^{-13}	5.93×10^{-13}	1.48×10^{-12}	2.37×10^{-12}	2.96×10^{-12}	5.93×10^{-12}
N_{17}	2.49×10^{-13}	2.49×10^{-12}	4.98×10^{-12}	1.25×10^{-11}	1.99×10^{-11}	2.49×10^{-11}	4.99×10^{-11}
N_{18}	2.73×10^{-13}	2.73×10^{-12}	4.45×10^{-12}	1.36×10^{-11}	2.18×10^{-11}	2.73×10^{-11}	5.45×10^{-11}
N_{19}	1.94×10^{-13}	1.94×10^{-12}	3.88×10^{-12}	9.70×10^{-12}	1.55×10^{-11}	1.94×10^{-11}	3.88×10^{-11}
N_{20}	8.26×10^{-14}	8.26×10^{-13}	1.65×10^{-12}	4.13×10^{-12}	6.60×10^{-12}	8.26×10^{-12}	1.65×10^{-11}
N_{21}	1.60×10^{-13}	1.60×10^{-12}	3.20×10^{-12}	8.00×10^{-12}	1.28×10^{-11}	1.60×10^{-11}	3.20×10^{-11}
N_{22}	4.09×10^{-15}	4.09×10^{-14}	8.18×10^{-14}	2.05×10^{-13}	3.27×10^{-13}	4.09×10^{-13}	8.18×10^{-13}

N_{23}	9.54×10^{-14}	9.54×10^{-13}	1.91×10^{-12}	4.78×10^{-12}	7.65×10^{-12}	9.57×10^{-12}	1.92×10^{-11}
N_{24}	1.43×10^{-13}	1.43×10^{-12}	2.85×10^{-12}	7.14×10^{-12}	1.14×10^{-11}	1.43×10^{-11}	2.86×10^{-11}
N_{25}	1.90×10^{-13}	1.90×10^{-12}	3.80×10^{-12}	9.50×10^{-12}	1.52×10^{-11}	1.90×10^{-11}	3.80×10^{-11}
N_{26}	3.62×10^{-15}	3.62×10^{-14}	7.24×10^{-14}	1.81×10^{-13}	2.90×10^{-13}	3.62×10^{-13}	7.24×10^{-13}

N_i	$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$						
	5×10^{11}	8×10^{11}	10^{12}	2×10^{12}	5×10^{12}	8×10^{12}	10^{13}
N_0	0.99988	0.99981	0.99978	0.99960	0.99918	0.99881	0.99858
N_1	5.25×10^{-5}	8.41×10^{-5}	1.05×10^{-4}	2.11×10^{-4}	5.28×10^{-4}	8.46×10^{-4}	1.06×10^{-3}
N_2	2.07×10^{-11}	3.30×10^{-11}	4.11×10^{-11}	8.16×10^{-11}	2.03×10^{-10}	3.25×10^{-10}	4.08×10^{-10}
N_3	6.86×10^{-5}	1.01×10^{-4}	1.20×10^{-4}	1.90×10^{-4}	2.95×10^{-4}	3.43×10^{-4}	3.62×10^{-4}
N_4	2.15×10^{-11}	3.45×10^{-11}	4.32×10^{-11}	8.67×10^{-11}	2.18×10^{-10}	3.50×10^{-10}	4.37×10^{-10}
N_5	5.61×10^{-10}	9.07×10^{-10}	1.14×10^{-9}	2.36×10^{-9}	6.48×10^{-9}	1.13×10^{-8}	1.48×10^{-8}
N_6	4.96×10^{-10}	7.99×10^{-10}	1.00×10^{-9}	2.05×10^{-9}	5.47×10^{-9}	9.29×10^{-9}	1.21×10^{-8}
N_7	4.92×10^{-10}	8.00×10^{-10}	1.01×10^{-9}	2.14×10^{-9}	6.25×10^{-9}	1.14×10^{-8}	1.55×10^{-8}
N_8	1.53×10^{-10}	2.45×10^{-10}	3.07×10^{-10}	6.13×10^{-10}	1.53×10^{-9}	2.45×10^{-9}	3.06×10^{-9}
N_9	3.15×10^{-10}	5.09×10^{-10}	6.39×10^{-10}	1.31×10^{-9}	3.53×10^{-9}	6.04×10^{-9}	7.88×10^{-9}
N_{10}	1.22×10^{-10}	1.95×10^{-10}	2.44×10^{-10}	4.87×10^{-10}	1.22×10^{-9}	1.95×10^{-9}	2.43×10^{-9}
N_{11}	2.08×10^{-10}	3.34×10^{-10}	4.18×10^{-10}	8.41×10^{-10}	2.12×10^{-9}	3.41×10^{-9}	4.27×10^{-9}
N_{12}	1.90×10^{-10}	3.20×10^{-10}	4.11×10^{-10}	9.12×10^{-10}	2.61×10^{-9}	4.14×10^{-9}	5.64×10^{-9}
N_{13}	2.00×10^{-10}	3.20×10^{-10}	4.00×10^{-10}	1.43×10^{-9}	3.57×10^{-9}	5.71×10^{-9}	7.13×10^{-9}
N_{14}	6.14×10^{-10}	9.83×10^{-10}	1.23×10^{-9}	2.46×10^{-9}	6.14×10^{-9}	9.82×10^{-9}	1.23×10^{-9}
N_{15}	3.56×10^{-11}	5.69×10^{-11}	7.11×10^{-11}	1.42×10^{-10}	3.55×10^{-10}	5.68×10^{-10}	7.10×10^{-10}
N_{16}	1.48×10^{-11}	2.37×10^{-11}	2.96×10^{-11}	5.92×10^{-11}	1.48×10^{-10}	2.37×10^{-10}	2.96×10^{-10}
N_{17}	1.25×10^{-10}	2.00×10^{-10}	2.51×10^{-10}	5.04×10^{-10}	1.28×10^{-9}	2.09×10^{-9}	2.64×10^{-9}
N_{18}	1.36×10^{-10}	2.18×10^{-10}	2.73×10^{-10}	5.45×10^{-10}	1.36×10^{-9}	2.18×10^{-9}	2.72×10^{-9}
N_{19}	9.70×10^{-10}	1.55×10^{-10}	1.94×10^{-10}	3.88×10^{-10}	9.70×10^{-10}	1.55×10^{-9}	1.94×10^{-9}
N_{20}	4.13×10^{-11}	6.60×10^{-11}	8.25×10^{-11}	1.65×10^{-10}	4.12×10^{-10}	6.60×10^{-10}	8.24×10^{-10}
N_{21}	8.00×10^{-10}	1.28×10^{-10}	1.60×10^{-10}	3.20×10^{-10}	7.99×10^{-10}	1.28×10^{-9}	1.60×10^{-9}

N_{22}	2.05×10^{-12}	3.27×10^{-12}	4.09×10^{-12}	8.18×10^{-12}	2.04×10^{-11}	3.27×10^{-11}	4.09×10^{-11}
N_{23}	4.83×10^{-11}	7.77×10^{-11}	9.74×10^{-11}	1.97×10^{-10}	5.01×10^{-10}	8.08×10^{-10}	1.01×10^{-10}
N_{24}	7.19×10^{-10}	1.15×10^{-10}	1.45×10^{-10}	2.92×10^{-10}	7.38×10^{-10}	1.19×10^{-9}	1.49×10^{-9}
N_{25}	9.50×10^{-10}	1.52×10^{-10}	1.90×10^{-10}	3.80×10^{-10}	9.49×10^{-10}	1.52×10^{-9}	1.90×10^{-9}
N_{26}	1.81×10^{-12}	2.90×10^{-12}	3.62×10^{-12}	7.24×10^{-12}	1.81×10^{-11}	2.89×10^{-11}	3.62×10^{-11}

On peut remarquer en regardant les tableaux 7 et 8 que la population du niveau fondamental est proche de 1, ce qui signifie que la quasi-totalité des ions Fe^{16+} se trouve dans le niveau fondamental (ceci tant que la densité des électrons reste inférieure à 10^{13} cm^{-3}). On peut aussi constater le caractère métastable des deux niveaux 1 et 3 puisque leurs populations N_1 et N_3 sont relativement importantes (elles sont considérables par rapport à celles des autres niveaux excités). Parmi toutes ces populations, il y a N_3 et N_{26} associées aux niveaux supérieurs des raies qui nous intéressent, avec les probabilités de transition radiative $A_{3,2}$ et $A_{26,0}$ respectivement. Nous avons déduit le rapport d'intensité ρ de ces deux raies en appliquant la formule (5-1) du chapitre 3.

Tableau 9 : Rapport ρ entre les intensités de la raie interdite (de type dipolaire magnétique) $2p^5 3s^3 P_0 \rightarrow 2p^5 3s^1 P_1$ et de la raie optiquement permise $2p^5 3d^1 P_1 \rightarrow 2p^6^1 S_0$ pour différentes valeurs de la densité N_e des électrons entre 10^9 et 10^{13} cm^{-3} et pour les deux températures $T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$ et $T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$.

$N_e (\text{cm}^{-3})$	$T_e (10^6 \text{K})$		$N_e (\text{cm}^{-3})$	$T_e (10^6 \text{K})$	
	2.5	6		2.5	6
10^9	0.0499	0.0295	5×10^{11}	0.0411	0.0252
10^{10}	0.0497	0.0295	8×10^{11}	0.0372	0.0231
2×10^{10}	0.0495	0.0293	10^{12}	0.0349	0.0220
5×10^{10}	0.0489	0.0290	2×10^{12}	0.0269	0.0175
8×10^{10}	0.0482	0.0287	5×10^{12}	0.0159	0.0109
10^{11}	0.0478	0.0285	8×10^{12}	0.0113	0.0087
2×10^{11}	0.0460	0.0277	10^{13}	0.00947	0.0066

Après les calculs numériques du rapport d'intensité des deux raies, nous avons utilisé Origin 8, qui est un logiciel de traitement et d'analyse des données scientifiques, pour tracer le graphe $\rho = f(N_e)$. On peut noter à partir du tableau 9 que pour une densité donnée, le rapport ρ dépend de manière sensible de la température électronique. Par exemple, à la densité $N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, ρ change de la valeur 0.0349 à la valeur 0.0220 lorsque la température passe de 2.5 à 6 MK.

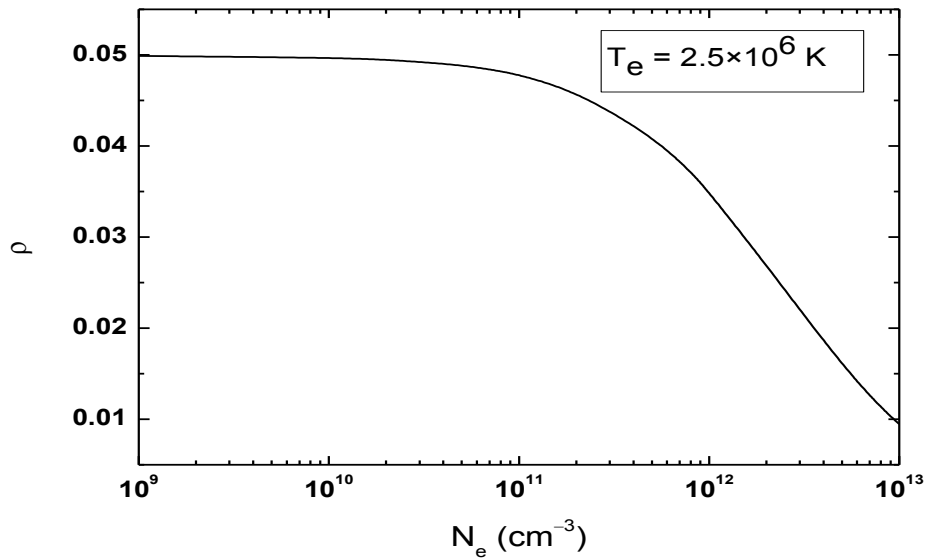


Figure 5 : Rapport d'intensité ρ en fonction de la densité N_e des électrons pour la température $T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$.

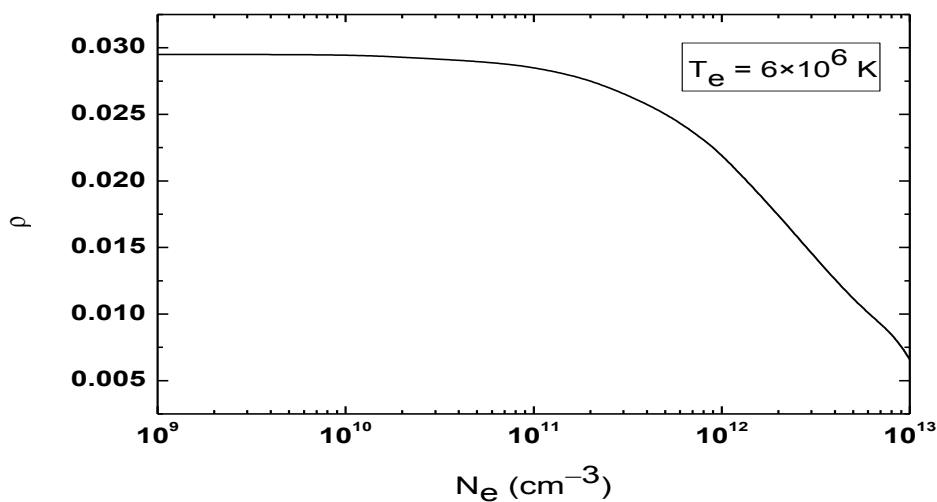


Figure 6 : Rapport d'intensité ρ en fonction de la densité N_e des électrons pour la température $T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$.

Interprétation :

Les figures 5 et 6 présentent les variations du rapport d'intensité ρ des deux raies M1 ($1s^2 2s^2 2p^5 3s^3 P_0 \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^5 3s^1 P_1$) et 3C ($1s^2 2s^2 2p^5 3d^1 P_1 \rightarrow 2p^6^1 S_0$) émises par l'ion néonoïde Fe^{16+} en fonction de la densité des électrons du plasma. Il apparaît de ces deux figures que le rapport ρ est pratiquement constant jusqu'à une certaine densité située à environ 10^{11} cm^{-3} puis diminue sensiblement lorsque N_e augmente. Dans la limite des basses densités, ρ prend les valeurs 0.05 et 0.03 pour les températures $T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$ et $6 \times 10^6 \text{ K}$, respectivement. Le rapport ρ devient inférieur à 0.01 lorsque N_e dépasse $9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour $T_e = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$ et $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour $T_e = 6 \times 10^6 \text{ K}$, ce qui signifie que la raie M1 devient pratiquement inobservable dans ces domaines de densité.

On peut donc conclure que le rapport d'intensité ρ peut servir comme outil pour déduire la densité des électrons d'un plasma chaud dans la gamme allant de 10^{11} à $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Conclusion

CONCLUSION

Dans ce mémoire, nous avons effectué des calculs du rapport d'intensité de la raie interdite de type M1 (associée à la transition $2p^5 3s^3 P_0 \rightarrow 2p^5 3s^1 P_1$) sur celle de la raie optiquement permise 3C (associée à la transition $2p^5 3d^1 P_1 \rightarrow 2p^6^1 S_0$) émises par l'ion néonoïde Fe^{16+} en fonction de la densité des électrons dans le domaine $10^9 - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Ces ions existent avec une grande abondance dans les plasmas chauds de l'univers lorsque la température électronique se trouve dans l'intervalle $1.5 - 8 \times 10^6 \text{ K}$. Nos calculs ont été réalisés en appliquant un modèle collisionnel-radiatif dans lequel nous avons inclus un nombre important de niveaux, ceux issus des configurations $2p^6^1 S_0$ (niveau fondamental), $2s^2 2p^5 3s$, $2s^2 2p^5 3p$ et $2s^2 2p^5 3d$ (les niveaux excités). Les processus d'excitation collisionnelle à partir aussi bien du niveau fondamental que des deux niveaux métastables $2p^5 3s^3 P_2$ et $2p^5 3s^3 P_0$ ont été pris en compte. Tous les déclin radiatifs spontanés à partir des niveaux excités ont été considérés. Nos résultats du rapport d'intensité ρ ont été donnés pour deux valeurs de la température électronique 2.5 et 6 MK. Les résultats que nous avons obtenus ont montré une forte sensibilité du rapport d'intensité ρ par rapport à la variation de la densité d'électrons dans le domaine $\sim 10^{11} - 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Au delà de ce domaine, nous avons trouvé que ρ est négligeable, ce qui signifie que la raie M1 devient pratiquement inobservable du fait que le niveau supérieur de cette raie se dépeuple essentiellement par collisions.

Les résultats obtenus dans ce travail peuvent servir dans le futur à diagnostiquer la densité des électrons libres de plasmas chauds Maxwelliens, notamment les régions actives des couronnes stellaires, lorsque les spectres seront disponibles. Le problème qui pourrait se poser est que les deux raies considérées ont des longueurs d'onde très différentes : 1153.16 \AA (UV) pour la raie M1 et 15.013 \AA (X) pour la raie 3C.

En conclusion ce mémoire m'a permis de développer un peu plus mes connaissances de physique atomique appliquée aux plasmas chauds, impliquant les ions fortement chargés et le processus d'excitation par collisions d'électrons. Il m'a permis aussi de me familiariser avec 'Mathematica' qui a été utilisé pour faire des calculs d'intégration numérique et de résolution de systèmes d'équations et avec 'Origin' pour tracer les courbes.

Références

- [1] Samia DILMI, thèse de doctorat en physique théorique, Université Badji Mokhtar Annaba, année 2014
- [2] El Habib GUEDDA, thèse de doctorat en physique théorique, Université Badji Mokhtar Annaba, année 2006
- [3] <http://dspace.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/1073/7/chapitre2.pdf>
- [4] P. Beiersdorfer, M. Obst et U.I. Safronova, Phys. Rev. A **83**, 012514 (2011)
- [5] I.H. Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press (2000)
- [6] <http://dspace.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/1096/4/Chapitre3.pdf>
- [7] K.M. Aggarwal, F.P. Keenan et A.Z. Msezane, Astrophys. J. Suppl. Series **144**, 169 (2003)
- [8] M.F. Gu, Can. J. Phys. **86**, 675 (2008)
- [9] G. Del Zanna et Y. Ishikawa, Astronom. & Astrophys. **508**, 1517 (2009)
- [10] V.P. Shevelko et L.A. Vainshtein, Atomic Physics for Hot Plasmas, Institute of Publishing Bristol and Philadelphia (1993)

Résumé

Les raies d'émission de l'ion de fer Fe^{16+} sont d'un grand intérêt dans les applications aux diagnostics des plasmas chauds et peu denses présents dans l'univers ou produits en laboratoire. Nous nous sommes intéressés dans ce mémoire au rapport d'intensité de la raie interdite de type dipolaire magnétique due à la transition $2p^5 3s \ ^3P_0 \rightarrow 2p^5 3s \ ^1P_1$ sur celle de la raie optiquement permise due à la transition $2p^5 3d \ ^1P_1 \rightarrow 2p^6 \ ^1S_0$, émises aux longueurs d'onde 1153.16 Å et 15.013 Å, respectivement. En utilisant un modèle collisionnel-radiatif, nous avons effectué des calculs détaillés de ce rapport d'intensité en fonction de la densité des électrons libres du plasma supposé Maxwellien. Nos calculs ont montré une forte sensibilité du rapport d'intensité par rapport à la densité des électrons dans le domaine allant de 10^{11} à $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Abstract

The emission lines of the iron ion Fe^{16+} are of great interest in applications to diagnostics of high-temperature and low-density plasmas present in the universe or produced in laboratory. We were interested in this work on the ratio of the intensities of magnetic-dipole forbidden line due to the transition $2p^5 3s \ ^3P_0 \rightarrow 2p^5 3s \ ^1P_1$ over that of optically allowed line due to the transition $2p^5 3d \ ^1P_1 \rightarrow 2p^6 \ ^1S_0$, with wavelengths 1153.16 Å and 15.013 Å, respectively. Using a collisional-radiative model, we performed detailed calculations of the intensity ratio as a function of the density of free electrons of plasma assumed Maxwellian. Our calculations showed a high sensitivity of the intensity ratio with respect to the electron density in the range 10^{11} to $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

Mot clé: plasmas chauds, ions néonoïdes, niveaux métastables, intensités de raies, diagnostic spectroscopique, dépendance en densité.

Keyword: hot plasmas, Ne-like ions, metastable levels, line intensities, spectroscopic diagnostics, density dependence.