

AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

PHYSIQUE DES INTERACTIONS IONIQUES ET MOLECULAIRES

(UNITE MIXTE DE RECHERCHE DU C.N.R.S. 6633)

Centre de St Jérôme - Case 321 - F 13397 Marseille Cedex 20

THESE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR

DISCIPLINE : RAYONNEMENT ET PLASMAS

ECOLE DOCTORALE : PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIERE

ETUDE DES PROPRIETES RADIATIVES D'UN PLASMA D'HELIUM HORS EQUILIBRE : EXPERIENCES ET SIMULATIONS AVEC LE CODE SOPHIA.

TONY LEFEVRE

Thèse présentée et soutenue publiquement le 07 février 2012, devant le jury composé de :

- P. Monier-Garbet (rapporteur)
- S. Mazouffre (rapporteur)
- R. Stamm
- L. Godbert-Mouret (directrice de thèse)
- A. Escarguel (co-directeur de thèse)
- F. B. Rosmej (co-directeur de thèse)

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire des Interactions Ioniques et Moléculaires (P.I.I.M.) de Marseille dans l'équipe Diagnostics dans les Gaz et les Plasmas ainsi qu'au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (L.U.L.I.) de Paris. Je tiens à remercier Roland Stamm et Frank Rosmej de m'avoir accueilli respectivement dans leur équipe durant cette période. Je remercie les personnes qui m'ont encadré, me permettant ainsi de me former dans les meilleures conditions : Laurence Mouret qui a supervisé mon travail, facilitant grandement la progression de mes recherches, Alexandre Escarguel qui m'a apporté son expérience de la spectroscopie dans les plasmas et Frank Rosmej qui m'a aidé à me familiariser avec la physique atomique afin de poursuivre le développement de son code numérique. Je désire mettre en avant les collaborations entretenues sur les deux sites permettant un enrichissement de mes travaux qu'elles aient un lien direct ou non avec mes sujets d'étude. Je pense particulièrement à Cyril Rebont, Nicolas Claire, Guillaume Vinçonneau, Abdelilah Ajendouz, Fabrice Doveil, Cécile Arnas, Lénaïc Couëdel, Dominique Escande, Yves Elskens, Thiéry Pierre, Olivier Agullo, Peter Beyer, Shimpei Futatani, Yann Camenen, Nicolas Dubuit, Guillaume Fuhr, Joël Rosato, Yannick Marandet, Annette Calisti, Sandrine Ferri, Didier Guyomarc'h du laboratoire P.I.I.M. et aussi Yves Vitel, Siegfried Maurmann, Leonid A. Vainshtein, Romain Schott, Eric Galtier, Frédéric Petitdemange pour mes travaux réalisés au L.U.L.I., sans oublier toutes les personnes du pôle technique et des secrétariats. Je remercie tous les doctorants que j'ai rencontrés au cours de ces années et qui ont pu partager en même temps que moi cette épreuve unique, difficile mais tellement formatrice et qui m'ont permis de passer d'agréables moments : Magali Muraglia, Thibault Vosilion, Aurélien Lejeune, Arnaud Monnier, Alexandre Poyé, Florence de Solminihac.

Je remercie également mes rapporteurs Pascale Monier-Garbet et Stéphane Mazouffre qui ont pris le temps de lire mon manuscrit et d'y apporter leurs commentaires très instructifs.

Enfin, je ne peux oublier les personnes les plus proches toujours présentes lors des moments difficiles auxquelles je dois une grande reconnaissance. Je pense à mes parents qui m'ont donné les moyens d'en arriver jusque-là, à mon frère, sa femme, mon neveu, mes nièces et ma cousine qui m'ont permis de me ressourcer auprès d'eux. Je pense également à ma " petite femme " Francesca qui a toujours su trouver les mots justes pour me soutenir et mes amis fidèles toujours disponibles : Thomas, Guillaume, Etienne, Anthony, Romain, Matthieu...

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	ix
1 Spectroscopie des plasmas	1
1.1 Historique de la spectroscopie	1
1.2 Principe de la spectroscopie d'émission	5
1.3 L'hélium	6
1.3.1 Généralités	6
1.3.2 Structure atomique	7
1.3.2.1 Couplage L - S	7
1.3.2.2 Niveaux singulets - triplets	8
1.4 Intensité lumineuse émise par un plasma	10
1.4.1 Expression générale de l'intensité lumineuse	10
1.4.2 Phénomène d'opacité	10
1.4.3 Cas d'un plasma optiquement mince	11
1.4.3.1 Expression de l'intensité lumineuse	11
1.5 Les 3 modèles de plasmas	12
1.5.1 L'équilibre thermodynamique local (E.T.L)	12
1.5.2 Le modèle coronal	13
1.5.3 Le modèle collisionnel radiatif (C.R.)	15
1.6 Conclusions	16

2	Le code numérique SOPHIA : modèle collisionnel radiatif	19
2.1	Système atomique général	20
2.1.1	Organisation générale du code SOPHIA	20
2.1.1.1	Equation cinétique des populations	20
2.1.1.2	Schéma de fonctionnement	20
2.1.2	Les termes de l'équation cinétique	22
2.1.2.1	Terme de sources et pertes	22
2.1.2.1.1	Intérêts	22
2.1.2.1.2	La matrice de physique atomique W_{ij}	22
2.1.2.1.3	Le facteur d'échappement Λ_{ij}	23
2.1.2.2	Terme d'évolution temporelle	24
2.1.2.2.1	Intérêts	24
2.1.2.2.2	Développement d'un module dépendant du temps . . .	24
2.1.2.2.3	Principe du schéma adaptatif	26
2.1.2.2.4	Validation par une application à un plasma astrophysique	28
2.1.2.2.5	Dynamique du peuplement du niveau $1s3p\ ^3P$ en fonction du temps caractéristique d'une perturbation . . .	31
2.1.2.3	Terme de diffusion	33
2.1.2.3.1	Intérêts	33
2.1.2.3.2	Description du modèle	33
2.2	Conclusions	35
3	Description des dispositifs expérimentaux	37
3.1	Tubes à décharges au L.U.L.I.	38
3.1.1	Sujets de recherches	38
3.1.2	Le dispositif expérimental	38
3.1.3	Les diagnostics	40
3.1.3.1	Le spectromètre d'émission	40
3.1.3.2	Calibration en intensité d'un spectre expérimental	41

3.2	La machine MISTRAL au P.I.I.M.	42
3.2.1	Sujets de recherches	42
3.2.2	Le dispositif expérimental	44
3.2.3	Les diagnostics	49
3.2.3.1	Les sondes électrostatiques	49
3.2.3.1.1	Sonde de Langmuir polarisée	52
3.2.3.2	Les caméras	53
3.2.3.3	La fluorescence induite par laser F.I.L.	54
3.2.3.4	Les spectromètres d'émission	55
3.2.3.5	Photomultiplicateur	58
3.3	Conclusions	59
4	Etudes comparatives de sections efficaces d'excitation par collisions électro- niques : application à une décharge capillaire	61
4.1	Les 3 modèles de collisions hélium neutre-électrons	62
4.1.1	L'approximation de Born	62
4.1.2	La méthode K-matrix	64
4.1.3	La méthode C.C.C. (Convergent close-coupling)	65
4.2	Peuplement des niveaux atomiques	66
4.2.1	Spectres expérimentaux	66
4.2.2	Etudes des rapports d'intensités de raies	70
4.2.2.1	Comparaisons de rapports d'intensités raies expériences-simulations	70
4.2.2.2	Processus collisionnels dominants pour le rapport I_{587}/I_{706} . . .	74
4.2.2.3	Etude comparative des taux de collisions pour le rapport I_{587}/I_{706}	77
4.2.2.4	Etude comparative des taux de collisions pour le rapport I_{587}/I_{667}	78
4.2.3	Comparaison des taux d'excitation des niveaux métastables vers les ni- veaux $1s3l\ ^1,^3L$	80
4.2.4	Sections efficaces d'excitation du niveau fondamental par collisions élec- troniques	82

4.3	Conclusions	82
5	Spectroscopie d'émission dans MISTRAL : études spatiales et temporelles	85
5.1	Caractérisation de la diffusion des particules chargées par spectroscopie d'émission	86
5.1.1	Fonction de distribution en énergie des électrons primaires (f.d.e.e.) . . .	86
5.1.1.1	Fonction de distribution décalée en énergie	86
5.1.1.2	Approximation de la fonction de distribution : température élec- tronique équivalente	87
5.1.1.3	Influence des électrons primaires sur les taux de réactions . . .	89
5.1.1.4	Localisation des électrons primaires dans la machine	91
5.1.2	Création d'un plasma dans MISTRAL : études numériques préliminaires	92
5.1.2.1	Description des termes	92
5.1.2.2	Résultats	94
5.1.3	Caractérisation des profils de densités électroniques dans MISTRAL . . .	95
5.1.3.1	Equation cinétique	96
5.1.3.2	Résultats : comparaisons expériences - simulations	97
5.1.3.3	Conclusions	98
5.1.4	Spectroscopie dans MISTRAL	100
5.1.4.1	Quantification du rayonnement émis par une décharge	100
5.1.4.2	Influence des électrons primaires sur les spectres	102
5.1.4.2.1	Influence de la pression du gaz	103
5.1.4.2.2	Comparaison des spectres d'hélium au centre de la co- lonne et à l'ombre du limiteur	105
5.1.4.2.3	Comparaisons expériences - simulations	108
5.1.4.2.4	Conclusions	109
5.1.4.3	Absence de raies émissives des niveaux excités ioniques He^{+*} . .	110
5.1.4.3.1	Positionnement du problème	110
5.1.4.3.2	Diffusion des particules chargées	112
5.1.5	Conclusions 1/2	115

5.2	Influence d'une perturbation des paramètres plasma sur le peuplement atomique	116
5.2.1	Régimes de fonctionnement des plasmas dans MISTRAL	116
5.2.1.1	Dispositif expérimental	116
5.2.1.2	Plasmas en rotation : modes réguliers	117
5.2.1.3	Plasmas turbulents	119
5.2.2	Réaction d'un système atomique suite à une perturbation du plasma . .	121
5.2.2.1	Perturbation des niveaux $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ avec une fluctua- tion de n_e	121
5.2.2.2	Perturbation des niveaux $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ avec une fluctua- tion de T_e et n_e	123
5.2.2.3	Réponse d'un système atomique à une perturbation sinusoïdale des paramètres plasmas	125
5.2.3	Conclusions 2/2	127

Conclusion	129
-------------------	------------

Introduction

Les travaux présentés dans cette thèse portent sur l'étude de plasmas d'hélium à l'aide d'un diagnostic optique passif : la spectroscopie d'émission.

La physique des plasmas est un domaine d'études contemporain prenant ses origines au début du XX^e siècle avec le physicien américain Irving Langmuir [1]. Un plasma correspond à un gaz qui contient des particules chargées (ions et électrons) montrant des effets collectifs. Alors que sur Terre les plasmas sont peu présents, ils représentent plus de 99% de la matière visible de l'Univers tel que les étoiles, les nébuleuses gazeuses, les aurores boréales, les éclairs, l'ionosphère ou le vent solaire.

La recherche sur les plasmas astrophysiques, pour comprendre par exemple l'influence du vent solaire sur la magnétosphère terrestre, a notamment motivé le développement de plasmas de laboratoires ainsi que les sujets d'études qui en découlent.

Les plasmas sont des systèmes très compliqués faisant intervenir des notions fondamentales de physique quantique, de thermodynamique, de physique statistique d'électrodynamisme... Il est très difficile d'unifier toutes ces notions dans un modèle unique, ce qui explique le développement de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de plasmas. Ils font tous appel à un couplage entre les équations d'évolution des particules et du champ électromagnétique.

L'équation de Vlasov décrit l'évolution temporelle de la fonction de distribution des particules considérées dans un plasma en négligeant l'effet des collisions binaires. L'approche de Fokker-Planck prend en compte ces interactions entre particules rendant le système plus complexe.

Pour modéliser l'évolution du champ électromagnétique, on utilise classiquement les équations

tions de Maxwell. Si les effets du champ magnétique sont faibles, on peut se contenter de l'équation de Poisson de l'électrostatique. Ces équations sont couplées aux précédentes par les termes sources de densité de charge et de courant du plasma. Ceux-ci sont obtenus à partir des moments de la distribution en vitesse.

Suivant les cas, on pourra également considérer ou non l'effet de collisions entre particules (interactions à très courte portée). Si les collisions sont suffisamment nombreuses, la distribution en vitesse des particules tend vers un équilibre thermodynamique local : c'est la limite fluide.

Une approximation courante consiste à considérer un fluide moyen pour toutes les particules du plasma soumis à un champ électromagnétique : c'est la magnétohydrodynamique (ou MHD), qui permet notamment de modéliser le vent solaire.

Les progrès réalisés depuis ces dernières dizaines d'années sur la maîtrise des plasmas ont également permis l'avènement des plasmas industriels pour de nombreuses applications telles que la propulsion des satellites par le biais de moteurs plasmas, les disjoncteurs à haute tension, les torches plasmas, les gravures, les dépôts, les stérilisations, les éclairages... La figure (5.12) classe quelques plasmas en fonction de leurs caractéristiques évoquant leur grande diversité.

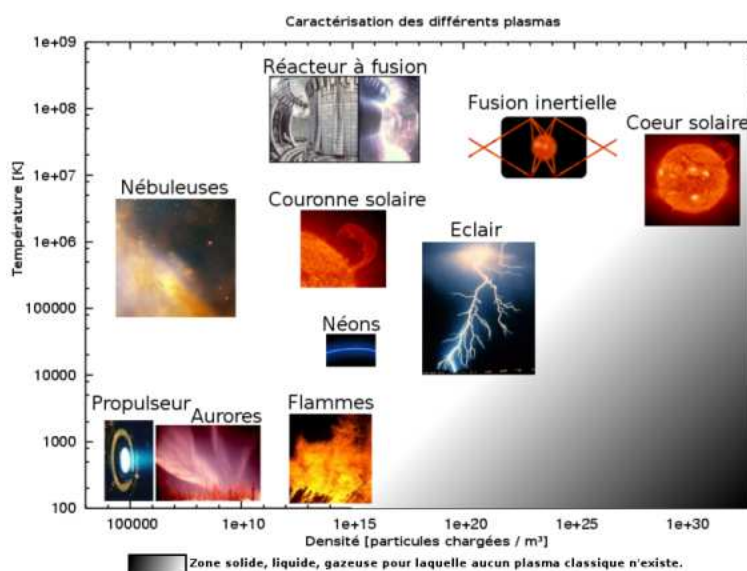


Figure 1 – Cartographie de plasmas naturels ou créés par l'Homme en fonction de leur température par rapport à leur densité.

Historiquement la physique des plasmas a connu un essor considérable au début des années

50 grâce à l'intérêt grandissant pour la fusion thermonucléaire contrôlée. Elle a pour but de produire de l'énergie à partir de la réaction de fusion entre deux noyaux d'isotopes de l'hydrogène, le deutérium et le tritium, réaction naturelle qui se produit dans le coeur du Soleil grâce à la force gravitationnelle. La réaction s'écrit sous la forme :



La faisabilité de la réaction nécessite le confinement d'un mélange de deutérium et de tritium à l'état de plasma, à une température de plusieurs centaines de millions de degrés, avec une densité qui est telle que le critère de Lawson est vérifié [2] :

$$n_e \tau_e \geq 1.5 \cdot 10^{20} \text{ s.m}^{-3}$$

où n_e est la densité électronique et τ_e est le temps de confinement de l'énergie, défini comme le rapport du contenu énergétique du plasma sur la puissance perdue.

Au lendemain de la seconde guerre mondiale, avec la guerre froide, la fusion est mise sous le sceau du secret. Américains, Russes, Anglais, rejoints en 1955 par la France, l'Allemagne, et le Japon, intensifient leurs recherches sans communiquer entre eux ni publier.

Avec la déclassification des recherches, les différents pays dévoilent à la conférence "Atomes pour la paix" de Genève de 1958 les configurations magnétiques sur lesquelles ils travaillent : tokamaks, stellarators, machines à miroir, Z et theta-pinches. Les bases du confinement magnétiques sont alors établies. En 1968 les chercheurs russes de l'Institut Kurchatov obtiennent les meilleures performances de confinement dans leur tokamak. Cette géométrie torique avec un champ magnétique toroïdal crée par des bobines et un champ magnétique poloïdal crée par un courant d'induction dans le plasma restera la configuration la plus développée pour les recherches sur la fusion thermonucléaire par confinement magnétique. En novembre 1985, avec les problèmes énergétiques persistants, l'Union Soviétique de Gorbatchev propose de construire un tokamak de prochaine génération au Sommet de Genève : le projet I.T.E.R. est né (International Thermonuclear Experimental Reactor) et est actuellement en construction sur le site de Cadarache [3]. Ce projet a suscité un engouement mondial permettant notamment d'étudier la faisabilité d'un tel procédé sur des tokamaks plus petits tel que J.E.T., ASDEX, Tore Supra

et a aussi permis le développement de machines de laboratoires permettant des configurations expérimentales plus souples.

La spectroscopie, discipline destinée à l'étude du rayonnement émis par un système excité, s'est largement développée afin de caractériser les mécanismes associés à l'interaction rayonnement-matière. Les recherches en physique des plasmas utilisent cette discipline en tant que diagnostic. Les profils et les intensités des raies peuvent caractériser l'état du plasma en déterminant ainsi les paramètres comme les températures ou les densités des éléments considérés (neutres, électrons, ions...), l'opacité d'un plasma [4], les champs magnétiques et électriques environnants par la mesure de l'élargissement des raies (respectivement les effets Zeeman et Stark) [5]. Les recherches en fusion par confinement magnétique exploitent la spectroscopie afin de caractériser le plasma hors équilibre se développant dans un tokamak et particulièrement le plasma de bord. Dans cette zone le plasma est constitué de particules chargées et de neutres qui sont en interaction avec les parois. Les flux de particules énergétiques bombardent ces parois à l'origine du recyclage contribuent notamment à la création d'impuretés. Le rayonnement traduit directement cette dynamique atomique par la désexcitation des particules chargées ou neutres. Ces raies émissives peuvent être réabsorbées par le milieu environnant complexifiant ainsi les analyses des expérimentateurs. Les études de ce plasma de bord sont vitales pour la compréhension des phénomènes se produisant au cœur des machines et pour analyser son interaction avec les parois.

Dans les machines de laboratoires ou dans les tokamaks, des diagnostics intrusifs sont mis en place pour caractériser les plasmas. Dans les tokamaks, les flux énergétiques arrivant sur les parois sont parfois trop intenses et ne permettent pas de positionner ce type de diagnostic, basée notamment sur l'utilisation de sondes [6, 7], sans les endommager. D'autres diagnostics fonctionnent grâce à l'analyse du plasma modifié par une source extérieure contrôlée. La réflectométrie (injection d'une onde) [8] ou la spectroscopie couplée à l'injection d'un faisceau (spectroscopie active) [9] en font partie.

Ces diagnostics perturbent le plasma afin d'être opérationnels provoquant ainsi des sources d'erreurs supplémentaires dues à leur mise en place sans oublier que ces procédés modifient localement les propriétés du plasma. La spectroscopie d'émission (ou spectroscopie passive) présente

l'avantage de ne pas perturber le milieu étudié. Largement utilisé par les spectroscopistes sur les machines de laboratoires, ce diagnostic fait partie intégrante des dispositifs optiques mis en place sur les tokamaks et sera employé sur le futur réacteur I.T.E.R. afin d'exploiter directement le rayonnement émis par le plasma de bord.

La perte du confinement des plasmas dans les tokamaks est causés entre autre par des phénomènes de turbulences (instabilités du plasma), par la pollution due aux impuretés et aux particules alpha (cendres) issues de la réaction de fusion dans les futurs réacteurs. L'étude du transport de ces particules est alors primordiale. La perte de stabilité s'accompagne en général de bouffées intermittentes de plasmas du coeur vers le bord entraînant des dommages plus ou moins destructeurs sur les parois. Ces phénomènes turbulents se caractérisent également par des fluctuations des paramètres plasmas (densités, températures, potentiels,...) atteignant parfois plusieurs dizaines de pourcents au bord des tokamaks. Un des enjeux de la spectroscopie passive est de parvenir à corréler les fluctuations de ces paramètres avec le rayonnement collecté afin de caractériser la turbulence [4]. Un plasma turbulent peut également affecter les profils de raies comme cela à été observé sur la raie D_α dans le tokamak ToreSupra [10].

Cette thèse s'inscrit directement dans cette optique avec :

- des expériences réalisées sur deux plasmas d'hélium en laboratoires fondamentalement différents afin d'obtenir des résultats complémentaires. Ces données expérimentales fournissent aux théoriciens les résultats indispensables pour la modélisation et permettent d'étudier la physique fondamentale des plasmas dans des conditions maîtrisées.
- l'utilisation de la spectroscopie d'émission qui a été utilisée pour quantifier le rayonnement émis par les plasmas étudiés faisant le lien entre l'expérience et la théorie ou le numérique.
- le perfectionnement d'un code de physique atomique (modèle collisionnel-radiatif) permettant ainsi de résoudre des systèmes atomiques complexes pour ensuite confronter les résultats numériques avec les données expérimentales.

Le premier objectif de cette thèse est de caractériser les processus collisionnels neutres-électrons à basse énergie par le biais de la spectroscopie d'émission appliquée sur des plasmas de tubes à décharges de faible température électronique. Ces études préliminaires permettent de définir et de comprendre le peuplement atomique causé par ces collisions, processus également

important dans la machine MISTRAL, colonne de plasma magnétisé dont la configuration expérimentale est bien plus compliquée que les tubes à décharges. Le second objectif est d'observer sur cette machine, des signatures spectroscopiques de la diffusion de particules (plasma inhomogène) ainsi que la présence d'électrons énergétiques qui ionisent le gaz injecté. Enfin, le dernier objectif est de poursuivre le développement du modèle collisionnel-radiatif SOPHIA pour les études théoriques afin de comparer ces résultats aux données expérimentales permettant de quantifier ces phénomènes physiques étudiés.

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante :

le chapitre 1 présente les bases de la spectroscopie d'émission utilisée afin d'étudier le rayonnement émis par un plasma d'hélium. Les modèles couramment employés pour représenter la dynamique des populations dans les différents plasmas sont également présentés dans ce chapitre.

le chapitre 2 décrit le code de physique atomique SOPHIA (modèle collisionnel-radiatif) utilisé pour les études théoriques. Les termes qui composent l'équation cinétique des populations y sont explicités ainsi que les modules numériques développés afin d'étudier la diffusion des particules chargées et la dynamique temporelle des populations.

le chapitre 3 présente les deux dispositifs expérimentaux qui ont permis d'obtenir ces résultats : des tubes à décharges et une machine linéaire magnétisée, MISTRAL. Les travaux de recherche et les diagnostics mis en place sur ces machines y sont également explicités.

le chapitre 4 relate les résultats obtenus par spectroscopie d'émission sur les tubes à décharges d'hélium. Les faibles températures électroniques dans ce type de décharges ont permis une étude théorique comparative détaillée des processus collisionnels neutres-électrons modélisés à l'aide de trois théories différentes.

le chapitre 5 expose les résultats obtenus dans la machine MISTRAL par spectroscopie d'émission et sondes de Langmuir. Ces études ont été réalisées pour caractériser la présence d'électrons énergétiques dits "primaires" et les phénomènes de diffusion. Des corrélations entre les fluctuations de paramètres plasmas et l'intensité lumineuse pour des phénomènes de turbulences ont été observées à l'aide d'un modèle numérique "adaptatif".

La dernière partie de ce manuscrit est une conclusion générale sur les résultats obtenus dans

ces deux expériences de laboratoires grâce à la spectroscopie d'émission et au développement du modèle collisionnel-radiatif SOPHIA. Nous évoquerons enfin les perspectives de recherches dans la continuité des travaux présentés.

Chapitre 1

Spectroscopie des plasmas

Ce premier chapitre introduit le concept général de la spectroscopie des plasmas. L’histoire de la spectroscopie présentée dans la **partie (1.1)** montre l’intérêt que suscite la lumière et la source d’informations qu’elle a su nous révéler durant ces siècles grâce à des spectromètres toujours plus performants et dont le fonctionnement est présenté dans la **partie (1.2)**. Après avoir décrit les principales propriétés de l’hélium dans la **partie (1.3)**, nous formulerons clairement l’expression de l’intensité lumineuse émise par un plasma, quantité fondamentale pour les études spectroscopiques. La **partie (1.5)** expose les trois modèles théoriques permettant de décrire les interactions qui ont lieu au sein des systèmes atomiques et d’obtenir le terme complet de l’intensité lumineuse.

1.1 Historique de la spectroscopie

Etymologiquement la spectroscopie désigne l’action de regarder un ensemble de rayons colorés résultant de la décomposition d’une lumière complexe.

L’émission lumineuse est l’un des phénomènes les plus fascinants de la nature qui intrigue depuis plus de deux millénaires les Hommes et notamment les Grecs.

Vers 300 avant JC, **Euclide** enseignait les mathématiques à Alexandrie. Il a écrit *les éléments*, un ouvrage de référence sur la géométrie, et *optique*, un ouvrage traitant de la propagation des rayons lumineux en ligne droite.

Au I^{er} siècle avant JC, **Héron l'Ancien** écrit *catoptrique*. Il y expose une théorie de la vision et étudie les phénomènes de réflexion de la lumière sur les miroirs plans, convexes ou concaves. Il expose le principe selon lequel la lumière suit toujours le chemin le plus court, démontrant ainsi la loi fondamentale de la réflexion : l'égalité des angles de réflexion et d'incidence.

Un demi-siècle avant JC, le poète **Lucrèce** expose dans *de natura rerum*, un texte didactique des théories d'Epicure selon lequel les corps lumineux projettent dans l'espace, à grande vitesse, de fines pellicules qui se détachent de leur surface et qui sont récupérées par l'oeil humain, reconstituant à l'échelle réduite l'aspect extérieur des corps dont ils émanent. Cette théorie de 'grains' se déplaçant à très grande vitesse, bien que dénuée de fondement scientifique exposée ainsi, va trouver des siècles plus tard un écho remarquable.

Au début du II^e siècle, **Ptolémée** a composé une immense oeuvre sur l'astronomie, les mathématiques, la physique, la géographie, la musique, etc, point de départ aux recherches ultérieures et présentant une étude approfondie du phénomène de la réfraction.

Au moyen âge, **Ibn al-Haytham**, plus connu en Occident médiéval sous le nom d'Alhazen, né vers 965 à Bassora en Irak s'est opposé en particulier à la théorie antique selon laquelle l'oeil émet des rayonnements qui explorent les objets et transmettent les sensations visuelles à l'esprit. Son manuscrit *optique*, publié à Bâle en 1572, offre la première description scientifique du fonctionnement de l'oeil, mentionnant clairement que l'objet, et non l'oeil, est la source de l'information lumineuse.

En 1304, **Théodoric de Fribourg** expliqua correctement le phénomène des arcs-en-ciel. Par expérimentation avec un bol sphérique rempli d'eau, il montra que l'arc provient de la réflexion de la lumière du soleil par des gouttelettes d'eau dans l'atmosphère.

A la fin du XVI^e siècle, les physiciens s'interrogent toujours sur la nature de la lumière et de la matière. Les différentes théories proposent une interprétation ni vraiment corpusculaire, ni vraiment ondulatoire. En 1637, **Descartes** (1596 - 1650) fait paraître son traité *dioptrique* à la suite de son *discours sur la méthode*. Sans plus d'éclaircissement sur la nature de la lumière, il exprime pour la première fois sous forme mathématique les lois de la réflexion et de la réfraction.

L'oeuvre d'**Isaac Newton** (1642-1727) ouvrit une nouvelle ère de la pensée scientifique qui dura plus de deux siècles, et dont la science moderne est encore largement l'héritière malgré les

bouleversements survenus en mathématique et en physique tel que la relativité d'**Albert Einstein** (1879 - 1955). L'analyse expérimentale et théorique de Newton des propriétés physiques de la lumière et des couleurs ouvrit un nouveau domaine riche de perspective sur la constitution de la matière : l'optique physique. Il effectua alors ses observations sur la lumière du soleil à l'aide de prismes par lesquels il conclut au caractère composite de la lumière blanche, et à l'inégale réfrangibilité des rayons de couleurs différentes. Il conçut ensuite l'idée du télescope à réflexion pour éviter les limitations de la lunette dues à la dispersion chromatique. Isaac Newton fut donc le premier à montrer que la lumière blanche du soleil est en fait un mélange de toutes les couleurs de l'arc-en-ciel. Il fit l'expérience suivante (voir figure (1.1)) : dans une pièce noire, il fit une fente dans un écran opaque ; il fit passer la lumière du soleil à travers cette fente, puis à travers un prisme en verre et une lentille convergente. Il obtint des images colorées de la fente sur un écran blanc. L'ensemble de ces images constituent un spectre pur de la lumière blanche du soleil.



Figure 1.1 – Représentation d'Isaac Newton utilisant un prisme.

Bien après Newton, **William Herschel** (1738 - 1822) montra en 1800, qu'une chaleur existait au delà du rouge dans le domaine spectral. Il appela ces radiations les infrarouges. En 1801, **Ritter** (1776 - 1810) démontra que des radiations similaires existaient au delà du violet,

radiations qui étaient capables de produire des réactions chimiques (comme sur les plaques photographiques). Cette partie du spectre est connue comme les ultraviolets.

Joseph Fraunhofer (1787-1826) en Bavière fut le premier en 1814, à utiliser une fente pour produire un faisceau lumineux très fin. Il développa également des méthodes pour fabriquer des prismes de meilleure qualité qu'auparavant. Il réussit ainsi à observer presque 600 raies dans le spectre du soleil. En 1823, il pu mesurer les longueurs d'onde et répertoria 24 raies. Il étiqueta les 9 raies (ou groupes de raies) les plus brillantes avec des lettres de l'alphabet. Cette notation est encore utilisée de nos jours. Les raies du Sodium D et les raies du Calcium H & K sont les plus connues des raies de Fraunhofer.

La spectroscopie a réellement débuté dans les laboratoires de **Robert Wilhelm Bunsen** (1811 - 1899) et du physicien allemand **Gustav Kirchhoff** (1824 - 1887) à l'université d'Heidelberg. A partir de ses expériences, Kirchhoff a pu formuler ses trois lois empiriques de la spectroscopie. Une des premières applications de ces lois fut d'essayer de déterminer la composition chimique du soleil (fer, hydrogène...) et des autres étoiles.

En 1868, **Sir Norman Lockyer** (1836 - 1920) détecta dans le soleil la présence d'un élément alors inconnu sur Terre. On le découvrit par la suite dans du gaz naturel mais il conserva son nom d'origine solaire : l'hélium.

A partir de 1863, sous l'impulsion du **père Secchi** (1818 - 1878), la spectroscopie prend un tournant nouveau. C'est le début de la classification spectrale. En 1882, **Henry Rowland** (1848 - 1901) fit des progrès dans la fabrication de réseaux, outils largement utilisés de nos jours en spectroscopie. Les réseaux de diffraction se présentent d'un grand nombre de fentes parallèles très fines et très rapprochées, typiquement entre 100 traits par millimètre et plus de 2000 traits/mm de nos jours.

Avec l'avènement de la physique quantique au début du XX^e siècle, la spectroscopie est devenue un diagnostic incontournable pour l'analyse de la lumière avec des systèmes de résolutions et de détections toujours plus performants.

1.2 Principe de la spectroscopie d'émission

La spectroscopie consiste donc en l'étude des fréquences électromagnétiques émises par un système émetteur. Deux principes physiques permettent de comprendre et d'expliquer la décomposition de la lumière. Le principe de la réfraction est utilisé dans les spectromètres à prismes, l'indice de réfraction du prisme dépend de la fréquence caractérisant l'onde électromagnétique incidente. Le principe de la diffraction s'applique dans les spectromètres à réseaux couramment utilisés de nos jours grâce au progrès de confections des réseaux augmentant sensiblement la résolution des spectres. Le principe de fonctionnement est représenté sur la figure (1.2). Nous parlons ici uniquement de la spectroscopie d'émission (par opposition à la spectroscopie d'absorption).

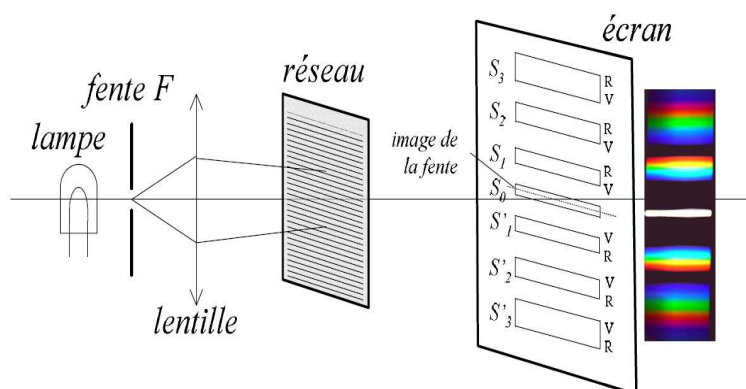


Figure 1.2 – Principe de fonctionnement d'un spectromètre à réseau.

Une source de lumière éclaire une fente F, avec une lentille convergente. L'image de cette fente est formée sur un écran (détecteur dans un spectromètre). La lumière incidente est diffractée par le réseau puis les faisceaux diffractés interfèrent entre eux. Le spectre obtenu sur l'écran suit la loi de la diffraction en $2d \cdot \sin \theta = k \cdot \lambda$ avec k l'ordre du spectre, θ l'angle par rapport au plan du réseau, d la distance entre les traits du réseau et λ la longueur d'onde.

Le spectre obtenu peut être continu et comporter toutes les fréquences (c'est le cas de la lumière blanche). A l'inverse, il peut ne comporter que quelques longueurs d'onde : on parle alors de spectre discontinu, ou de spectre de raies correspondant aux transitions radiatives d'éléments atomiques.

De nombreux domaines scientifiques mettent à profit des techniques de spectroscopie, d'autant que l'analyse spectrale n'est pas limitée à la lumière visible. La spectroscopie s'applique notamment :

- à la chimie pour découvrir de nouveaux éléments comme l'indium, le thallium, le gallium. Les spectres d'absorption moléculaire dans l'infrarouge ou dans l'ultraviolet participent à l'identification des molécules et à la détermination de leur structure.
- à la physique nucléaire et atomique pour étudier la structure électronique profonde des atomes.
- à l'astrophysique pour identifier les éléments chimiques présents dans les atmosphères stellaires, dans les nébuleuses et dans les comètes et pour évaluer les températures aux surfaces des étoiles.

La spectroscopie d'émission nous a servi en particulier à caractériser l'émission radiative issue des plasmas d'hélium afin d'obtenir entre autre des informations sur les densités et températures électroniques.

1.3 L'hélium

1.3.1 Généralités

L'étymologie du mot hélium provient du grec Hélios, le soleil, ce gaz ayant été observé pour la première fois dans le spectre solaire. L'hélium (de numéro atomique 2) est un gaz noble ou gaz rare, pratiquement inerte, incolore, inodore et non toxique. Son point d'ébullition est le plus bas parmi les corps connus. Dans un vaste domaine de températures et de pressions, il se comporte expérimentalement comme un gaz parfait, ce qui en fait une substance privilégiée pour l'expérimentation des théories physico-chimiques (forme solide qu'au-dessus d'une pression

de 25 atm). Il possède deux isotopes stables : ^4He , le plus abondant, et ^3He . Ces deux isotopes, contrairement à ceux de la plupart des éléments chimiques, diffèrent sensiblement dans leurs propriétés, car le rapport de leurs masses atomiques est important.

L'hélium est, après l'hydrogène, l'élément le plus abondant de l'Univers. Pratiquement tout l'hélium a été produit lors de la nucléosynthèse primordiale. La première et seconde énergies d'ionisation sont respectivement de 24.587387 et 54.417760 eV. Elles correspondent aux énergies qu'il faut apporter à l'atome pour arracher un et deux électrons. En comparant avec la première énergie d'ionisation pour l'argon qui est de 15.759610 eV, on déduit qu'il est plus difficile d'ioniser un gaz d'hélium que d'argon.

1.3.2 Structure atomique

1.3.2.1 Couplage L - S

Dans les atomes légers, les forces électrostatiques entre les différents électrons sont plus fortes que celles entre le noyau et les électrons. Ainsi pour les atomes légers les moments cinétiques de spin des électrons s'additionneront entre eux ainsi que leurs moments cinétiques orbitaux.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \sum_{i=1}^2 \vec{l}_i + \sum_{i=1}^2 \vec{s}_i \quad (1.3.1)$$

On dit que l'on se trouve dans le cas d'un couplage L-S (ou de Russell-Saunders) tandis que dans le cas des atomes plus lourds le couplage est dit j-j. En pratique c'est rarement si simple. Il y a peu d'atomes qui correspondent au couplage j-j et c'est pour cela que le couplage L-S est le plus couramment utilisé bien que le vrai couplage soit un couplage intermédiaire entre L-S et j-j. Tous ces couplages sont introduits pour modéliser les spectres observés pour les différents atomes. En effet ces couplages vont déterminer les règles de sélection ainsi que l'hamiltonien de perturbation.

L et **J** sont des vecteurs quantifiés de grandeurs respectives $\sqrt{L(L+1)}\hbar$ et $\sqrt{J(J+1)}\hbar$ et L prendra toutes les valeurs comprises entre $l_1 + l_2$ et $|l_1 - l_2|$ (deux électrons) tandis que J prendra toutes les valeurs possibles entre $L + S$ et $|L - S|$. J prendra donc $2S + 1$ ou $2L + 1$ valeurs possibles, selon lequel de ces deux nombres est le plus petit (le plus souvent $2S + 1$).

Le nombre de valeurs de $2J + 1$ représente le nombre de composantes selon lequel le niveau L est séparé.

L'orientation des spins des électrons permet de distinguer des niveaux dits singulets, doublets, triplets, comme expliqué dans la partie (1.3.2.2), voire quadruplets pour des atomes à plus de deux électrons engendrant ainsi une multiplicité représentée par le facteur $(2S + 1)$. La multiplicité totale d'un niveau (L, S) est égale à $(2S + 1)(2L + 1)$.

Pour le couplage L-S, les règles de sélection permettent des transitions au premier ordre si :

- Δn indifférent
- $\Delta S = 0$
- $\Delta L = \pm 1$,
- $\Delta J = 0, \pm 1$, mais $J = 0 \rightarrow J = 0$ est une transition interdite

1.3.2.2 Niveaux singulets - triplets

Il existe différentes notations spectroscopiques représentant symboliquement l'atome. Nous utilisons une notation prenant la forme générale suivante :

$$1s n l \ ^{2S+1}L$$

Dans ce contexte, un des deux électrons reste dans la première couche $1s$ et le second est dans la couche n , de moment cinétique orbital l .

À l'état fondamental, la configuration électronique est $1s^2 \ ^1S$. Le principe de Pauli impose que les deux électrons étant décrits par le même jeu n, l, m (1,0,0) et donc par la même fonction d'espace doivent différer par leur état de spin : $s = \frac{1}{2}$, $m_s = \frac{1}{2}$ pour l'un et $s = \frac{1}{2}$, $m_s = -\frac{1}{2}$ pour l'autre avec m_s le moment magnétique du spin. Les électrons sont appariés, il y a un moment magnétique de spin résultant nul. Un tel état est appelé un état singulet de spin total $S = 0$.

Dans une configuration excitée de type $1s n l \ ^{2S+1}L$ (niveau $1s3d \ ^1,^3D$) il n'y a plus de restriction et il existe deux possibilités d'orienter les spins :

- spins antiparallèles avec un moment de spin total nul de moment magnétique de spin résultant nul, état singulet ($S = 0$, $M_S = 0$)

- spins parallèles de moment magnétique de spin résultant non-nul ($S = 1$, $M_S = +1, 0, -1$) état triplet.

La conception de l'atome d'hélium ainsi que les configurations possibles de sa structure atomique n'est donc pas la plus compliquée puisqu'il ne contient que 2 électrons. Le diagramme de Grotrian pour l'hélium illustré sur la figure (1.3) permet d'avoir une représentation globale des niveaux excités.

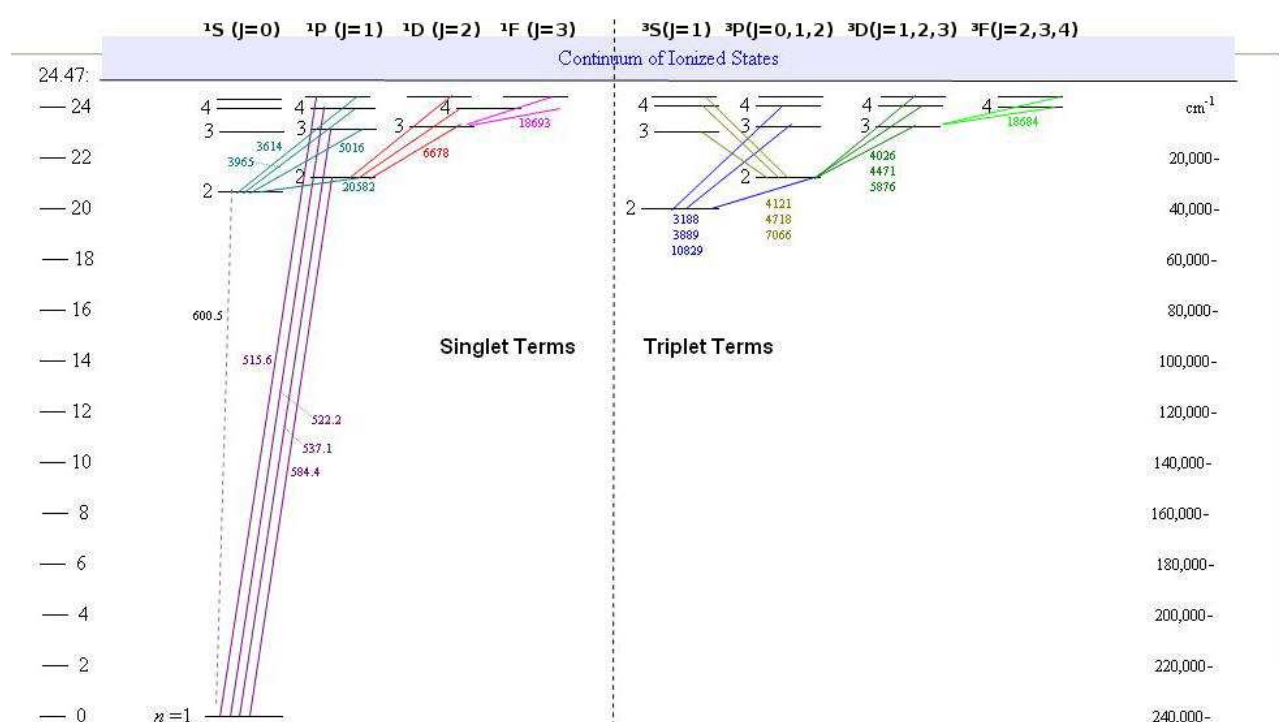


Figure 1.3 – Diagramme de Grotrian pour l'atome d'hélium.

Les transitions autorisées sont représentées par des traits avec la longueur d'onde associée en Angström mettant en évidence les règles de selections présentées auparavant. Ainsi on observe que les deux parties de ce diagramme (niveaux singulets et triplets) n'interagissent pas entre elles (transition interdite au premier ordre si $\Delta S \neq 0$). Les niveaux $1s2s\ ^1S$ et $1s2s\ ^3S$ sont des niveaux dits "métastables" puisque conformément aux règles de selections, ils ne peuvent atteindre le niveau fondamental (toujours au première approximation). Ils ont de ce fait une plus grande durée de vie que les autres niveaux excités.

1.4 Intensité lumineuse émise par un plasma

1.4.1 Expression générale de l'intensité lumineuse

Un plasma de laboratoire subit continuellement des pertes radiatives. Un spectromètre permet d'analyser le rayonnement issu de cette source et de déterminer les caractéristiques intrasèques du milieu étudié. L'intensité lumineuse I_ω , émise par la source, correspond la puissance par unité de surface de plasma, par unité d'angle solide et de longueur d'onde. Nous pouvons considérer un système à une dimension, assimilable à une ligne de visée d'un spectromètre, où le plasma s'étend sur une longueur L . L'équation du transfert radiatif exprime cette intensité lumineuse sur un élément d'espace comme suit :

$$\frac{dI_\omega(x)}{dx} = \epsilon_\omega(x) - \kappa'(\omega, x)I_\omega(x) \quad (1.4.1)$$

avec $\epsilon_\omega(x)$ le coefficient d'émission ($\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-3}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$) et $\kappa'(\omega, x)$ le coefficient d'absorption (m^{-1}).

1.4.2 Phénomène d'opacité

Cette notion d'opacité traduit l'idée qu'un photon (émission d'un niveau j vers un niveau i de longueur d'onde λ_{ji}) émis dans une zone du plasma peut être réabsorbé par un atome ou un ion étant ainsi de nouveau réexcité. Ce phénomène doit être étudié au préalable car il peut changer fondamentalement la répartition de la population des espèces présentes et ainsi modifier le rayonnement du plasma observé par le spectromètre. Formellement, l'épaisseur optique du plasma à une pulsation donnée ω_{ji} est directement liée au coefficient d'absorption par :

$$\tau_{\omega,ji}(L) = \int_0^L \kappa'_{\omega,ji}(x)dx, \quad (1.4.2)$$

et

$$\kappa'_{\omega,ji} = \frac{\hbar\omega}{4\pi} (n_i B_{ij} \varphi_{ij}(\omega) - n_j B_{ji} \varphi_{ji}(\omega)) \quad (1.4.3)$$

B_{ij} le coefficient d'Einstein d'absorption, B_{ji} le coefficient d'émission stimulé, $\varphi_{ji}(\omega)$ le profil d'émission, $\varphi_{ij}(\omega)$ celui d'absorption, n_i le niveau de plus basse énergie et dx la longueur parcourue par le photon. Un plasma est dit optiquement mince à une longueur d'onde λ_{ji} (ou pulsation ω_{ji}) lorsque $\tau_\omega \ll 1$ et optiquement épais dans le cas contraire. L'épaisseur optique τ_ω est d'autant plus grande que la densité des éléments réabsorbeurs est grande.

1.4.3 Cas d'un plasma optiquement mince

1.4.3.1 Expression de l'intensité lumineuse

Dans l'hypothèse d'un plasma optiquement mince à une longueur d'onde l'équation (1.4.1) se réduit à :

$$\frac{dI_\omega(x)}{dx} = \epsilon_\omega(x) \quad (1.4.4)$$

la solution formelle est :

$$I_\omega(L) = \int_0^L \epsilon_\omega(x) dx \quad (1.4.5)$$

Le coefficient d'émission locale est de la forme :

$$\epsilon_\omega(x) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i,j=1}^N \hbar \omega_{ji} n_j(x) A_{ji} \varphi(x, \omega_{ji}, \omega, \alpha_{ji}) \quad (1.4.6)$$

n_j est la densité du niveau émetteur j .

A_{ji} est le coefficient d'émission spontanée (ou coefficient d'Einstein) pour la transition $j \rightarrow i$, qui correspond à l'émission d'un photon suite à la désexcitation d'un atome (ou d'un ion) X passant d'un état j à un état i .

$$X(j) \rightarrow X(i) + h\nu_{ji} \quad (1.4.7)$$

$\varphi(x, \omega_{ji}, \omega, \alpha_{ji})$ est le profil de raie pour cette transition et α_{ji} représente les paramètres du plasma tel que la température électronique, la densité électronique, la densité ionique ...

On obtient ainsi une expression de l'intensité lumineuse proportionnelle aux densités des espèces du plasma. La section suivante présente les 3 modèles de plasmas utilisés pour décrire les systèmes atomiques en fonction de la densité électronique.

1.5 Les 3 modèles de plasmas

1.5.1 L'équilibre thermodynamique local (E.T.L)

On suppose ici que la distribution de densité des états excités des atomes et ions du plasma est uniquement déterminée par des processus de collisions (taux d'émission radiative négligeables). De plus, on suppose que les phénomènes s'établissent suffisamment vite pour que ces distributions changent instantanément si un paramètre du plasma est modifié. Cela implique que chaque processus s'accompagne de son processus inverse. De cette façon la distribution des densités de population des niveaux d'énergie des électrons est la même que celle dans le cas d'un équilibre thermodynamique complet. Même si les paramètres du plasma (densité, température) varient dans l'espace ou le temps, la distribution des densités de population à chaque instant et en tout point ne dépend que des paramètres locaux du plasma.

Cet équilibre est régi par trois lois :

- La distribution des vitesses des électrons est maxwellienne, c'est-à-dire que le nombre de particules ayant une vitesse comprise en v et $v+dv$ vaut :

$$dn_v = n_e 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k T_e} \right) v^2 dv \quad (1.5.1)$$

où n_e est la densité totale d'électrons libres, T_e la température électronique, k est la constante de Boltzmann et m la masse d'un électron.

- Le degré d'ionisation d'une espèce suit la loi de Saha : si on appelle n_z et n_{z+1} les densités totales de particules de degrés d'ionisation z et $z+1$:

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} n_e = 2 \frac{Q_{z+1}(T_e)}{Q_z(T_e)} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{h\nu_{z \rightarrow z+1}}{k T_e} \right) \quad (1.5.2)$$

où $h\nu_{z \rightarrow z+1}$ est la différence d'énergie entre le niveau z et le niveau $z+1$, $Q_z(T_e)$ et $Q_{z+1}(T_e)$

sont les fonctions de partition des particules de degrés d'ionisation z et $z+1$, h est la constante de Planck.

- La population des niveaux excités 1 et 2 pour un même état d'ionisation suit la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu_{1 \rightarrow 2}}{kT_e}\right) \quad (1.5.3)$$

avec g_1 et g_2 les poids statistiques des niveaux excités 1 et 2.

On définit un équilibre thermodynamique complet si on ajoute à ces trois lois celle de Planck :

$$B_{\nu(T)} = \frac{2h\nu^3}{c_0^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.5.4)$$

exprimé en $W.m^{-2}.sr^{-1}.\nu^{-1}$ où ν est la fréquence du rayonnement émis et c_0 la vitesse de la lumière dans le milieu considéré. Ce rayonnement correspond à une valeur limite.

1.5.2 Le modèle coronal

Le modèle coronal a été développé, comme son nom l'indique, pour représenter la dynamique des plasmas de la couronne solaire et de manière plus générale les plasmas où le taux d'émission radiative est supérieur au taux d'excitation. Les phénomènes collisionnels avec les électrons sont minoritaires par rapport aux émissions spontanées. Deux processus fondamentaux régissent la répartition des niveaux atomiques dans le système :

- l'équilibre se fait entre l'ionisation des particules due aux collisions avec les électrons et la recombinaison radiative des états ionisés. Dans ce modèle, peu d'ions et d'atomes sont dans un état excité par rapport à ceux dans l'état fondamental. Dans ce cas l'équation qui représente l'équilibre entre ionisation et recombinaison peut s'écrire :

$$\frac{N(z-1)}{N(z)} = \frac{RR(z) + RD(z)}{I(z-1)} \quad (1.5.5)$$

avec $N(z)$ et $N(z-1)$ le nombre de particules dans l'état d'ionisation z et $z-1$, $RR(z)$ le taux de recombinaison radiative, $RD(z)$ le taux de recombinaison diélectronique et $I(z-1)$

le taux d'ionisation par impact électronique.

Le rapport des densités dans deux états d'ionisation différents est indépendant de la densité électronique.

- Dans un même état d'ionisation, un niveau excité est peuplé par les collisions électroniques que subissent les particules dans l'état fondamental, dans les états métastables et par les émissions spontanées des niveaux excités d'énergie supérieure. Les particules dans un état métastable ont des temps de vie beaucoup plus grands que des particules dans un état instable. Ces métastables peuvent alors avoir une influence importante dans la redistribution du peuplement des niveaux car ils peuvent avoir le temps d'interagir avec les électrons du milieu. L'expression du peuplement du niveau excité considéré n^* est :

$$n^* = \frac{\sum_{i>*} n_i A_{i \rightarrow *} + n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{0 \rightarrow *}}{\sum_{j<*} A_{* \rightarrow j} + n_e \langle \sigma v \rangle_*^{ion}} + \frac{n_e \sum_m n_m \langle \sigma v \rangle_{m \rightarrow *}}{\sum_{j<*} A_{* \rightarrow j} + n_e \langle \sigma v \rangle_*^{ion}} \quad (1.5.6)$$

où n_0 , n_i , n_m , $A_{i \rightarrow j}$, $\langle \sigma v \rangle_{i \rightarrow j}$ et $\langle \sigma v \rangle_i^{ion}$ représentent respectivement la densité du niveau fondamental, la densité du niveau excité i, la densité du niveau métastable m, le coefficient d'émission spontanée du niveau i vers j, le taux d'excitation par impact électronique du niveau i vers j et le taux d'ionisation pour le niveau i.

Le résultat présenté sur la figure (1.4) montre une dépendance linéaire de l'intensité lumineuse d'une transition atomique avec la densité électronique (normalisation à 1 de tous les états). Ceci mène directement à l'observation qu'un rapport d'intensités de raies est indépendant de la densité électronique.

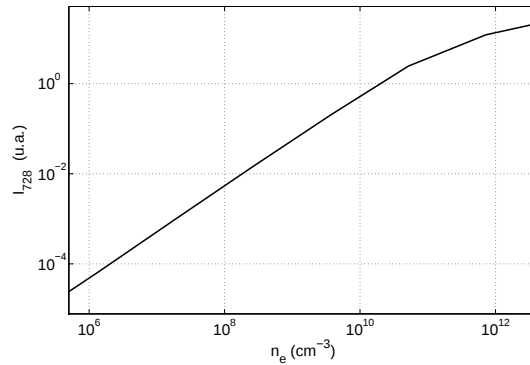


Figure 1.4 – Intensité théorique de la raie à 728.1 nm ($1s3s \ ^1S - 1s2p \ ^1P$) calculée avec le code SOPHIA.

1.5.3 Le modèle collisionnel radiatif (C.R.)

Dans ce modèle, le taux d'excitation et le taux d'émission radiative peuvent être comparables ne permettant pas d'hypothèses directes. Les deux paragraphes précédents nous ont montré :

- qu'à l'équilibre thermodynamique (forte densité électronique) les collisions avec les électrons sont prédominantes par rapport aux émissions spontanées permettant d'assurer un équilibre décrit par la statistique boltzmannienne.
- que dans le modèle coronal (faible densité électronique), où les collisions avec les électrons sont plus faibles que les émissions spontanées, les excitations collisionnelles ne se font qu'avec les niveaux fondamentaux largement majoritaires et les niveaux métastables.

Dans cette gamme intermédiaire en densité électronique la détermination des états excités devient plus complexe car de nombreux processus ne peuvent désormais plus être négligés. Dans un cas stationnaire l'expression des niveaux atomiques est :

$$n_j \sum_{k=1}^N W_{jk} = \sum_{i=1}^N n_i W_{ij} \quad (1.5.7)$$

N représente le nombre de niveaux considérés. W_{ij} est la matrice contenant les coefficients des processus de physique atomique définit tel que :

$$W_{ij} = A_{ij} + n_e C_{ij} + n_e I_{ij} + n_e^2 T_{ij} + n_e R R_{ij} + n_e D C_{ij} \dots \quad (1.5.8)$$

avec :

C_{ij} : le taux d'excitation par collision électronique. Sous l'effet d'une collision inélastique avec un électron incident, l'atome (ou l'ion) cible passe dans un état excité supérieur. Le processus peut être décrit par :



I_{ij} : le taux d'ionisation par impact électronique. Un électron ayant une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation de l'atome ou de l'ion peut arracher un électron lié.



T_{ij} : le taux de recombinaison à 3 corps. Un électron 'spectateur' peut permettre à un deuxième électron de rentrer dans le cortège électronique de l'ion. Il s'agit d'un processus de recombinaison avec deux électrons, le taux est donc proportionnel à n_e^2 .



RR_{ij} : le taux de recombinaison radiative. Les ions attirent les électrons libres par leur potentiel coulombien, les électrons peuvent ainsi devenir liés et un photon est émis.



DC_{ij} : le taux de capture diélectronique. Un électron libre rentre en collision avec un ion ayant une énergie légèrement inférieure au seuil d'excitation d'une transition de résonance et forme un état doublement excité suivi d'une stabilisation radiative.



Les '...' dans l'équation (1.5.8) indiquent que d'autres processus interviennent dans la mise à l'équilibre d'un système atomique en citant par exemple l'échange de charges mais également les processus inverses dont certains ont été cités précédemment. Il existe pour chaque processus $i \rightarrow j$ un processus inverse $j \rightarrow i$. Les processus inverses jouent un rôle important pour l'équilibre d'un système et permettent d'arriver à l'équilibre thermodynamique.

Le tableau (1.2) résume quelques processus élémentaires et leurs processus inverses :

1.6 Conclusions

Les systèmes atomiques mettent en jeu de très nombreuses réactions les rendant généralement très complexes à résoudre. Ils le sont d'autant plus lorsque tous les processus atomiques doivent être pris en compte (modèle collisionnel-radiatif). Les dimensions des matrices de physiques atomiques (matrices carrées) sont de dimension $N * N$. Des résolutions analytiques sont indispensables sachant qu'un système atomique pour l'hélium incluant tous les niveaux de nombre

Processus direct		Processus inverse	
Excitation	$X + e \rightarrow X^* + e$	Désexcitation	$X^* + e \rightarrow X + e$
Ionisation	$X^Z + e \rightarrow X^{Z+1} + 2e$	Recombinaison à trois corps	$X^{Z+1} + 2e \rightarrow X^Z + e$
Photoionisation	$X^{Z-1} + h\nu \rightarrow X^Z + e$	Recombinaison radiative	$X^Z + e \rightarrow X^{Z-1} + h\nu$
Autoionisation (effet Auger)	$X^{(Z-1)**} \rightarrow X^Z + e$	Capture diélectronique	$X^Z + e \rightarrow X^{(Z-1)**}$
Emission radiative spontanée	$X^* \rightarrow X + h\nu$	Photo-absorption	$X + h\nu \rightarrow X^*$

Table 1.1 – Processus atomiques élémentaires.

quantique principal $n = 1$ à 4 est de dimension $30 * 30$. Des codes numériques sont alors développés tels que ADAS (calcul stationnaire) [11]. Nous avons utilisé et développé le code collisionnel-radiatif SOPHIA pour les études présentées dans cette thèse. Ce code, spécifiquement conçu pour les systèmes atomiques de l'hélium (et de l'hydrogène) et adapté pour l'étude de phénomènes hors équilibre est présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Le code numérique SOPHIA : modèle collisionnel radiatif

SOPHIA est un code de physique atomique développé par F. B. Rosmej pour étudier la dynamique des populations hors équilibre [12]. Ce code intègre la simulation d'une distribution spectrale à haute résolution, le couplage d'hélium avec l'échange de charge du plasma H/D/T, les électrons suprathermiques, les calculs des sections efficaces/taux très complexes pour une cinétique atomique collisionnelle-radiative et une structure atomique LSJ en couplage intermédiaire [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19].

L'utilisation de ce code permet d'obtenir les résultats théoriques indispensables pour les confronter aux résultats expérimentaux obtenus dans des tubes à des décharges (**chapitre VI**) et dans la machine MISTRAL (**chapitre V**).

Ce chapitre présente la structure générale du code qui est fondée autour de l'équation cinétique des populations représentant la dynamique d'un système atomique dans un modèle collisionnel relatif. La partie (2.1.2) explicite les 3 termes qui la compose ainsi que les développements numériques réalisés afin de mettre en place les études théoriques nécessaires.

2.1 Système atomique général

2.1.1 Organisation générale du code SOPHIA

2.1.1.1 Equation cinétique des populations

Dans un système atomique, le peuplement d'un niveau correspond à la dynamique d'un sous-système contraint par l'ensemble des couplages qui existent avec les autres sous-systèmes pris en compte dans un modèle. Cette structure, au centre du code SOPHIA, est représentée par l'équation cinétique des populations s'écrivant :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_j = \sum_{i=1}^N n_i (W_{ij} + A_{ij} \Lambda_{ij}) - \sum_{k=1}^N n_j (W_{jk} + A_{jk} \Lambda_{jk}) \quad (2.1.1)$$

avec n_j la densité du niveau atomique j , Γ_j le flux des atomes (ou ions) dans l'état j , A_{ij} le coefficient d'émission spontanée d'un niveau i vers le niveau j , Λ_{ij} le facteur d'échappement (phénomènes d'opacité) et W_{ij} la matrice de physique atomique décrite en (1.5.8) comprenant également la recombinaison diélectronique très complexe [18], le couplage auto-cohérent d'He-H/D/T par l'échange de charge [17] et l'approximation τ pour décrire la diffusion et les pertes quelconques [20]. La structure atomique incluse dans le code est largement détaillée permettant l'étude de systèmes complets (nuc, 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, ..., nl, $1s^2 \ ^1S$, $1s2s \ ^1S$, $1s2s \ ^3S$, $1s2p \ ^1P$, $1s2p \ ^3P$, $1s3s \ ^1S$, $1s3s \ ^3S$, $1s3p \ ^1P$, $1s3p \ ^3P$, $1s3d \ ^1D$, $1s3d \ ^3D$, ..., $1snl \ ^1L$, $1snl \ ^3L$ pour $n = 1-5$ et $l = 0-4$, et nl , $1snl \ ^1L$ et $1snl \ ^3L$ pour $n = 6-9$ et à partir $n = 9$ des lois d'échelles sont établies). Cette équation est basée sur 3 termes principaux régissant entièrement la dynamique d'un système atomique : les termes de sources et de pertes (partie (2.1.2.1)), le terme de variation temporelle (partie (2.1.2.2)) et le terme de diffusion (partie (2.1.2.3)). Avant de développer chacun de ses termes, nous présentons dans la partie suivante l'organigramme général du code.

2.1.1.2 Schéma de fonctionnement

Le code a été développé pour résoudre des systèmes atomiques d'hélium (et d'hydrogène) pouvant être à l'équilibre ou hors équilibre causés par des phénomènes de diffusion ou de fluctuations de paramètres plasmas. Nous avons organisé ce code de manière à ce qu'il soit

adapté pour toutes ces configurations de calculs. L'organigramme général est détaillé sur la figure (2.1).

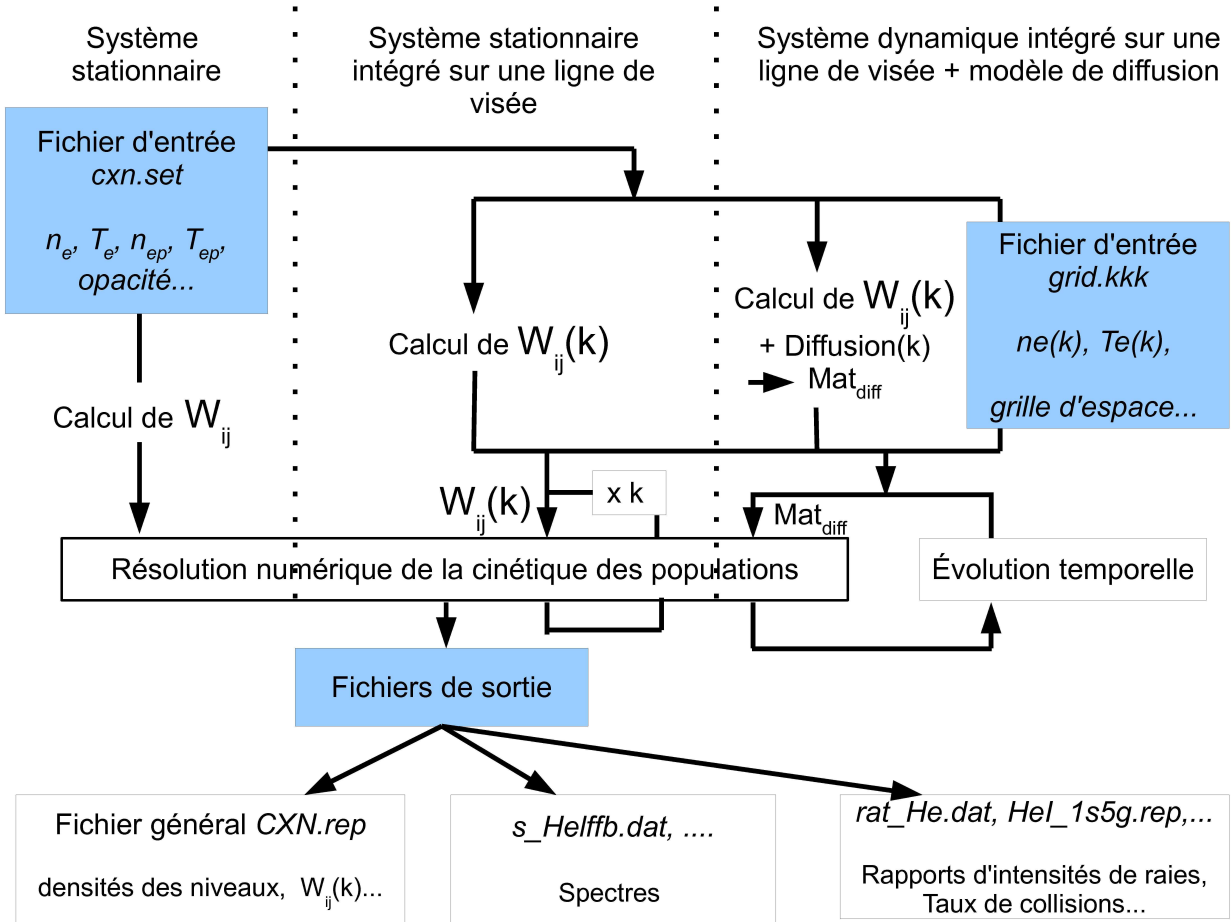


Figure 2.1 – Organigramme général du code SOPHIA.

L'objectif principal est de calculer les termes composant l'équation cinétique. Dans le cas d'un plasma stationnaire, cela se réduit à déterminer tous les éléments de la matrice W_{ij} avec les paramètres du plasma inclus dans le fichier d'entrée principal "cxn.set". La résolution numérique du système utilise la décomposition PLU (triangulaire supérieure/inférieure). Le vecteur résultat des densités est alors utilisé pour obtenir plusieurs données qui en découlent et créer plusieurs fichiers de résultats comme le montre le schéma (spectres, rapports d'intensités de raies...)

Ce procédé de calcul peut également être automatisé par un fichier "grid.kkk" qui répertorie un ensemble de paramètres plasmas afin d'observer par exemple le comportement du système

suite à une variation en particulier. La résolution est alors réalisée autant de fois qu'il y a de conditions initiales créant ainsi autant de fichiers de sortie.

Lorsque les processus de diffusion et la dynamique temporelle sont intégrés, la résolution du système s'effectue en plusieurs étapes. La première consiste en la création d'une grande matrice constituée des matrices $W_{ij}(k)$ (calculées avec les conditions issues du fichier "grid.kkk") ainsi que les termes non diagonaux caractérisant les termes de diffusion. Cette matrice de dimension $(N \cdot n_x) \times (N \cdot n_x)$ avec n_x le nombre de pas d'espace, est résolue à l'aide d'un schéma implicite du premier ordre pour obtenir la stabilité du calcul. Cette opération est répétée pour chaque pas de temps. Ce modèle permet à chaque instant d'ajouter des termes de sources ou de pertes.

2.1.2 Les termes de l'équation cinétique

2.1.2.1 Terme de sources et pertes

2.1.2.1.1 Intérêts

Les deux termes de droite de l'équation cinétique des populations représentent les sources (signe '+') et les pertes (signe '-') pour le niveau atomique considéré. Ils définissent dans un état stationnaire, l'équilibre atteint par un système atomique soumis à des conditions particulières de températures et densités électroniques. La collisionnalité d'un système atomique en fonction de la densité électronique, l'influence de la recombinaison à trois corps dans des plasmas à haute densité électronique, l'échange de charges ainsi que le couplage avec l'hydrogène par exemple sont des sujets d'études possible avec ce code.

Des études détaillées sont réalisées dans les **chapitre IV** et **chapitre V** sur ces termes de sources et de pertes pour observer l'influence des paramètres plasmas sur le peuplement des niveaux atomiques et donc sur les spectres théoriques.

2.1.2.1.2 La matrice de physique atomique W_{ij}

W_{ij} représente la matrice de physique atomique contenant les processus décrits précédem-

ment dans l'équation (1.5.8). Le code SOPHIA, comme tout modèle collisionnel-radiatif, permet d'analyser des systèmes atomiques où ni la collisionnalité ni l'émission radiative ne dominent les processus atomiques. Le modèle coronal ainsi que l'E.T.L. correspondent aux asymptotes en densité électronique du modèle C.R..

Les éléments de cette matrice correspondent aux taux de réactions qui se calculent de la même manière pour chaque processus atomique. L'expression générale d'un taux de réaction pour une transition d'un niveau i vers un niveau j est défini par :

$$\langle \sigma v \rangle_{i \rightarrow j} = \int_{\Delta E_{ij}}^{+\infty} f(E) v(E) \sigma_{i \rightarrow j}(E) dE \quad (2.1.2)$$

avec

ΔE_{ij} : l'énergie seuil ou différence d'énergie entre les deux niveaux considérés.

$\langle \sigma v \rangle_{i \rightarrow j}$: le taux de réactions en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

$f(E)$: la fonction de distribution en énergie des électrons en eV^{-1} .

$v(E)$: la vitesse des électrons en $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

$\sigma_{i \rightarrow j}(E)$: la section efficace du processus considéré en cm^2 .

Le code est également conçu pour caractériser l'influence d'une seconde population d'électrons sur le peuplement atomique, permettant par exemple l'analyse du peuplement atomique de l'hélium dans la machine de laboratoire MISTRAL, dans les tokamaks ou éventuellement dans les futurs réacteurs.

Cette fonction de distribution bi-maxwellienne en énergie des électrons s'écrit :

$$F(E, T_e, T_{ep}) = (1 - f_{ep}) F_e(T_e) + f_{ep} F_{ep}(T_{ep}) \quad (2.1.3)$$

avec $F_e(T_e)$ et $F_{ep}(T_{ep})$ les fonctions de distribution en énergie des électrons des deux populations ayant une température T_e et T_{ep} , f_{ep} représente la fraction de cette seconde population électronique.

2.1.2.1.3 Le facteur d'échappement Λ_{ij}

Ce terme est associé à l'opacité d'un plasma à une transition atomique. Un photon émis par désexcitation radiative peut être réabsorbé par le plasma avant même que cette onde électromagnétique ait pu sortir de ce système. Ce terme peut s'exprimer par l'approximation de Bibermann-Holtstein de l'équation de transfert :

$$\Lambda_{ij} \propto \int_0^\infty d\omega \int_\Omega \frac{d\Omega}{4\pi} \int_V dV n_i(\vec{r}) \varphi_{ij}(\omega, \vec{r}) \exp(-\tau_{\omega,ij}(\vec{r}, \vec{s})) \quad (2.1.4)$$

avec ω la pulsation, Ω l'angle solide, dV l'élément de volume, $n_i(\vec{r})$ la densité du niveau cible, $\varphi_{ij}(\omega, \vec{r})$ le profil de raie, $\tau_{\omega,ij}(\vec{r}, \vec{s})$ l'épaisseur optique définie par l'équation (1.4.2), $\vec{r}$ et $\vec{s}$ respectivement les positions à l'intérieur du plasma et à la surface. Dans le code, une longueur caractéristique d'absorption est incluse dans la matrice de physique atomique. Ces études servent notamment à expliquer la modification d'un rayonnement émis par un plasma optiquement épais et perçu par des systèmes de diagnostics externes.

2.1.2.2 Terme d'évolution temporelle

2.1.2.2.1 Intérêts

le terme $\frac{\partial n_j}{\partial t}$ de l'équation (2.1.7) décrit la variation temporelle des niveaux atomiques. Cette partie a été développée durant cette thèse afin de suivre l'évolution temporelle d'un système atomique pour des applications à MISTRAL (**chapitre V**). Ce modèle permet notamment d'observer la transition vers l'état d'équilibre d'un plasma simplifié de type MISTRAL à l'aide du modèle numérique exposé dans la partie (2.1.2.2.2). Un second modèle plus évolué, décrit dans la partie (2.1.2.2.3), a été conçu pour étudier des phénomènes de relaxations et observer l'influence de perturbations des paramètres plasmas sur la redistribution des populations.

2.1.2.2.2 Développement d'un module dépendant du temps

Initialement le code SOPHIA ne pouvait suivre la dynamique des plasmas étudiés que dans une approche quasi-stationnaire. L'équation de continuité se réduisait donc à la détermination des états d'équilibre par la résolution du système suivant :

$$n_j \sum_{k=1}^N W_{jk} = \sum_{i=1}^N n_i W_{ij} \quad (2.1.5)$$

avec la condition de normalisation sur les populations :

$$\sum_{i=1}^N n_i = 1 \quad (2.1.6)$$

N étant le nombre de niveaux considérés, les indices "i" et "j" représentant les niveaux et W la matrice incluant les taux de réactions.

Un travail de développement du code a donc été entrepris pour mettre en place une routine capable de réaliser des études sur les dynamiques temporelles des systèmes atomiques. Notre système est de la forme :

$$\frac{dn_j}{dt} = \sum_{i=1}^N n_i W_{ij} - n_j \sum_{k=1}^N W_{jk} \quad (2.1.7)$$

En analyse, le théorème de Taylor, du nom du mathématicien Brook Taylor qui l'établit en 1715, montre qu'une fonction plusieurs fois dérivable au voisinage d'un point peut être approximée par une fonction polynôme dont les coefficients dépendent uniquement des dérivées de la fonction en ce point.

$$f(x) = f(a) + f'(a)(x - a) + \frac{f''(a)}{2}(x - a)^2 + \dots + \frac{f^n(a)}{n!}(x - a)^n + \dots \quad (2.1.8)$$

De multiples schémas numériques sont à disposition afin de discrétiser notre système d'équations. Le plus simple et le plus intuitif est le schéma explicite du premier ordre dérivant de l'eq. (2.1.8) :

$$\frac{n_j^{t+\Delta t} - n_j^t}{\Delta t} = F(t) \quad (2.1.9)$$

où n_j^{t+1} et n_j^t représentent les densités atomiques du niveau j aux temps $t+1$ et t. Δt est le pas de temps et F(t) une fonction source. L'ordre d'un schéma correspond à l'erreur commise due à la discrétisation du schéma utilisé. En l'occurrence elle est en Δt^2 pour chaque itération, alors que l'erreur totale accumulée est de l'ordre de Δt . Pour nos études ce schéma est instable puisque

d'une part les coefficients matriciels W_{ij} peuvent différer de plusieurs ordres de grandeurs et d'autre part les temps utilisées pour les simulations provoquent des erreurs numériques non négligeables. Un schéma explicite d'ordre 4, (Runge-Kutta4) à montré ses limites de stabilité malgré la réduction des erreurs créées suite aux troncatures numériques. La stabilité de nos calculs a été atteinte par l'utilisation d'un schéma implicite d'ordre 1 de la forme :

$$\frac{n_j^{t+\Delta t} - n_j^t}{\Delta t} = F(t + \Delta t) \quad (2.1.10)$$

Contrairement au schéma explicite, les sources (fonction F dans l'eq. (2.1.11)) sont prises au temps $t + \Delta t$, ce qui assure dans la majorité des cas un calcul stable. Notre système d'équations devient alors :

$$(I - \Delta t.W(T_e, n_e))\vec{N}^{t+\Delta t} = \vec{N}^t \quad (2.1.11)$$

avec I la matrice identité, Δt le pas de temps, $\vec{N}^{t+\Delta t}$ et $\vec{N}^t$ représentent les vecteurs densités aux deux temps considérés.

2.1.2.2.3 Principe du schéma adaptatif

Dans un système couplé, chaque sous-système réagit selon son propre temps caractéristique déterminé par l'interaction qu'il a avec les autres. L'intérêt de cette démarche est de définir tous ces temps caractéristiques, d'évaluer le plus petit afin de déterminer la dynamique la plus rapide du système. Nous obtenons ainsi les valeurs des pas de temps adaptés afin de s'assurer par la suite un calcul complet sans omettre la moindre information physique. Le diagramme de ce modèle est décrit sur la figure (2.2).

Le fichier d'entrée comporte les paramètres plasmas initiaux définis par l'utilisateur : le temps auquel le changement de condition intervient, la densité électronique, la température électronique, le pourcentage d'une seconde population d'électrons ainsi que leurs températures. La première ligne définit l'état d'équilibre initial du plasma qui est calculé par la résolution de l'équation (2.1.5). Les temps caractéristiques de chaque niveau sont alors obtenus pour chaque configuration par la relation :

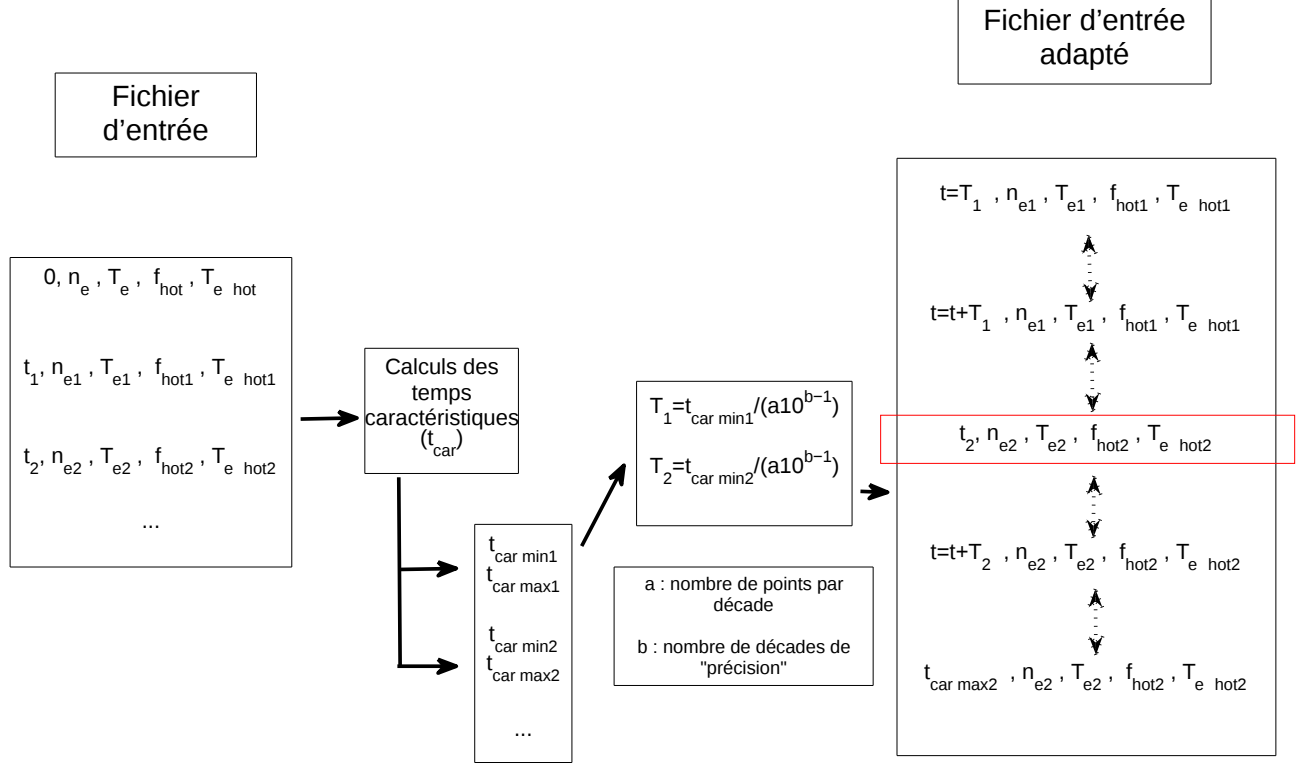


Figure 2.2 – Diagramme représentant le principe du programme adaptatif.

$$t_{car}(i)(n_e, T_e, f_{hot}, T_{hot}) = \frac{1}{\sum_{k=1}^N W_{ik}(n_e, T_e, f_{hot}, T_{hot})} + \frac{1}{\sum_{j=1}^N W_{ji}(n_e, T_e, f_{hot}, T_{hot})} \quad (2.1.12)$$

Cette équation fait référence à des temps caractéristiques pour un équilibre entre des états d'ionisation et de temps de relaxation de photons [12]. Un fichier d'entrée adaptatif est alors créé en échantillonnant le fichier initial de temps intermédiaires calculés de la manière suivante :

$$t = t + \frac{1}{a10^{b-1}} \min(t_{car}) \quad (2.1.13)$$

avec a et b représentant respectivement le nombre de temps de calculs par décade et b

le nombre de décades en-deçà du temps caractéristique minimum. Le fichier adapté est ainsi rempli jusqu'à :

$$t_{max} = 10^b \max(t_{car}) \quad (2.1.14)$$

Ce fichier ainsi créé est optimisé au maximum pour calculer la dynamique des populations puisque :

- l'expression de tous les temps caractéristiques nous permet de définir les pas de temps appropriés ainsi que le dernier temps de calcul nécessaire pour obtenir l'état d'équilibre.
- les simulations ne durent que quelques secondes, en effet entre chaque variation des paramètres plasma prédéfinie dans le fichier d'entrée, le système est en relaxation et peut alors être suivi par un échantillonnage temporel décrit ci-dessus. Par comparaison, un million d'itérations sont typiquement réalisées en une dizaine de minutes.

La robustesse du schéma implicite permet aux systèmes étudiés d'évoluer sans que des problèmes de divergences ne se produisent. Un test de convergence est réalisé pour chaque simulation car nous comparons l'état d'équilibre final avec l'état d'équilibre calculé par le système décrit en (2.1.5).

2.1.2.2.4 Validation par une application à un plasma astrophysique

Lors d'un phénomène de relaxation, une modification instantanée des conditions se produit. Le système se réorganise de lui-même afin d'atteindre son nouvel état d'équilibre. Tous les sous-systèmes interagissent entre eux mais possèdent un temps caractéristique qui leur est propre. Prenons comme exemples le coefficient d'Einstein pour la transition résonante $\text{HeI } 1s1p \rightarrow \text{HeI } 1s^2$ et le taux de recombinaison radiative pour la transition $\text{HeIII } 2p \rightarrow \text{HeII } 2p$ qui valent respectivement $5.66 \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$ et $1.53 \cdot 10^{-12} \text{s}^{-1}$ pour un plasma d'hélium très dilué avec une température électronique de 2 eV. Dans de telles conditions, il serait inconcevable de choisir un pas de temps fixe pour décrire la dynamique de ce système. En effet 20 ordres de grandeur séparent les temps propres de ces deux processus. Ce type de plasma se retrouve en astrophysique. Les astrophysiciens s'intéressent de près à l'activité solaire se manifestant

entre autre par des flux de plasmas constitués essentiellement d'ions et d'électrons éjectés de la haute atmosphère du soleil (la couronne solaire a donné son nom au modèle coronal). Ces vents solaires varient en vitesse, en densité et en température au cours du temps en fonction de cette activité et peuvent endommager les modules spatiaux envoyés en orbite.

La partie suivante présente un système atomique soumis à des conditions extrêmes (plasma astrophysique) afin de valider l'approche de ce programme "adaptatif" et de s'assurer de sa stabilité numérique pour les calculs exposés dans le dernier chapitre.

Relaxation d'un système atomique par refroidissement

Nous avons simulé le refroidissement d'un plasma d'hélium très dilué pour deux densités électroniques : $n_e = 10 \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$. La température électronique passe brutalement de 10 eV à 1 eV. La très faible collisionnalité permet de décomposer plus facilement les dynamiques des sous-systèmes afin de valider notre approche numérique.

Nous avons représenté dans le tableau (2.1) les temps caractéristiques calculés pour quelques niveaux appartenant à différents états d'ionisation ainsi que les dynamiques temporelles des densités de l'hélium une et deux fois ionisé sur la figure (2.3).

niveau	$n_e = 10 \text{ cm}^{-3}$	$n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$
HeIII	$3.31 \cdot 10^{10} \text{ s}$	$3.31 \cdot 10^8 \text{ s}$
HeII 1s	$1.32 \cdot 10^{11} \text{ s}$	$1.32 \cdot 10^9 \text{ s}$
HeII 2p	$1.35 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	$1.35 \cdot 10^{-10} \text{ s}$
HeI 1s2s ^1S	$9.75 \cdot 10^{-3} \text{ s}$	$9.75 \cdot 10^{-3} \text{ s}$
HeI 1s3p ^3P	$8.03 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$8.03 \cdot 10^{-8} \text{ s}$

Table 2.1 – Temps caractéristiques calculés pour $T_e = 1 \text{ eV}$.

Les temps caractéristiques calculés selon l'expression (2.1.12) montrent que les niveaux atomiques couplés peuvent varier de 20 ordres de grandeurs pour ce type de plasma extrêmement dilué, mettant en avant les échelles de temps dans un système atomique. Les temps caractéristiques des niveaux excités sont dans ces conditions insensibles aux densités électroniques puisque

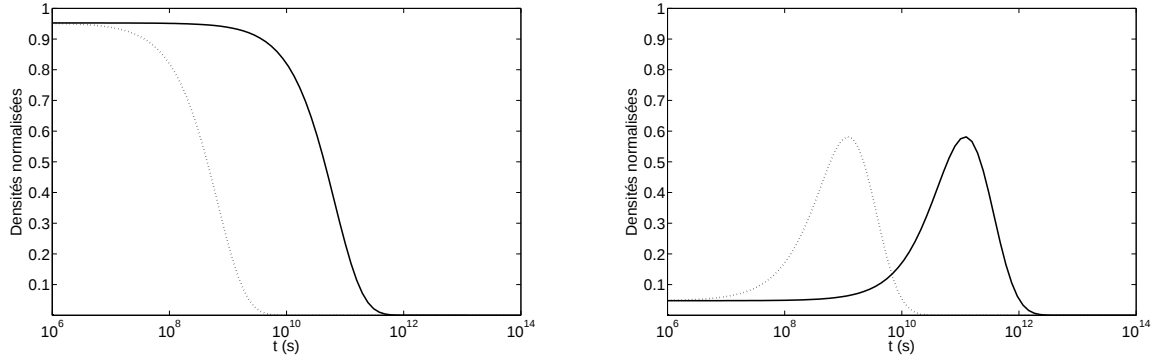


Figure 2.3 – Relaxations d'un plasma suite à un refroidissement brutal de la température électronique de 10 eV à 1 eV pour des densités électroniques de 10 cm^{-3} (—) s et 10^3 cm^{-3} (···). **A gauche** : la densité du noyau d'hélium. **A droite** : la densité du niveau 1s de l'hélium une fois ionisé.

leur dynamique est gouvernée par l'émission spontanée, processus atomique indépendant de n_e ($A(1s3p \ ^3P \rightarrow 1s2s \ ^3S) = 9.47 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ et $A(1s3p \ ^3P \rightarrow 1s3s \ ^3S) = 1.07 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$). Les temps caractéristiques calculés pour le niveau excité $1s3p \ ^3P$ (niveau émetteur de la raie à 667.8 nm) représentés sur la figure (2.4) deviennent fortement sensibles à la densité électronique lorsqu'elle est supérieure à quelques 10^{10} cm^{-3} (hors du modèle coronal), en effet la collisionnalité joue alors un rôle non-négligeable dans la redistribution des populations et contribue ainsi au calcul du temps caractéristique exprimé en (2.1.12).

La très faible collisionnalité de notre système étudié s'exprime par des temps caractéristiques pour les niveaux fondamentaux de l'ordre de $10^8 - 10^{10} \text{ s}$ dominés par les phénomènes de recombinaisons représentés sur la figure (2.3) par les dépeuplements successifs de l'hélium totalement ionisé et une fois ionisé au détriment de l'hélium neutre à l'état fondamental.

Cet exemple montre d'un point de vue numérique la stabilité de ce modèle capable de suivre la dynamique d'un système atomique comportant des échelles de temps allant de la nanoseconde à l'année. D'autre part nous observons également que la dynamique des populations des niveaux excités pour des plasmas similaires aux plasmas de MISTRAL peut être caractérisée par le temps de désexcitation radiative de la raie étudiée.

Ce modèle "adaptatif" permet ainsi d'étudier des systèmes atomiques variés, l'objectif étant de caractériser la dynamique d'une population atomique soumise aux fluctuations de paramètres

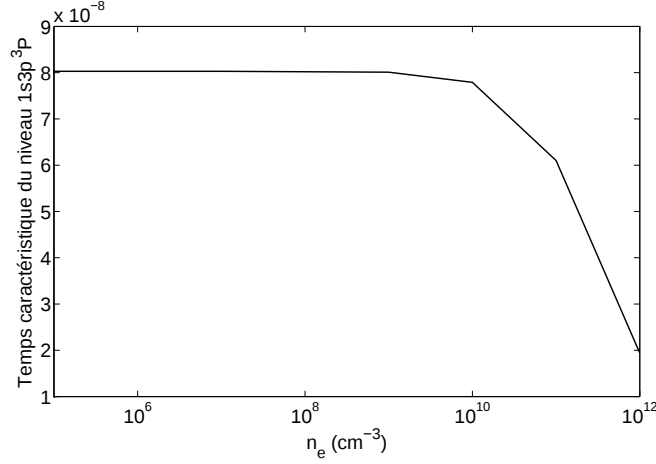


Figure 2.4 – Temps caractéristiques calculés par SOPHIA pour le niveau $1s3p\ ^3P$ en fonction de la densité électronique et pour $T_e = 4$ eV.

plasmas se produisant lorsque le plasma est turbulent.

Le test suivant montre que ce programme "adaptatif" peut également caractériser le temps d'une perturbation d'un paramètre plasma grâce à l'étude du peuplement d'un niveau excité.

2.1.2.2.5 Dynamique du peuplement du niveau $1s3p\ ^3P$ en fonction du temps caractéristique d'une perturbation

L'intensité lumineuse d'une raie atomique est proportionnelle à la densité du niveau émetteur. Intuitivement nous pouvons donc penser que si ce niveau est subitement surpeuplé par un phénomène quelconque (collisionnalité, échauffement du système), l'intensité lumineuse sera alors plus intense. Toutefois la notion de temps est très importante : si la perturbation se produisant dans le système est beaucoup plus rapide que le temps nécessaire au système de réagir, alors ce système ne sera pas affecté et donc aucune modification ne sera détectable. Cette idée est représentée sur la figure (2.5) en soumettant le système atomique à une surdensité électronique pendant un temps de perturbation variable, passant de $n_e = 10^9\ \text{cm}^{-3}$ à $10^{10}\ \text{cm}^{-3}$ pour une température électronique fixée à 6 eV. Nous avons représenté la densité du niveau $1s3p\ ^3P$, niveau émetteur de la raie atomique à 388.8 nm. Le temps caractéristique de ce niveau calculé par SOPHIA est de 7.8×10^{-8} s.

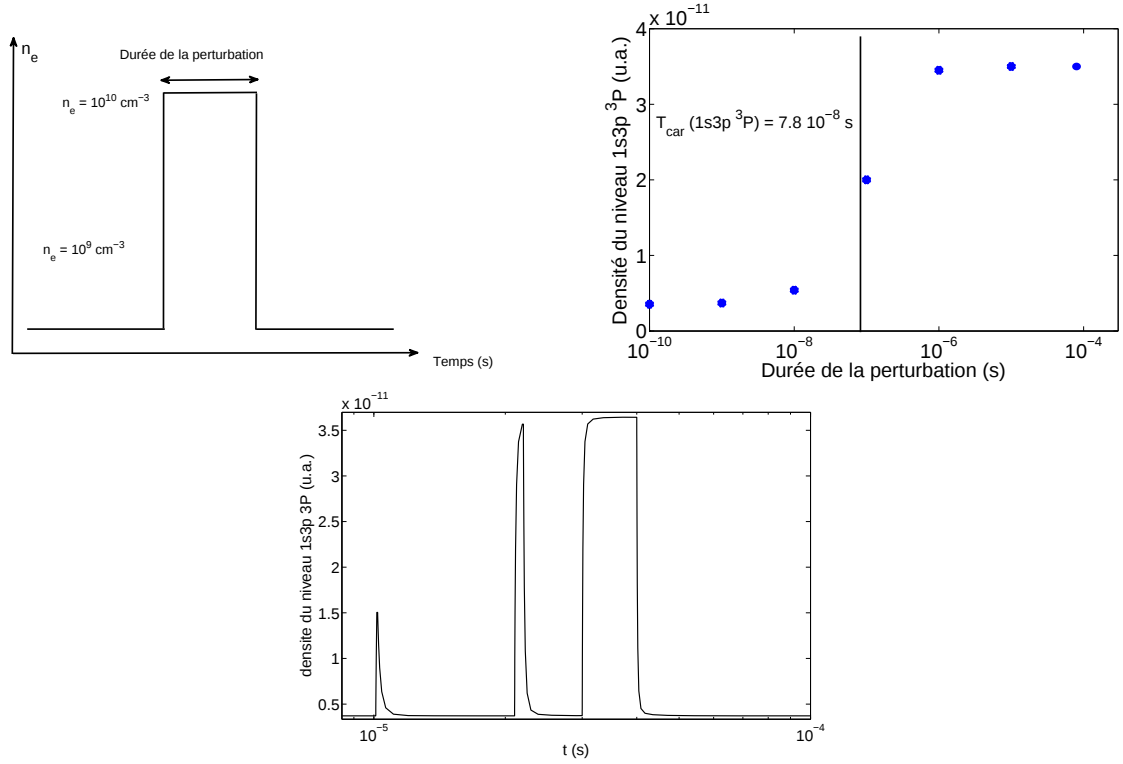


Figure 2.5 – Simulations numériques issues du code SOPHIA montrant l’influence d’une surdensité électronique sur le peuplement d’un niveau atomique en fonction du temps de cette perturbation. **En haut à gauche** : le schéma du principe. **En haut à droite** : la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ en fonction du temps de cette perturbation. **En bas** : la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ pour t_{turb} valant de gauche à droite 10^{-7} s, 10^{-6} s et 10^{-5} s.

Lorsque le temps de la perturbation est au moins 10 fois inférieure au temps caractéristique du niveau, la fluctuation de la densité électronique n’a aucun effet sur la densité du niveau $1s3p\ ^3P$, cette dernière correspondant à un système à l’équilibre. Dès que le temps de la perturbation est de l’ordre de grandeur du temps caractéristique de la dynamique de ce niveau excité, le peuplement va en être sensiblement modifié d’un facteur égal à la fluctuation de la densité. La troisième courbe montre bien l’idée que le peuplement d’un niveau atomique dépend de la durée de la perturbation du paramètre plasma.

Nous montrons ainsi que la densité d’un niveau excité et la connaissance du temps caractéristique associé permet théoriquement de déterminer le temps de la perturbation. Nous devrions observer une proportionnalité entre les variations d’intensité de cette raie et celle de la densité

électronique quand le plasma est turbulent. Le cas réel où on observe des fluctuations de la densité et de la température électronique est plus complexe.

2.1.2.3 Terme de diffusion

2.1.2.3.1 Intérêts

Le terme $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_j$ décrit une variation spatiale des niveaux atomiques. Il permet donc d'étudier les phénomènes de transports. Initialement la divergence du flux était représentée par l'approximation τ modifiant le terme par $\frac{n_j}{\tau}$. Ce coefficient (en secondes) représente un temps pouvant caractériser les processus de diffusion des atomes ou des ions dus à des inhomogénéités du plasma. Ce terme a été développé selon un modèle de diffusion de particules chargées dans un champ magnétique exposé dans la partie (2.1.2.3.2). Ce travail a permis par la suite, dans le **chapitre V**, d'analyser la diffusion des électrons et des ions d'hélium causée par des gradients de températures et de densités électroniques dans la machine MISTRAL (profils expérimentaux) et d'en étudier les conséquences sur les spectres.

2.1.2.3.2 Description du modèle

L'équilibre des forces qui s'établit sur les espèces s (électrons, ions) constituant un plasma s'exprime par [21] :

$$m_s n \vec{v}_s \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_s + \nabla p_s = q_s n \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_s \times \vec{B}}{c} \right) - q_s n \eta \vec{j} + \frac{q_s}{e} \left(\frac{3}{2} \frac{n}{\Omega_e \tau_e} \vec{b} \times \nabla T_e \right) - \nu_{s0} n m_s \left(\vec{v}_s - \frac{\Gamma_0}{n_0} \vec{x} \right) \quad (2.1.15)$$

où m_s est la masse de l'espèce s , v_s sa vitesse, q_s sa charge, η la résistivité, Ω_e la fréquence cyclotronique électronique, ν_{s0} sa fréquence de collision avec les neutres et $\Gamma_0 = n v_s$ le flux de particules et la pression $p_s = n_e k (T_e + T_i) = n_e k T_e$ car $T_i \ll T_e$ (valeur scalaire sans considérer l'équation de conservation de l'énergie pour ce terme). Les dérivations de cette équation [23] permettent de déterminer l'expression du flux radial résultant par :

$$\vec{\Gamma}_{e,r}(t) = -\frac{c}{eB} \left\{ \frac{\nu_F}{\Omega_e} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{3}{2} \frac{\nu_T}{\Omega_e} n_e(r, t) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right\} \vec{e}_r \quad (2.1.16)$$

où ν_F est la fréquence de collision associée à la force de friction, ν_T est la fréquence de collision associée à la force thermique. Pour le transport classique $\nu_F = \nu_T = \nu_{ei}$ avec ν_{ei} est la fréquence de collision électron-ion due à l'interaction coulombienne. $\nu_{ei} = 2.9 \cdot 10^{-6} n_e \Lambda / T_e^{3/2}$ et Λ est le logarithme coulombien.

Ainsi, le flux radial peut alors se réécrire :

$$\Gamma_{e,r}(t) = -D_F \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} - D_T n_e(r, t) \frac{\partial(\ln(T_e(r)))}{\partial r} \quad (2.1.17)$$

avec les coefficients de diffusion D_F (associé à une force de friction) et D_T (associé à une force thermique)

$$D_F = \frac{c}{eB} \frac{\nu_F}{\Omega_e} T_e(r) \quad (2.1.18)$$

$$D_T = \frac{c}{eB} \left[\frac{\nu_F}{\Omega_e} - \frac{3}{2} \frac{\nu_T}{\Omega_e} \right] T_e(r) \quad (2.1.19)$$

A noter que si le rapport ν_F/Ω_e vaut $1/16$, D_F devient alors le coefficient de Bohm. (La diffusion de Bohm correspond à la diffusion d'un plasma à travers un champ magnétique [22] avec un coefficient de diffusion égale à $\frac{1}{16} \frac{kT}{eB}$). Dans le cas d'un transport classique où $\nu_F = \nu_T = \nu_{ei}$, D_T vaut $-D_F/2$.

La divergence du flux radial dans une géométrie cylindrique devient :

$$\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e \right)_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_F \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_T n_e(t) \frac{\partial(\ln(T_e(r)))}{\partial r} \right) \quad (2.1.20)$$

La discrétisation de cette dynamique temporelle suit le schéma implicite décrit dans la sous-section (2.1.2.2.2). Pour discrétiser les densités en un point de l'espace r , la méthode des coefficients tridiagonaux est utilisée. La dérivée spatiale d'une fonction $f(r)$ peut s'écrire :

$$\frac{\partial f(r)}{\partial r} \equiv \frac{1}{j \Delta r} \left[f\left(j + \frac{1}{2}\right) - f\left(j - \frac{1}{2}\right) \right] \quad (2.1.21)$$

avec j un entier et :

$$f(j \pm \frac{1}{2}) = \frac{1}{2} [f(j \pm 1) + f(j)] \quad (2.1.22)$$

2.2 Conclusions

Le code collisionnel-radiatif SOPHIA permet une étude complète et détaillée des processus atomiques dans un système d'hélium et d'hydrogène. Le développement des termes de diffusion et d'évolution temporelle de l'équation cinétique des populations mènent aux analyses spectrales de plasmas hors équilibre plus complexes prenant en compte les notions d'espace et de temps (**chapitres V**). Ce code est organisé autour de l'équation cinétique, des fichiers d'entrée contrôlant les simulations et des fichiers de sortie appropriés aux analyses de rapports d'intensités de raies, de fluctuations de populations atomiques, de spectres...

Les schémas de calculs mis en place assurent une grande stabilité (schéma implicite et modèle "adaptatif") dans la résolution numérique permettant des études approfondies sur des systèmes fondamentalement différents. Ce code peut ainsi s'adapter aisément aux conditions expérimentales de machines diverses comme les tubes à décharges et MISTRAL présentées dans le chapitre suivant, et ainsi permettre des études comparatives entre les résultats expérimentaux et théoriques.

Chapitre 3

Description des dispositifs expérimentaux

Les résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit ont été obtenus sur deux machines de laboratoires : des décharges capillaires ont été réalisées sur le site du L.U.L.I. (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Université Pierre et Marie Curie, UMR 7605, Paris) ainsi que des plasmas magnétisés dans la machine MISTRAL au laboratoire P.I.I.M. (Université de Provence, UMR 6633 CNRS, Marseille). Ces expériences fondamentalement différentes dans leur conception ont permis de réaliser des études complémentaires. La partie (3.1) présente le dispositif expérimental mis en place pour les études spectroscopiques effectuées sur les tubes à décharges. L'objectif majeur sur cette expérience était d'obtenir des conditions expérimentales menant à des décharges reproductibles et très stables pour analyser les données spectrales avec une bonne précision. Les plasmas créés dans ces petites enceintes sont des plasmas froids (de l'ordre de l'eV) facilitant ainsi l'étude détaillée d'un système atomique moins complexe, qui, couplé à une bonne stabilité du dispositif ont permis de quantifier un processus atomique fondamental : les collisions électrons-neutres (voir **Chapitre IV**).

La partie (3.2) présente le dispositif expérimental ainsi que les diagnostics existants sur la machine linéaire magnétisée MISTRAL, où la physique des plasmas est plus complexe que dans les tubes. Les multiples configurations pouvant être mises en place dans cette machine ouvrent de nombreux sujets de recherches présentés dans la section (3.2.1), dont certains peuvent être étudiés par spectroscopie d'émission (voir **Chapitre V**).

3.1 Tubes à décharges au L.U.L.I.

3.1.1 Sujets de recherches

Des travaux de recherches se sont portés sur l'utilisation des arcs électriques transitoires à haute pression créés dans les tubes à éclairs linéaires comme source de production de plasmas denses. Des études en amont ont permis de maîtriser les conditions d'établissement de ces arcs stabilisés par la paroi afin d'obtenir des plasmas stables, reproductibles et homogènes [24, 25]. Les effets de non-idéalité sur les propriétés radiatives de ces plasmas denses (densité électronique de l'ordre de 10^{18} cm^{-3}) ont été étudiés en utilisant de l'hélium, de l'argon, du krypton, du dihydrogène ou encore un mélange de ces gaz rares. L'effet de la distribution du microchamp ionique sur les propriétés radiatives a donc été développé dans plusieurs travaux [26, 27] en considérant les rapports de raies d'émission, l'opacité d'une raie d'hélium ou encore les profils de la raie H_α . Ces études ont également permis de mettre en évidence l'influence d'un plasma dense sur les mesures de conductivité électrique [28].

Contrairement aux expériences réalisées pour obtenir des plasmas denses, nos études décrites dans le **chapitre IV** de ce manuscrit ont nécessité des décharges stationnaires d'hélium de plus faible densité électronique ce qui permet de s'affranchir des problèmes de transfert radiatif, inhérents aux plasmas à forte densité. Ce régime de fonctionnement permet ainsi d'étudier en détail le peuplement des niveaux atomiques par les processus collisionnels entre les atomes d'hélium et les électrons.

3.1.2 Le dispositif expérimental

Une photo d'une décharge d'hélium ainsi que le schéma du dispositif expérimental sont représentés sur la figure (3.2).

Les tubes de forme cylindrique utilisés lors de nos expériences ont été fabriqués par la société "Verre et Quartz-Flashlamps". Ils ont une longueur de 10 cm, un diamètre interne de 7 mm avec des parois en verre de silice (SiO_2). Les électrodes sont faites d'un alliage à base de tungstène et sont distantes de 5 cm. Deux tubes remplis d'hélium à 50 et 100 Torr nous ont

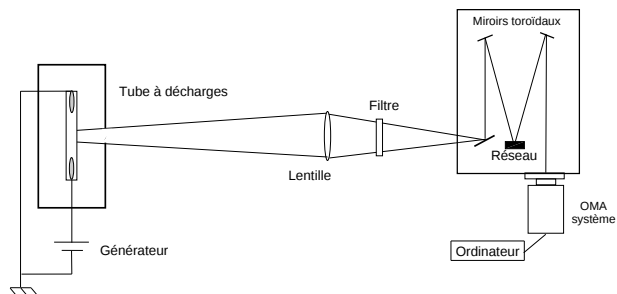


Figure 3.1 – A gauche : Photographie d'une décharge d'hélium. A droite : schéma de l'expérience.

servi pour réaliser nos décharges. Les électrodes ont été branchées aux bornes d'un générateur haute tension de type Heinzinger (6000 V, 100 mA). Les caractéristiques des décharges sont décrites sur la figure (3.2).

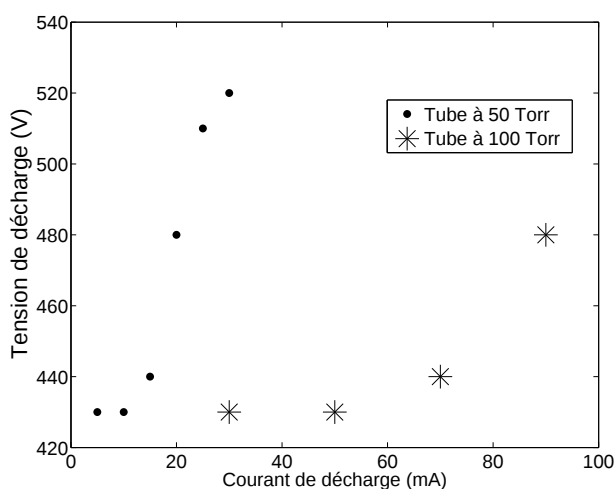


Figure 3.2 – Caractérisations tension/courant des décharges effectuées dans les tubes a 50 et 100 Torr.

Le tube à 50 Torr n'a pu être utilisé au-delà d'une tension de décharge de 520 V et 30 mA car les électrodes en tungstène s'évaporent dans le plasma et polluent le système (apparition de raies d'émission de tungstène). En-deça d'une tension de 430 V et d'un courant de décharge de 30 mA le plasma créé dans le tube à 100 Torr est instable car la plus forte collisionnalité électrons-neutres dans ce tube empêche l'obtention d'un canal de plasma stationnaire.

Comme on peut le voir sur la figure (3.1), une lentille de 50 mm de diamètre et de 30 cm de longueur focale ainsi qu'un filtre passe haut (320 nm) nous ont servi respectivement pour focaliser le rayonnement émis par le plasma sur l'entrée du spectromètre et pour limiter les interférences dues aux ordres supérieurs de diffraction. Un laser He-Ne a permis l'alignement du dispositif optique.

3.1.3 Les diagnostics

Les tubes à décharges ne permettent pas de mettre en place des diagnostics intrusifs tels que des sondes de Langmuir. En revanche plusieurs diagnostics optiques ont été mis en place pour effectuer les études du rayonnement du plasma. La partie suivante décrit le dispositif de spectroscopie d'émission utilisé pendant cette thèse ainsi que le principe de calibration en intensité des spectres d'émission.

3.1.3.1 Le spectromètre d'émission

Ce spectromètre, fabriqué par la société Chromex est de type Czerny-Turner. Le principe de fonctionnement est représenté sur la figure (3.3).

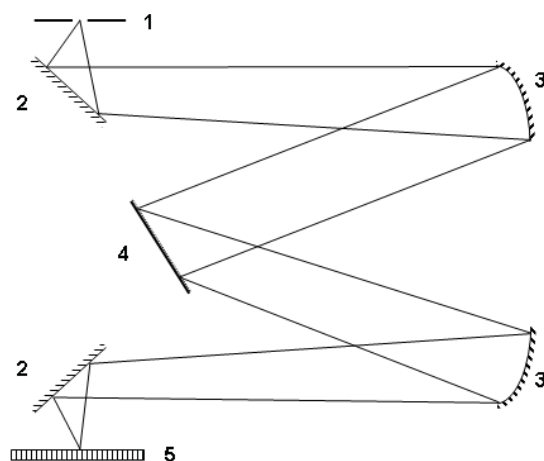


Figure 3.3 – Schéma d'un spectromètre de type Czerny-Turner ; 1. fente d'entrée ; 2. miroir de renvoi ; 3. miroir parabolique ; 4. réseau de diffraction ; 5. barrette du détecteur.

Il a une longueur focale de 250 mm, une ouverture de $f/4$, dispose d'une tourelle avec trois réseaux plans gravés de 2400, 1200 et 600 traits par mm ainsi que de deux miroirs toroïdaux. Nous avons utilisé le troisième réseau ayant une dispersion de 0,064 nm/pixel couvrant 64 nm.

Dans le plan image du spectromètre, le spectre est enregistré par un analyseur optique multicanal intensifié O.M.A. (fabriqué par la société EG&G PARC) couplé à un ordinateur. Ce système est composé de :

- **un détecteur** comportant un intensificateur d'image constitué d'une photocathode (placé dans le plan focal de sortie du spectromètre) dont les électrons émis sont accélérés par une tension de 180 V jusqu'à l'entrée d'une galette de microcanaux où ils se multiplient par émission secondaire. Ils sont ensuite accélérés par une tension de 5 kV et viennent exciter un écran de phosphore qui émet des photons. L'intensificateur d'image est couplé par fibres optiques à une barette constituée de 1024 photodiodes. Chaque photodiode est assimilable à un pixel de 25 μm de largeur et 2,5 mm de hauteur. Afin de limiter le bruit, la barette est refroidie par un dispositif à effet Peltier.
- **Un contrôleur** assurant la gestion électronique du détecteur, la conversion numérique du signal analogique fourni par chaque photodiode et le contrôle d'impulsion commandant l'ouverture de l'intensificateur d'image.
- **Un amplificateur d'impulsion** commandé par le contrôleur et permettant l'ouverture électronique de l'intensificateur d'image à tout instant durant la décharge, par la gestion du retard et de la durée de l'impulsion appliquée sur la photocathode.

3.1.3.2 Calibration en intensité d'un spectre expérimental

Les dispositifs mis en place pour étudier l'émission provenant du plasma tels que les lentilles, les fibres optiques, les barettes de photodiodes ont des sensibilités variables selon la longueur d'onde du rayonnement incident. Une correction de la réponse spectrale doit donc être appliquée afin d'obtenir le spectre physique. Une source étalon (corps noir) dont la luminance est connue sert à cette calibration. Le spectre physique est défini de la manière suivante :

$$S_{cal}(\lambda) = S_{noncal}(\lambda) \frac{E_{etalon}(\lambda, T)}{E_{exp}(\lambda)} \quad (3.1.1)$$

avec $S_{cal}(\lambda)$ le spectre calibré en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$, $S_{noncal}(\lambda)$ le spectre brut en nombre de coups, E_{etalon} le spectre de la source étalon en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$ et $E_{exp}(\lambda)$ le spectre de la source étalon en nombre de coups. Afin de calibrer nos spectres expérimentaux, nous avons utilisé une lampe à ruban de tungstène traversée par un courant de 14 A pour atteindre une température de 2382 K. La source étalon s'exprime de la manière suivante :

$$E_{etalon}(\lambda, T) = I_{plank}(\lambda, T)\epsilon(\lambda, T) \quad (3.1.2)$$

où $\epsilon(\lambda, T)$ est l'émissivité spectrale du tungstène [29]. $I_{plank}(\lambda, T)$ est la luminance énergétique monochromatique définit par :

$$I_{plank}(\lambda(nm), 2382K) = \frac{1.19103.10^{29}}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{6.029.10^3}{\lambda}} - 1} \quad (3.1.3)$$

La transition $1s3d \ ^3D - 1s2p \ ^3P$ (raie émissive à 587.6 nm) a été choisie comme référence pour réaliser une calibration relative de nos spectres expérimentaux.

3.2 La machine MISTRAL au P.I.I.M.

Nous avons également mené des expériences sur la machine MISTRAL construite en 2001 au laboratoire P.I.I.M.. Une photographie ainsi qu'une représentation schématique sont données en figures (3.4) et (3.5).

3.2.1 Sujets de recherches

La machine MISTRAL a été construite essentiellement pour étudier les différents types d'instabilités existant dans les plasmas à bas champ magnétique ainsi que le transport qui leur est associé [30]. La fluorescence induite par laser (F.I.L.) a été utilisée afin de reconstruire la fonction de distribution des ions argon dans la machine MISTRAL permettant ainsi de caractériser la dynamique de ces ions dans des modes non linéaires en rotation autour d'un plasma central [31, 32]. La F.I.L. a également permis de confirmer le modèle physique décrivant ces modes développé par B. Annaratone [33]. Les sondes électrostatiques ainsi qu'une caméra

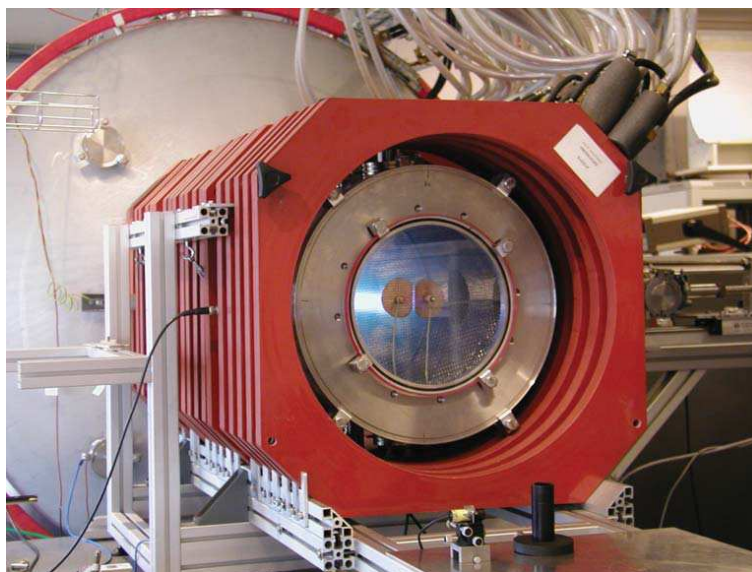


Figure 3.4 – Photographie de la machine MISTRAL. Au premier plan se trouve la partie droite de la machine avec le solénoïde, la chambre source avec les bobines de compensation (rouges) est visible au second plan.

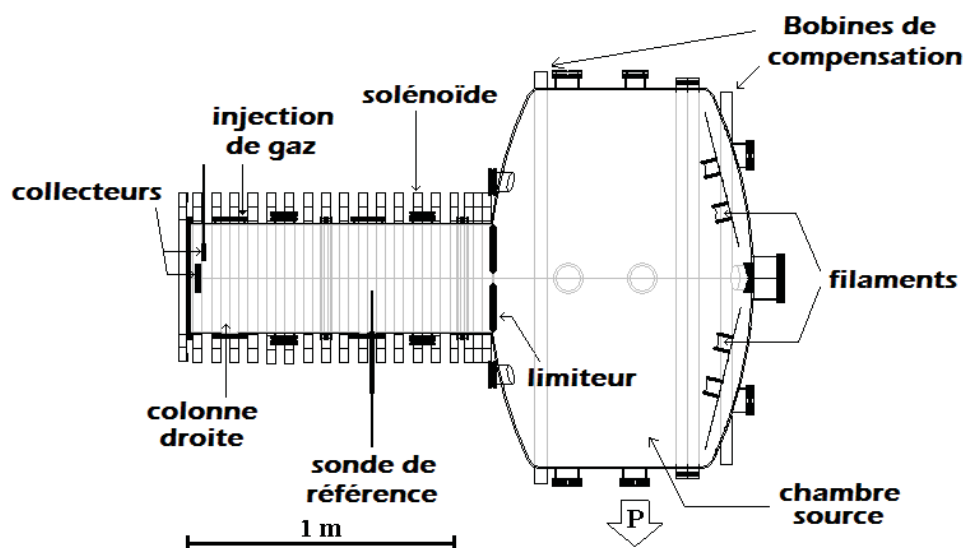


Figure 3.5 – Schéma général de la machine MISTRAL.

intensifiée ultra-rapide [34] ont permis de corrélérer les courants électroniques collectés dans la machine avec des instabilités basses fréquences [36, 35]. Des études spectroscopiques ont d'ores et déjà été réalisées pour caractériser la présence d'électrons énergétiques et chauds dans des plasmas d'argon [16]. La machine a disposé d'une partie courbe en bout de colonne pour

identifier l'influence des rayons de courbure sur les instabilités. Cette configuration a permis le développement d'un diagnostic micro-ondes en plasma torique magnétisé [37].

3.2.2 Le dispositif expérimental

Cette machine est sur plusieurs points une version améliorée de la machine à plasma MIRABELLE du laboratoire de physique des plasmas de Nancy (LPMIA) dont la conception en 1982 était due à Gérard Leclert, puis modifiée par Thiéry Pierre. L'objectif lors de la conception était de disposer d'une colonne de plasma magnétisé de plus grand diamètre que sur le dispositif Mirabelle. Pour cela, il n'était pas possible d'appliquer une simple loi d'échelle car elle aurait conduit à des dimensions de la chambre source tout à fait excessives. Plusieurs principes ont donc été modifiés comme la disposition des aimants de la structure magnétique multipolaire et la conception des bobines de compensation. La nouvelle machine produit ainsi un plasma magnétisé qui peut atteindre 30 cm de diamètre.

D'autre part, le cylindre contenant la colonne de plasma est fermé par un hublot de grand diamètre (250 mm), ce qui facilite les études spectroscopiques de la colonne magnétisée. C'est également à travers cette grande fenêtre que sont menées les études du plasma par fluorescence induite par laser et par imagerie.

La machine est composée de deux chambres : une chambre source dans laquelle les électrons primaires ionisants (électrons énergétiques et chauds) sont générés et une partie droite dans laquelle ces électrons ionisants produisent la colonne de plasma. Ces deux parties sont séparées par un diaphragme métallique dont le rôle est de fixer le diamètre de la colonne dans laquelle sont injectés les électrons primaires. Les expériences présentées dans ce mémoire ont été réalisées avec un diamètre d'injection de 7 cm. Une grille très fine polarisable (78% de transparence, fils de 18 microns) peut être insérée afin de découpler le plasma créé dans la chambre source de celui de la partie droite de la machine.

Le vide à l'intérieur de ces chambres est réalisé à l'aide d'une pompe primaire à palettes associée à une pompe secondaire à diffusion d'huile. Comme on peut le voir sur la figure (3.5), elles sont situées au niveau de la chambre source qui représente le volume le plus important de la machine. La pompe primaire a un débit de $40m^3/h$. Elle génère un vide dans l'enceinte

de l'ordre de 5 Pa en quelques dizaines de minutes. La pompe secondaire est une pompe à diffusion d'huile (1200l/mn, Diffstack Edwards) qui produit un vide résiduel de $2 \cdot 10^{-4}$ Pa (ou 10^{-6} mbar) à l'intérieur de l'enceinte. Une jauge à vide permet de contrôler les différentes étapes de la mise sous vide.

Le gaz de travail (Argon, Hélium, Krypton, Néon ou Hydrogène) est injecté au milieu de la chambre de la colonne magnétisée par une microfuite. La pression de travail ainsi régulée varie de $1 \cdot 10^{-4}$ mbar à $1 \cdot 10^{-2}$ mbar suivant les expériences. Il faut noter qu'il existe une pression différentielle entre la chambre source et la chambre cible magnétisée lorsqu'un diaphragme de faible diamètre sépare les deux chambres. Cette situation permet d'étudier la recombinaison dans la chambre cible lorsque la pression qui y règne est notablement plus élevée que dans la chambre source qui est la seule à être pompée. Ce pompage est réalisé de façon continue pendant la durée d'une expérience pendant que le gaz de travail est injecté dans la partie cylindrique de la machine. Il est possible de travailler en vide statique en arrêtant totalement le pompage pour obtenir des plasmas recombinaison à haute pression (pompage secondaire inefficace pour une pression dans l'enceinte supérieure à $2 \cdot 10^{-2}$ mbar ou pour étudier l'influence du gaz neutre injecté.

Les électrons primaires qui créent le plasma dans la colonne droite de la machine sont générés dans la chambre source. Celle-ci est composée de deux parties distinctes :

- une série de 32 filaments de tungstène de 15 cm de long et de 0,2 mm de diamètre, disposés en 2 cercles concentriques. Ils sont parcourus par un courant d'environ 5 A chacun, ce qui correspond à un courant total variant entre 110 et 130 A pour une tension aux extrémités des filaments inférieure à 18 V. Ils sont ainsi portés à une température dépassant 2000 K provoquant l'émission thermoélectronique (effet Richardson).
- une anode polarisable constituée d'une chemise métallique en tôle perforée en acier inoxydable épousant la forme de la chambre source et recouvrant la totalité de sa surface intérieure, sur laquelle sont fixés des aimants permanents en ferrite disposés de telle sorte que chaque aimant est en opposition de polarité magnétique avec ses plus proches voisins (disposition en damier). Cette configuration classique en multipôle magnétique introduite dans les années 70 a donné son nom aux machines à plasma de ce type (plasmas mul-

tipolaires). Ces aimants ont pour but d'augmenter le libre parcours moyen des électrons primaires produits dans cette partie de la machine, évitant ainsi qu'ils ne soient directement collectés par l'anode.

L'application d'une polarisation entre l'anode et les filaments (alimentation de décharge) permet d'accélérer les électrons produits pour leur donner une énergie suffisante pour ioniser le gaz de travail. En pratique, la tension de décharge est de quelques dizaines de volts pour un courant de décharge inférieur à 10 A.

Pour augmenter la densité électronique du plasma dans la colonne, un dispositif en forme de cône peut être ajouté dans la chambre source. Une photographie de ce dispositif se trouve sur la figure (3.6).

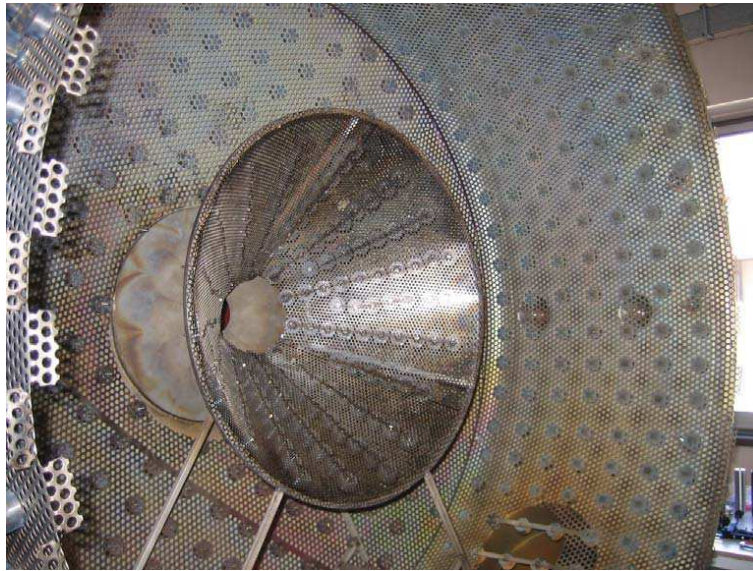


Figure 3.6 – Photographie du dispositif cône placé à l'intérieur de la chambre source pour augmenter la densité électronique dans la colonne de plasma.

Ce cône est fabriqué de la même façon que l'anode (tôle inox perforée sur laquelle sont placés des aimants de même polarité en ligne le long de 12 génératrices, chacune en opposition magnétique avec sa voisine) et se place entre le diaphragme et les filaments. Son rôle est de focaliser les électrons primaires émis par les filaments centraux, évitant ainsi qu'ils ne soient collectés par l'anode. L'ajout de ce cône permet d'obtenir des densités électroniques 10 fois plus élevées que les densités obtenues dans une configuration sans le cône.

Le plasma étudié se situe dans une chambre cylindrique insérée dans un solénoïde. Celle-ci mesure 1,2 m de long pour un diamètre de 40 cm. Elle est séparée de la chambre source par le diaphragme métallique décrit plus haut.

Le champ magnétique axial confine sur l'axe du cylindre le plasma créé par les collisions ionisantes entre les électrons primaires et les atomes du gaz de travail. Ce champ magnétique est généré par un solénoïde, constitué de 20 bobines régulièrement espacées sur une longueur de 1,2 mètre. Chacune est constituée d'une spirale de 6 tours d'un tube de cuivre enrobée dans une résine polyuréthane. Ces bobines sont placées en série et connectées à une alimentation électrique de puissance pouvant délivrer 250 A sous 80 V. Cet ensemble permet de produire un champ magnétique assez uniforme, dont l'intensité varie de 0 à 25 mT. Du fait de la longueur finie de la colonne, une certaine divergence des lignes de champ apparaît en bout de solénoïde.

Afin d'obtenir un plasma uniforme radialement, il faut éviter l'apparition de faisceaux d'électrons ionisants qui seraient directement issus de chaque filament et qui suivraient les lignes de champ magnétique. On obtiendrait alors dans la colonne centrale l'image de chaque filament, ce qui diminuerait l'homogénéité. Pour cela, selon le principe original mis en oeuvre dans Mirabelle [38], deux bobines supplémentaires dites de "compensation" ont été ajoutées autour de la chambre source afin de créer un champ magnétique opposé au champ principal, ce qui permet de créer devant la cathode un "cusp" magnétique, c'est-à-dire une surface sur laquelle le champ magnétique axial s'annule et inverse son orientation. De cette façon, les électrons ionisants voient leurs trajectoires déviées vers les parois multipolaires de la chambre source qui ceinturent ce cusp magnétique et sont injectés avec des trajectoires aléatoires dans la colonne magnétisée. Pour évacuer la chaleur créée par le passage du courant dans les conducteurs qui composent les bobines (20 kW), une circulation d'eau en circuit ouvert refroidit les bobines.

Dans la chambre d'étude magnétisée, un collecteur polarisé en bout de colonne est utilisé pour accélérer axialement les électrons primaires et les électrons secondaires du plasma, ou pour les repousser. Ce collecteur est formé par une grille à maille large (3 mm) ou bien par un disque métallique épais suivant les expériences réalisées. En effet, la grille permet de créer une polarisation uniforme sur la section totale de la colonne et autorise les études axiales de spectroscopie ou d'imagerie du plasma sur toute sa section, alors que le collecteur métallique de

masse plus importante permet d'atteindre des régimes dans lesquels un fort courant est collecté, jusqu'à quelques ampères, pendant plusieurs dizaines de minutes. Le diamètre du disque de collection (80 mm) étant très inférieur à celui du hublot de bout de colonne (25 cm), il faut noter que des champs électriques radiaux induits par l'accumulation de charges sur le hublot peuvent exister. Ces champs peuvent être à l'origine de certaines instabilités.

Deux autres dispositifs peuvent être ajoutés dans la colonne droite de MISTRAL :

1. un limiteur-plancher polarisable dont une représentation est visible sur la figure (3.7). Ce limiteur sert à créer une dissymétrie azimuthale du champ électrique radial en ajoutant localement un champ électrique induit par la différence de potentiel entre le potentiel plasma en bord de la colonne de plasma magnétisé et le potentiel appliqué au plancher [34].
2. deux demi-cylindres représentés en figure (3.7) qui se disposent le long de la colonne plasma. La polarisation de ces demi-cylindres permet la création de champs électriques additionnels dans une zone localisée afin d'y créer des perturbations [36]. Des études de courants électroniques ont également été réalisées grâce à ce dispositif.

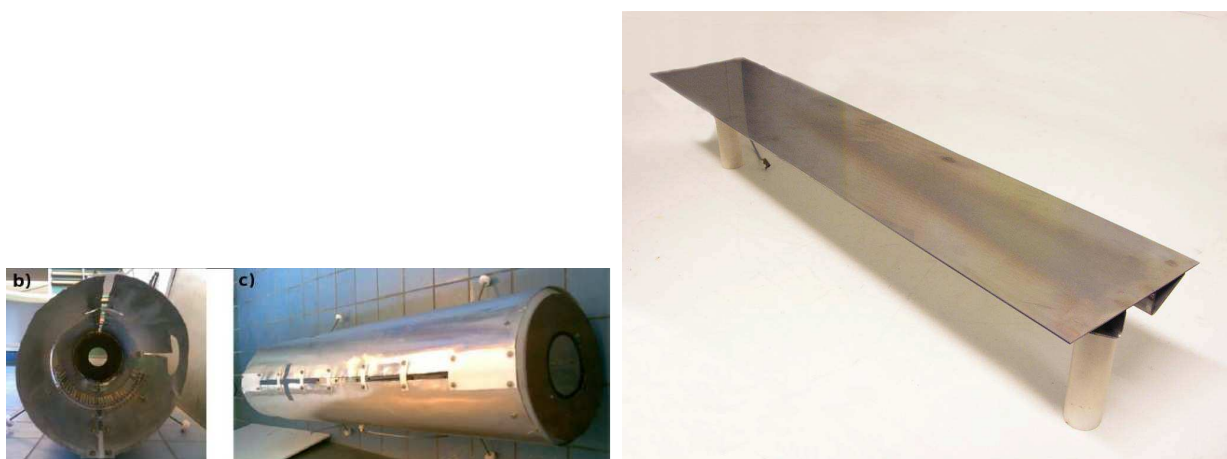


Figure 3.7 – A gauche : Photographie du cylindre. **A droite :** Photographie du limiteur plancher.

3.2.3 Les diagnostics

Afin de mesurer les paramètres du plasma, nous disposons de cinq types de diagnostics : des sondes électrostatiques de Langmuir, des spectromètres optiques, des photomultiplicateurs, des caméras ainsi que la fluorescence induite par laser (F.I.L.). Nous décrivons ci-dessous le principe de ces différents procédés. Lors de cette thèse, nous avons utilisé les sondes de Langmuir pour obtenir la densité et la température des électrons ainsi que les spectromètres optiques afin d'étudier la lumière émise par le plasma.

3.2.3.1 Les sondes électrostatiques

Les sondes électrostatiques permettent une mesure directe, locale et absolue d'un grand nombre de paramètres du plasma (potentiel, température, densité et fonction de distribution des électrons). La désignation "sondes électrostatiques" regroupe les sondes de Langmuir, simples surfaces de collection cylindrique, plane ou sphérique, ainsi que tous les systèmes dont le filtre en énergie utilise un champ électrostatique. Les moyens techniques de mise en oeuvre de ces mesures sont simples et d'un coût peu élevé.

La géométrie la plus usitée est de loin la géométrie cylindrique pour des raisons évidentes de simplicité de conception. Il suffit de glisser un fil de tungstène dans un isolant et de le faire dépasser de la longueur voulue pour fabriquer une sonde cylindrique. Les sondes planes sont plus délicates à réaliser. Elles nécessitent normalement un anneau de garde. Ce dernier permet de ne pas déformer les équipotentielles par des effets de bord. Pour ce faire, cet anneau est porté au même potentiel que la surface de sonde plane collectrice. Le diamètre intérieur de cet anneau devra être supérieur de quelques centaines de μm au diamètre extérieur de la surface collectrice pour être efficace.

Les surfaces de collection sont en tungstène, ou éventuellement en tantale, pour limiter les effets de pulvérisation et d'émission secondaire et résister à une élévation importante de température.

Les sondes utilisées sur MISTRAL sont le plus souvent planes ou cylindriques. Ces sondes polarisables sont placées en différents points de la colonne de plasma grâce à des accès prévus

à cet effet le long de l'enceinte cylindrique.

Une sonde motorisée polarisable a également été mise dans le dispositif : celle-ci est fixée sur un passage en translation placé perpendiculairement à la colonne. Le moteur pas-à-pas permet la translation de la sonde pour effectuer des mesures radiales des paramètres plasma.

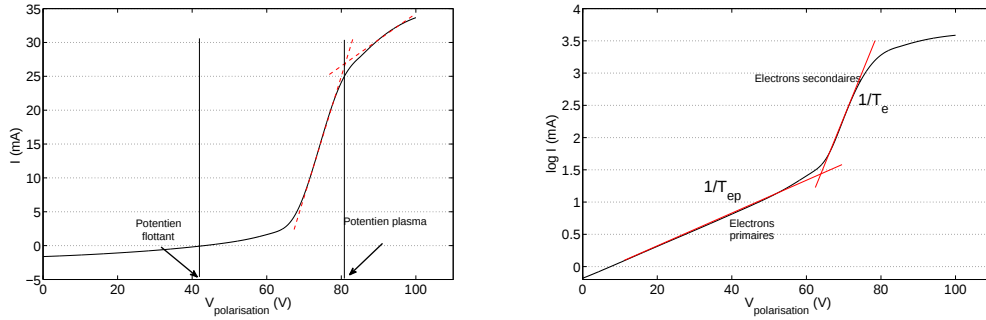


Figure 3.8 – Caractéristiques de sonde (expériences réalisées sur MISTRAL : plasma d'hélium) en échelle linéaire à gauche et semi log à droite permettant de calculer le potentiel plasma, le potentiel flottant, les températures et densités électroniques. La caractéristique de droite met en évidence les deux populations électroniques : les électrons primaires (ionisants) et les électrons secondaires (issus de l'ionisation).

La théorie qui régit précisément le fonctionnement des sondes est très complexe. En effet, la présence de la sonde au sein du plasma perturbe celui-ci, modifiant les paramètres à mesurer. De plus, au voisinage des sondes, des phénomènes de gaines apparaissent, dans lesquelles l'hypothèse de quasi-neutralité n'est plus vérifiée. En présence d'un champ magnétique ou d'un plasma collisionnel la surface de collection de la sonde est modifiée, ce qui impose des termes correctifs non triviaux dans le calcul des différentes grandeurs issues de la caractéristique de sonde [39]. Nous nous placerons dans la théorie prévalant pour les sondes de Langmuir électrostatiques, qui est employée lorsque le rayon de la sonde est inférieur au rayon de Larmor ionique, ce qui sera effectivement le cas dans cette étude. Il convient de noter qu'il n'existe pas d'unanimité sur le critère permettant de considérer une sonde comme étant non-magnétisée, certaines études préconisant d'employer une théorie incluant le champ magnétique dès lors que le rayon de la sonde est supérieur au rayon de Larmor électronique. Les principales hypothèses de la théorie électrostatique sont les suivantes :

- la gaine est non-collisionnelle ;

- le plasma est un milieu équipotentiel, stationnaire où il se produit suffisamment de collisions entre les électrons et les neutres pour que les fonctions de distributions soient considérées comme isotropes et maxwelliennes ;
- les dimensions de la sonde, support et partie collectrice, sont faibles par rapport aux libres parcours moyens ;
- les particules chargées arrivant sur la surface collectrice sont toutes neutralisées
- il n'y a pas d'émission secondaire ;
- la fonction de distribution en vitesse des électrons est maxwellienne :

$$f(v_e) = n_e \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \exp\left(\frac{-m_e v_e^2}{2k_B T_e}\right) \quad (3.2.1)$$

Une fois ces hypothèses vérifiées, la température électronique T_e , les potentiels plasma ϕ_p et flottant ϕ_f ainsi que la densité n_e peuvent être obtenus à partir de l'analyse des caractéristiques de sondes.

Analyses des courbes

Détermination des potentiels ϕ_p et ϕ_f

Le potentiel flottant est le plus facile à obtenir. Il correspond au potentiel auquel se place spontanément un objet isolé (c'est-à-dire que les charges électrostatiques ne peuvent pas s'écouler de sa surface) afin que l'égalité des courants ionique et électronique collectés soit respectée. Cela se traduit par un courant nul lorsque le potentiel de la sonde est au flottant ($I_s = 0$ quand $V_S = \phi_f$).

La détermination du potentiel plasma, bien que plus ardue, est essentielle puisqu'il permet d'obtenir la densité électronique. Ce potentiel est, par définition, la référence des potentiels du milieu (plasma) dans lequel on effectue des mesures de sondes. Il s'ajuste en fonction des pertes électroniques aux parois afin de limiter la "fuite" des électrons vers ces zones de pertes. D'un point de vue électrostatique, un objet placé dans le plasma et polarisé à ce potentiel n'engendrera pas de perturbation de champ électrique. Ainsi, à ce potentiel, aucune gaine ne se forme à sa surface. Seule la taille de l'objet est de nature à perturber l'équilibre du plasma.

Plusieurs possibilités de mesure existent : calculer le courant en logarithme l'intersection de la tangente au point d'inflexion et de la branche correspondant à la saturation électronique

(figure (3.8)), déterminer le maximum de la dérivée première de I_s par rapport à V_s ou le passage à zéro de la dérivée seconde.

Détermination de T_e

Dans l'hypothèse d'une fonction de distribution en vitesse des électrons maxwellienne (3.2.1), le courant électronique collecté par une sonde cylindrique de longueur l et de rayon r_s est de la forme ([39, 40]) :

$$I_e = 2\pi r_s n_e l e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e(V_s - \phi_p)}{k_B T_e}\right) \quad (3.2.2)$$

avec V_s le potentiel appliqué à la sonde. Une représentation en échelle semi-log du courant collecté permet ainsi de déduire que la température électronique est directement proportionnelle à l'inverse de la pente comme indiqué sur la figure (3.8). L'ajustement par deux droites de cette caractéristique de sonde permet de considérer les fonctions de distributions des électrons primaires et secondaires comme étant maxwelliennes.

Détermination de n_e

L'équation (3.2.2) permet également de déterminer la densité électronique du plasma aux alentours de la sonde. En effet lorsque $V_s = \phi_p$, le courant collecté par la sonde s'exprime :

$$I_e(V_s = \phi_p) = 2\pi r_s n_e l e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \quad (3.2.3)$$

Avec la connaissance de la température électronique, la densité électronique est directement obtenue.

3.2.3.1.1 Sonde de Langmuir polarisée

Lorsque la sonde de Langmuir est portée à un potentiel supérieur au potentiel plasma, le courant collecté est proportionnel à n_e . La tension mesurée aux bornes d'une résistance de faible valeur, traduit ainsi les variations du courant récolté en temps réel par la sonde et donc les fluctuations de la densité électronique (3.9).

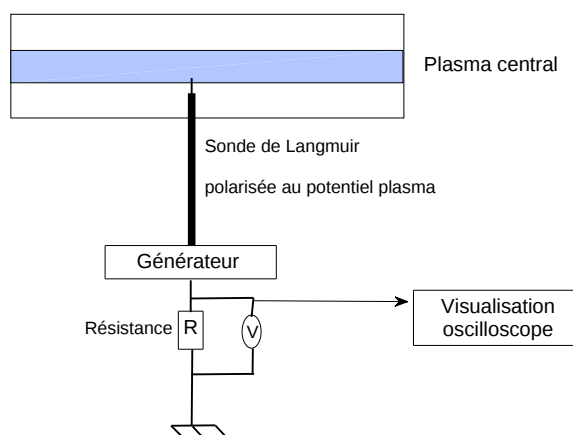


Figure 3.9 – Schéma du dispositif pour obtenir les fluctuations temporelles de la densité électronique.

3.2.3.2 Les caméras

La caméra ultra-rapide

Ce type de caméra, conçue au laboratoire, peut enregistrer des films de plusieurs secondes à une fréquence de 200.000 images par seconde. Cette caractéristique permet de réaliser des enregistrements vidéos de régimes turbulents.

Cette caméra est composée de deux parties distinctes : le dispositif optique avec les capteurs et le système d'enregistrement des données. Le dispositif optique est conçu pour former sur la matrice des capteurs l'image de la section de la colonne de plasma en cours d'analyse. Les photo-détecteurs sont des photodiodes. Ces photodiodes sont munies d'un système interne d'amplification du courant qui permet de mesurer de faibles intensités lumineuses. Le temps de réponse de ces photodiodes est de $7 \mu s$, ce qui permet d'atteindre des vitesses d'enregistrement de 150.000 images par seconde sans perte de sensibilité, et de 200.000 images par seconde avec une perte d'environ 10 dB sur le signal électrique. Chaque photodiode est couplée à un circuit d'amplification dont le coefficient multiplicateur est d'environ 400.

La seconde partie de la caméra gère l'enregistrement des données recueillies par le système optique/électronique. Chacune des quatre cartes d'acquisition dispose de 16 voies différentielles

synchrones. Chacune de ces cartes peut échantillonner 64.000 points par voie à une fréquence pouvant aller jusqu'à 200 kHz, le codage se faisant sur 16 bits. Les données sont ensuite transférées sur un ordinateur par une liaison de type GPIB pour reconstruire l'évolution temporelle. Chaque voie est utilisée pour gérer une photodiode du système optique, ce qui, compte tenu du nombre réduit de cartes dont le système dispose, limite la résolution de la caméra à 64 détecteurs (ou pixels) répartis sur une section carrée en 8x8 pixels.

La caméra intensifiée

Le second dispositif d'imagerie est une caméra intensifiée déclenchée. La vitesse d'enregistrement est de 25 images/seconde, le temps d'exposition minimal du capteur intensifié est de 1 ns et la résolution de 736x572 pixels.

Son objectif est un zoom $\times 5$ avec une distance de mise au point allant de 2 m à l'infini. La faible vitesse d'enregistrement de cette caméra ne permet pas de faire des enregistrements vidéo des régimes turbulents d'une façon comparable à la caméra ultra-rapide. Néanmoins, elle dispose d'un détecteur intensifié qui permet d'obtenir des images de régimes très peu lumineux.

Cette caméra n'a donc pas été utilisée pour faire des films mais des photographies du plasma à des instants précis. En effet il est possible de déclencher la caméra en fonction de signaux enregistrés par une sonde de Langmuir (référence). Des phénomènes réguliers tournant autour de la colonne de plasma peuvent ainsi être observés en utilisant un déclenchement à retard continuellement variable. De cette façon, en augmentant progressivement ce retard, la caméra permet la reconstruction de l'évolution temporelle de la structure tournante du plasma.

3.2.3.3 La fluorescence induite par laser F.I.L.

La F.I.L. repose sur deux principes physiques : l'effet Doppler et l'excitation/émission de fluorescence d'un atome ou d'un ion. Le but est d'exciter un ion ou un atome à l'aide d'un faisceau laser ayant la fréquence de résonance d'une transition entre un niveau stable ou métastable (1) vers un niveau à durée de vie courte (2). L'ion, ou l'atome, se désexcite alors rapidement en émettant une lumière dite de fluorescence. La fluorescence émise est proportionnelle au nombre d'ions, ou d'atomes, excités par le laser donc au nombre d'ions métastables en résonance avec la fréquence du laser.

La fréquence qui permet de passer du niveau 1 au niveau 2 est la fréquence de résonance de la transition. Comme les ions dans le plasma ne sont pas immobiles, mais animés d'une vitesse $\vec{v}$, ils perçoivent une pulsation laser ω_l décalée par l'effet Doppler. La pulsation ω perçue par les ions en fonction de leur vitesse et du vecteur d'onde du laser est, par effet Doppler :

$$\omega' = \omega_l - \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (3.2.4)$$

Pour pomper optiquement l'ion du niveau 1 vers le niveau 2, il faut que la pulsation perçue corresponde à la pulsation de résonance, on associe la pulsation du laser à la vitesse de l'ion :

$$\omega_l = \omega_{12} + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (3.2.5)$$

où ω_{12} est la pulsation de la transition 1-2. Pour obtenir, dans le plasma la fonction de distribution en vitesse des ions métastables, le laser doit être accordable et "balayable" en longueur d'onde pour couvrir l'ensemble des vitesses de la fonction de distribution. Les différentes absorptions, chocs inélastiques, et autres phénomènes empêchent de retrouver le nombre réel d'ions métastables en résonance, et ne permettent alors que l'observation de l'évolution relative de la fonction de distribution des ions métastables en fonction du temps, de la vitesse et de la position.

3.2.3.4 Les spectromètres d'émission

Le CHROMEX 500 IS

Le CHROMEX 500 IS est un spectromètre de type Czerny-Turner. La longueur focale de ses miroirs est de 500 mm. Il comporte trois réseaux gravés de 600, 1200 et 2400 traits par mm et les dispersions obtenues sont respectivement de 3200, 1600 et 800 pm (10^{-12} m) par millimètre. La sélection et la rotation d'un de ces trois réseaux de diffraction sont assurés au moyen d'un moteur pas-à-pas piloté par un boîtier de commande. La largeur de la fente d'entrée peut varier de 5 μ m à 1 mm. Le spectromètre fait l'image de la fente d'entrée sur un détecteur. Celui-ci est composé de plusieurs éléments : une photocathode, des microcanaux amplificateurs, un écran au phosphore et une barrette de photodiodes. La température du détecteur peut être abaissée

grâce à une cellule à effet Peltier afin de réduire le bruit thermique du détecteur. Les signaux sont ensuite amplifiés et numérisés sur 14 bits par une console de type OMA 2000.

La lumière étudiée sur une ligne de visée collimatée est focalisée par une lentille sur l'extrémité d'une fibre optique transportant cette lumière jusqu'à l'entrée du spectromètre. La calibration en intensité est nécessaire afin d'obtenir le spectre physique du plasma étudié. De la même manière que la calibration réalisée sur le spectromètre au L.U.L.I., une source étalon est utilisée pour corriger le spectre brut selon la relation définie en (3.1.1). Cette source est une sphère dans laquelle un filament de tungstène est porté à incandescence à l'aide d'une tension de décharge appliquée aux bornes du filament. Un hublot permet de récupérer le rayonnement électromagnétique émis par cette source lambertienne considérée comme un corps noir. Un logiciel de contrôle gère la mise à l'équilibre du système ainsi que les calculs de luminance afin d'obtenir les facteurs correctifs de calibration. Ces facteurs correctifs sont représentés sur la figure (3.10), la courbe étant normalisée à la longueur d'onde à 587.6 nm.

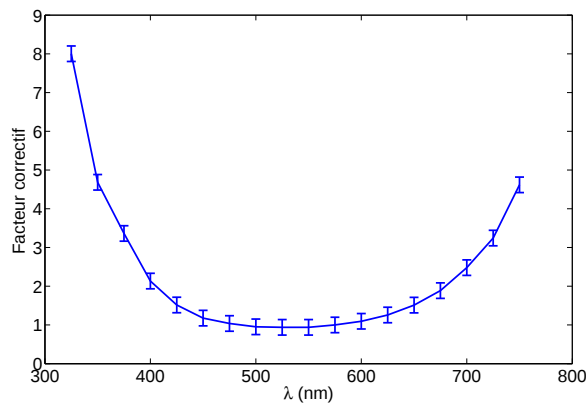


Figure 3.10 – Facteurs correctifs pour la calibration en intensité du CHROMEX.

Plusieurs calibrations nous ont permis de définir une barre d'erreur sur ce facteur correctif de 5-6 %.

Le spectromètre Jobin Yvon 1250M

Le spectromètre Jobin Yvon 1250M, représenté sur la figure (3.11), est arrivé au laboratoire P.I.I.M. au début de cette thèse.

C'est un spectromètre construit par la société Jobin-Yvon de type Czerny-Turner dont le

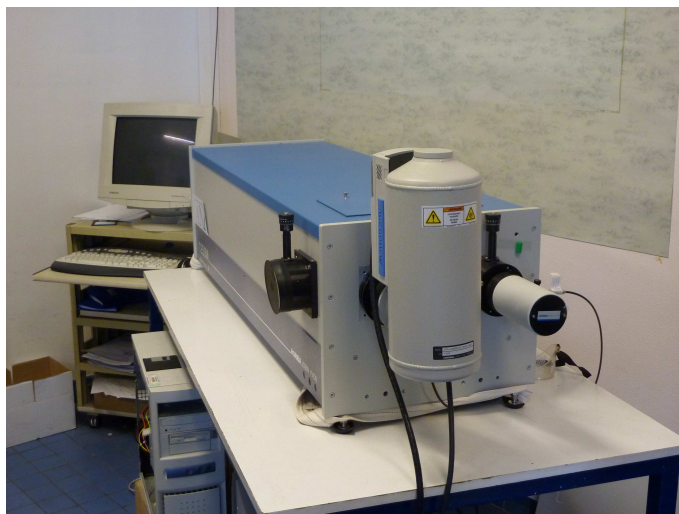


Figure 3.11 – Photographie du spectromètre Jobin Yvon 1250M.

principe de fonctionnement est montré sur la figure (3.3). La longueur focale de ses miroirs est de 1250 mm. Il comporte un réseau gravé de 2400 traits par millimètre. la dispersion est de 650 picomètres par millimètre. Le détecteur est une matrice CCD (Charge Coupled Device) composée de 2048x512 pixels de dimension $13.5 \mu\text{m} \times 13.5 \mu\text{m}$. La largeur de la fente d'entrée a été fixée à $13.5 \mu\text{m}$ et sa hauteur à 2 mm. La CCD est refroidit grâce à de l'azote liquide contenu dans un dewar afin de limiter le bruit thermique. Un contrôleur permet la gestion du refroidissement de la CCD à 140 K, la lecture des données ainsi que leur transfert vers l'ordinateur de contrôle. Le logiciel SynerJY permet de commander les paramètres du spectromètre tels que le temps d'acquisition, le gain, la position du réseau, l'automatisation des prises de mesures. La lumière étudiée est focalisée par une lentille et transportée jusqu'à l'entrée du spectromètre par le biais d'une fibre optique de 5 m. Elle est composée d'un ensemble de 35 fibres (SEDI TCG200. $200 \mu\text{m}$ de diamètre de coeur). Coté source lumineuse, ces fibres sont regroupées pour former un bundle circulaire (liasse) de 1.75 mm de diamètre alors que du côté du spectromètre ces fibres sont alignées sur une hauteur de 8.75 mm. La calibration en intensité de ce spectromètre a été réalisée avec la même source étalon utilisée pour calibrer le CHROMEX. Les facteurs correctifs pour la calibration en intensité sont représentés sur la figure (3.12), la normalisation ayant été réalisée à 587.6 nm.

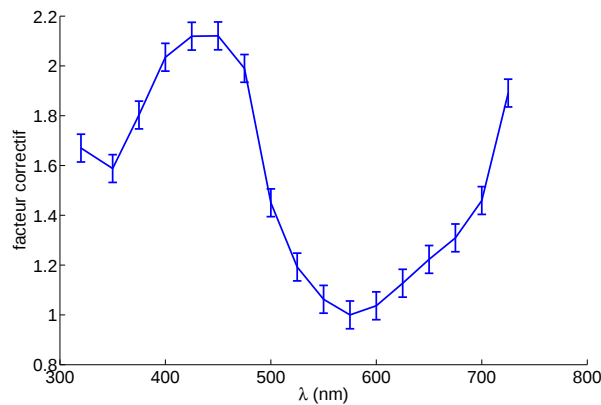


Figure 3.12 – Facteurs correctifs pour la calibration en intensité du 1250M.

3.2.3.5 Photomultiplicateur

Le photomultiplicateur est un dispositif permettant la détection de photons. Un schéma de principe se trouve sur la figure (3.13). Il se présente sous la forme d'un tube électronique. Sous l'action de la lumière, des électrons sont arrachés d'un métal par effet photoélectrique à une photocathode, le faible courant électrique ainsi généré est amplifié par une série de dynodes utilisant le phénomène d'émission secondaire pour obtenir un gain important. Une anode collecte les électrons secondaires émis par la dernière dynode à partir desquels elle génère un courant électrique, recueilli en sortie du photomultiplicateur. Ce détecteur permet de compter les photons individuellement. Le temps de réponse est de l'ordre de la nanoseconde.

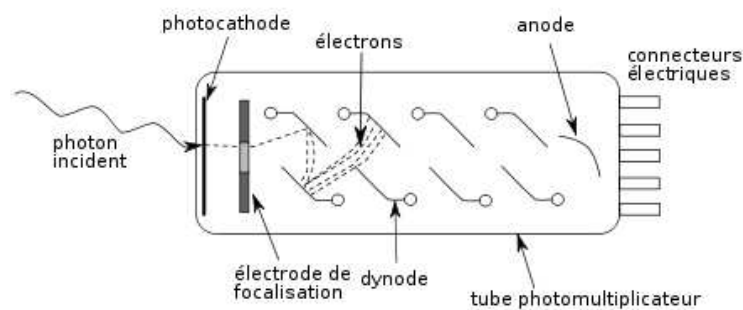


Figure 3.13 – Schéma de fonctionnement d'un photomultiplicateur.

3.3 Conclusions

Ce chapitre présente les deux dispositifs expérimentaux utilisés tout au long de cette thèse, les diagnostics mis en place pour étudier ces plasmas de décharges ainsi que la caractérisation des spectromètres optiques et des autres moyens de diagnostics. Dans les tubes à décharges, seuls la pression du gaz ainsi que la tension de décharge permettent de modifier les conditions expérimentales. En revanche, la complexité de la machine MISTRAL et les multiples configurations qui peuvent être mises en place permettent le développement de nombreux sujets d'études. Les résultats obtenus dans les tubes à décharges sont présentés dans le chapitre suivant, le **Chapitre IV** et les études réalisées sur la machine MISTRAL sont exposées dans le **Chapitre V**.

Chapitre 4

Etudes comparatives de sections efficaces d'excitation par collisions électroniques : application à une décharge capillaire

La compréhension des processus collisionnels entre les atomes d'hélium et les électrons motive la communauté des plasmiciens dans de nombreux domaines de recherche. La connaissance de ces phénomènes d'excitation par collisions permet ainsi de déterminer les populations des états excités pour caractériser les plasmas astrophysiques, pour étudier l'activité solaire ou pour identifier des phénomènes turbulents dans les plasmas de laboratoire. Cet engouement pour ce sujet s'explique en grande partie par les besoins fondamentaux dans le domaine de la fusion thermo-nucléaire contrôlée. L'injection d'hélium neutre servira pour des diagnostics [41, 42] dans les tokamaks ou pour le chauffage de ces plasmas [43]. Plusieurs approches théoriques ont donc été développées afin d'étudier en particulier les sections efficaces d'excitation de l'hélium par impact électronique.

Nous nous sommes intéressés à trois de ces modèles dont les descriptions se trouvent dans le paragraphe (4.1) : l'approximation distorted-wave (Born pour les neutres), la méthode K-matrix (Born + normalisation) et la méthode C.C.C. (Convergent close-coupling). Les calculs des taux de collisions intégrés dans le système atomique complet développé dans le code SOPHIA donne la possibilité d'étudier et de comparer en détail ces trois modèles. Ces études

comparatives de taux de collisions avec des données expérimentales ne peuvent être réalisées que dans des plasmas stables où la dynamique atomique est la plus simple possible afin de mettre en avant la collisionnalité du système (densités et températures électroniques les plus faibles possibles). Dans cette optique, les décharges d'hélium décrites dans le **chapitre III** représentent un apport expérimental essentiel assurant cette stabilité dans les expériences. Les résultats expérimentaux sont présentés dans la **partie (4.2.1)**. Les comparaisons des rapports d'intensités de raies expérimentaux et théoriques présentées dans la **partie (4.2.2)** servent d'une part à identifier les processus collisionnels dominants dans ces plasmas et d'autre part à déterminer la méthode de calcul des sections efficaces de collisions la plus précise.

4.1 Les 3 modèles de collisions hélium neutre-électrons

Pour nos études théoriques décrites dans ce chapitre nous avons utilisé des sections efficaces de collisions par impacts électroniques calculées par l'approximation distorted-wave D.W.A. (approximation D.W. pour les neutres) où toutes les transitions sont incluses, par la méthode K-matrix (les transitions entre deux niveaux atomiques dont leur nombre quantique principal n_i , n_f sont inférieurs à 5 sont incluses) et par la méthode Convergent Close-Coupling (les transitions entre deux niveaux atomiques dont leur nombre quantique principal n_i , n_f sont inférieurs à 4 sont incluses). Les comparaisons des résultats expérimentaux avec les calculs permettent de valider ou non les hypothèses utilisées. la méthode D.W.A. est d'ores-et-déjà implémentée dans le code SOPHIA. La méthode K-matrix est plus évoluée que l'approximation D.W. avec des calculs plus précis pour déterminer les sections efficaces aux basses et moyennes énergies. L'implémentation dans le code des sections efficaces issues de la méthode C.C.C. a été justifiée par le fait qu'elle est la plus répandue dans la communauté pour les calculs de collisions.

4.1.1 L'approximation de Born

L'approximation de Born du premier ordre suppose, pour les calculs de sections efficaces de collisions par impact électronique, l'indépendance des niveaux atomiques excités. Plusieurs

variantes de ces calculs existent en tenant compte de différentes fonctions d'ondes :

- les ondes planes (plane-waves P.W.) : cette approximation considère des ondes planes non perturbées pour les orbitales libres.
- les ondes coulombiennes (Coulomb-waves C.W.) : cette approximation utilise un simple potentiel coulombien modifiant ainsi les fonctions d'ondes.
- les ondes distorted-wave (distorted-wave approximation D.W.A.) [44] : cette approximation est la plus précise des trois. Les orbitales libres sont calculées dans un potentiel plus réaliste que pour la méthode C.W. puisqu'il considère la structure électronique de l'atome cible.

La section efficace de collision par impact électronique pour une transition d'un état initial ψ_0 vers un état final ψ_1 calculée avec la méthode D.W. peut s'écrire en fonction de la force de collision Ω_{01} :

$$\sigma_{01} = \frac{\pi}{k_0^2 g_0} \Omega_{01} \quad (4.1.1)$$

où g_0 est le poids statistique du niveau initial, and k_0 le moment cinétique de l'électron incident relié à l'énergie ϵ_0 par :

$$k_0^2 = 2\epsilon_0 \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \epsilon_0 \right) \quad (4.1.2)$$

avec α la constante de structure fine. La force de collision peut s'écrire de manière générale :

$$\Omega_{01} = 2 \sum_{\kappa_0 \kappa_1} \sum_{J_T} [J_T] \left| \langle \psi_0 \kappa_0, J_T M_T | \sum_{i < j} \frac{1}{r_{ij}} | \psi_1 \kappa_1, J_T M_T \rangle \right|^2 \quad (4.1.3)$$

où $\kappa_0 \kappa_1$ est le moment cinétique orbital relatif entre l'électron incident et l'électron dispersé :

$$\begin{aligned} \kappa_0 \kappa_1 &= \kappa_{min} , \kappa_{min} + 2 \dots , \kappa_{max} \\ \kappa_{min} &= |\kappa_0 - \kappa_1| , \kappa_{max} = \kappa_0 + \kappa_1 \end{aligned}$$

J_T le moment angulaire total, M_T la projection du moment angulaire total et $[J_T] = 2J +$

1.

L'approximation D.W. inclut le couplage intermédiaire permettant de prendre en compte le fort couplage entre les niveaux de plus hautes énergies : niveaux 4f ou plus (5g, 6h, ...) [13]. Cette approche permet de considérer notamment l'effet des électrons suprathermiques sur les populations de haut nombre quantique n . Initialement dans le code SOPHIA, les sections efficaces de collisions utilisées sont calculées à partir de cette méthode.

4.1.2 La méthode K-matrix

Cette approche est elle aussi basée sur l'approximation de Born. Elle permet toutefois de calculer avec une meilleure précision les sections efficaces pour les moyennes et basses énergies [45] à l'aide de calculs de normalisation intégrés. 91 niveaux de l'hélium sont inclus dans cette matrice K prenant en compte les niveaux jusqu'au nombre quantique principal $n = 5$. La matrice K est définie par :

$$K(\Gamma_0, \Gamma_1) = \langle \Gamma_0 | U | \Gamma_1 \rangle \quad (4.1.4)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Gamma &= a\epsilon\lambda S_T L_T, \\ S_T &= S_0 + s = S_1 + s, \\ L_T &= L_0 + \lambda_0 = L_1 + \lambda_1, \end{aligned}$$

U est le potentiel d'interaction entre l'électron incident et l'atome, ϵ l'énergie de l'électron incident, S_T le spin total, L_T le moment angulaire orbital total, S le spin total de l'atome, s le spin de l'électron, L le moment angulaire orbital de l'atome et λ le moment angulaire orbital de l'électron incident.

Alors que la section efficace de collision calculée avec l'approximation de Born peut également s'exprimer par :

$$\sigma(a_0 - a_1 | B) = \sum_{\lambda_0, \lambda_1, S_T, L_T} \frac{[S_T L_T]^2}{[S_0 L_0]^2} \sigma((\Gamma_0, \Gamma_1) | B) = \frac{2}{\epsilon} \sum_{\lambda_0, \lambda_1, S_T, L_T} \left| \frac{[S_T L_T]}{[S_0 L_0]} K(\Gamma_0, \Gamma_1) \right|^2 \quad (4.1.5)$$

la section efficace de collision corrigée par la méthode K-matrix peut s'écrire :

$$\sigma(a_0 - a_1|K) = \frac{1}{\epsilon} \sum_{\lambda_0, \lambda_1, S_T, L_T} \frac{[S_T L_T]}{2 [S_0 L_0]} \times |S(\Gamma_0, \Gamma_1) - I(\Gamma_0, \Gamma_1)|^2 \quad (4.1.6)$$

avec I la matrice unitaire et S la matrice liée à la la normalisation des états définie comme :

$$S(K) = \frac{\mathbf{I} + i\mathbf{K}}{\mathbf{I} - i\mathbf{K}} \quad (4.1.7)$$

Cette méthode est implémentée dans les programmes couplés ATOM-AKM [46, 47] pour calculer les sections efficaces de collision par impact électronique ainsi que les taux de réactions.

4.1.3 La méthode C.C.C. (Convergent close-coupling)

Contrairement aux calculs utilisant l'approximation D.W., la méthode C.C.C. se base sur des calculs intégrant le couplage des niveaux atomiques entre eux. Les calculs de sections efficaces de collision réalisés intègrent 89 niveaux couplés [48]. Des expressions analytiques ont permis d'ajuster les résultats [49].

La section efficace de collision pour une transition donnée peut s'écrire (en cm²) :

$$\sigma(E, \Delta E) = \pi a_0^2 \frac{Ry}{g_l E} \Omega(x) \quad (4.1.8)$$

où $\pi a_0^2 \approx 0.8797 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, g_l est le poids statistique du niveau initial, $x = E/\Delta E$ est le rapport de l'énergie incidente de l'électron sur la différence d'énergie entre les deux niveaux considérés, $\Omega(x)$ est la force de transition et Ry est l'énergie de Rydberg valant 13.6057 eV.

Lorsque le nombre quantique principal du niveau initial et le nombre quantique principal du niveau final sont inférieurs ou égaux à 4, l'expression de la force de transition est :

- Pour une transition dipolaire autorisée ($\Delta S = 0, \Delta L = \mp 1$) :

$$\Omega(x) = \left(A_1 \ln(x) + A_2 + \frac{A_3}{x} + \frac{A_4}{x^2} + \frac{A_5}{x^3} \right) \left(\frac{x+1}{x+A_6} \right) \quad (4.1.9)$$

- Pour une transition dipolaire interdite ($\Delta S = 0, \Delta L \neq \mp 1$) :

$$\Omega(x) = \left(A_1 + \frac{A_2}{x} + \frac{A_3}{x^2} + \frac{A_4}{x^3} \right) \left(\frac{x^2}{x^2 + A_5} \right) \quad (4.1.10)$$

– Pour une transition de spin interdit ($\Delta S \neq 0$) :

$$\Omega(x) = \left(A_1 + \frac{A_2}{x} + \frac{A_3}{x^2} + \frac{A_4}{x^3} \right) \left(\frac{1}{x^2 + A_5} \right) \quad (4.1.11)$$

Les coefficients A_i correspondent aux paramètres d'ajustements pour chaque groupe de transitions. Cette méthode de calcul est très précise pour les moyennes et basses énergies, elle est donc très utile dans le cadre de nos études.

4.2 Peuplement des niveaux atomiques

4.2.1 Spectres expérimentaux

Les décharges créées dans ces tubes (principe décrit dans le chapitre II) ont permis d'obtenir des plasmas stables et reproductibles. Les spectres expérimentaux acquis sont représentés sur la figure (4.1) pour le tube à 50 Torr et en figure (4.2) pour le tube à 100 Torr. Afin d'augmenter la précision des résultats, nous avons moyenné les spectres sur 10 acquisitions de 0.5 s et 0.1 s respectivement pour le tube à 50 Torr et 100 Torr. Tous les spectres ont été par la suite calibrés en intensité. Puisque la fenêtre spectrale d'un spectre est d'environ 60 nm, nous avons mis en place un programme permettant d'assembler toutes ces données expérimentales pour obtenir un spectre reconstitué sur tout le domaine visible.

Les raies d'émission observables sur nos spectres expérimentaux représentés sur les figures (4.1) et (4.2) sont répertoriées dans le tableau (4.1) en mentionnant la longueur d'onde et la transition associée.

Comme indiqué dans le tableau ci-dessus, les raies spectrales correspondant à des transitions atomiques dont le niveau émetteur est de la forme $1s4l \ ^1,^3L$ ne sont pas suffisamment intenses pour être exploitées. De plus, on observe que les raies singulets sont moins intenses que les raies triplets (le niveau fondamental $1s^2 \ ^1S$ est fortement peuplé et les transitions $1snl \ ^3L - 1snl \ ^1L$ sont interdites). Nos études se sont donc restreintes aux raies issues de l'émission spontanée des

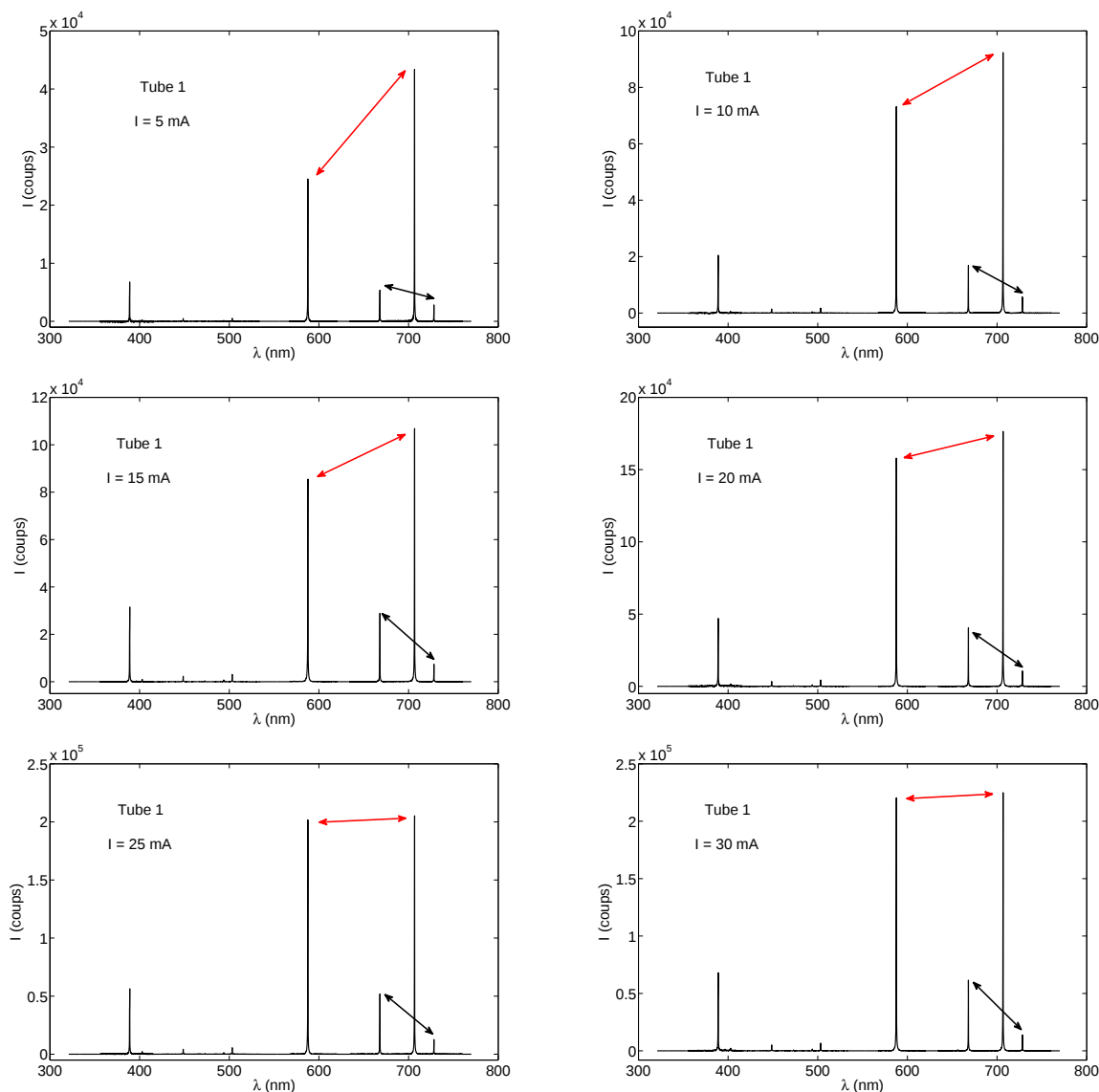


Figure 4.1 – Spectres expérimentaux calibrés en intensité obtenus lors des décharges dans le tube à 50 Torr.

niveaux excités $1s3l \ ^1,^3L$. Le diagramme de Grotrian (figure (4.3)) permet de représenter d'une manière succincte les transitions atomiques prises en compte dans nos études.

Les spectres réalisés dans les deux tubes nous permettent de remarquer que :

- l'intensité absolue des raies augmente lorsque le courant de décharge augmente.
- l'intensité relative de la raie à 706.5 nm par rapport aux autres raies est sensible aux changements des paramètres de décharges. Les flèches en rouges montrent cette variation de l'intensité relative par rapport à la raie à 587.6 nm prise pour référence (niveaux

CHAPITRE 4. ETUDES COMPARATIVES DE SECTIONS EFFICACES D'EXCITATION PAR COLLISIONS ÉLECTRONIQUES : APPLICATION À UNE DÉCHARGE CAPILLAIRE

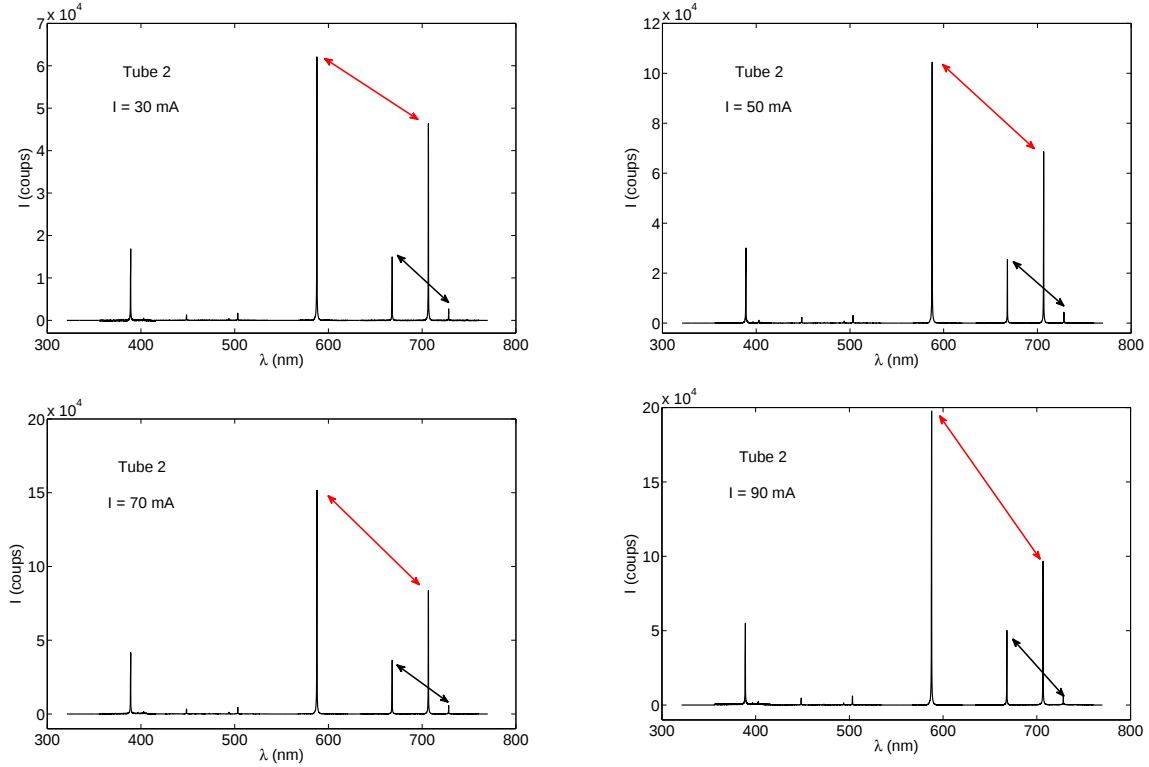


Figure 4.2 – Spectres expérimentaux calibrés en intensité obtenus lors des décharges dans le tube à 100 Torr.

Longueur d'onde (nm)	Transition	
388.8	$1s3p\ ^3P - 1s2s\ ^3S$	raie étudiée
447.1	$1s4d\ ^3D - 1s2p\ ^3P$	raie inexploitable
492.2	$1s4d\ ^1D - 1s2p\ ^1P$	raie inexploitable
501.5	$1s3p\ ^1P - 1s2s\ ^1S$	raie inexploitable
587.6	$1s3d\ ^3D - 1s2p\ ^3P$	raie étudiée
667.8	$1s3d\ ^1D - 1s2p\ ^1P$	raie étudiée
706.5	$1s3s\ ^3S - 1s2p\ ^3P$	raie étudiée
728.1	$1s3s\ ^1S - 1s2p\ ^1P$	raie étudiée

Table 4.1 – Raies spectrales observées dans nos expériences

triplets).

- l'intensité relative de la raie à 728.1 nm par rapport à l'intensité de la raie à 667.8 nm

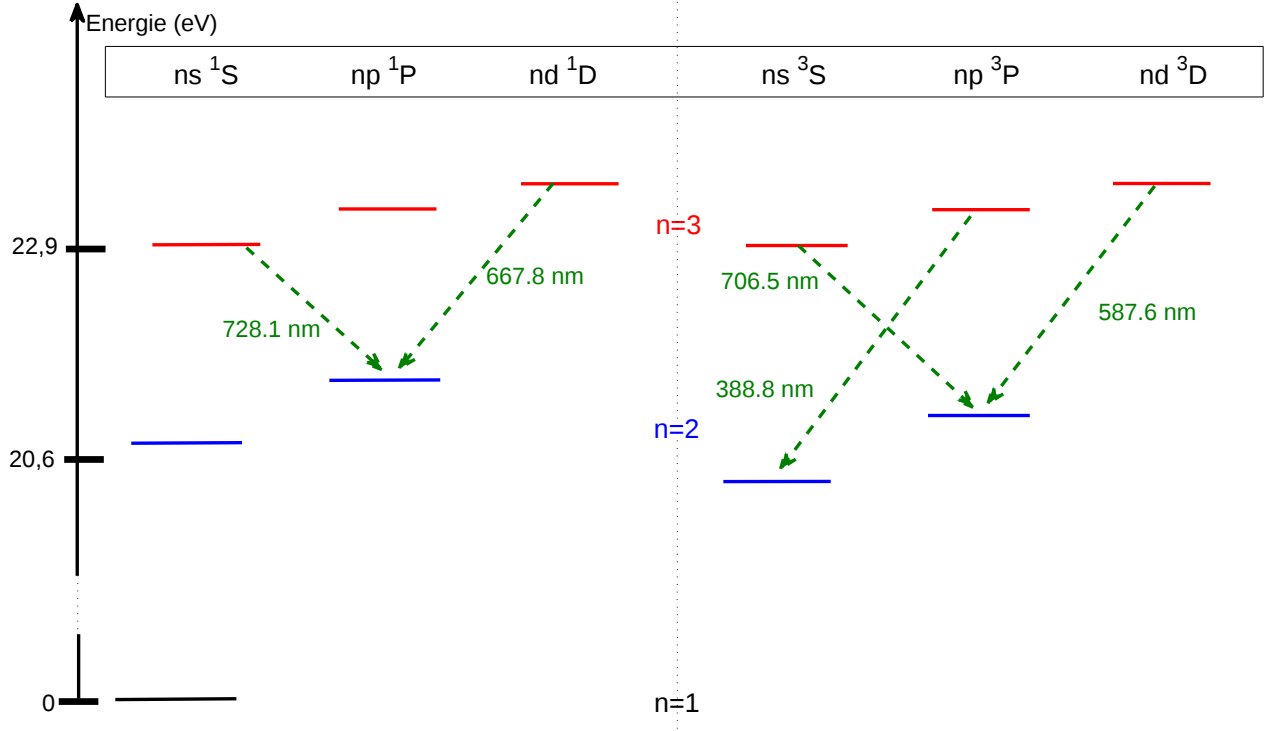


Figure 4.3 – Diagramme de Grotrian simplifié.

(niveaux singlets) est également sensible aux variations des paramètres de décharges. Cette dépendance est tout de même plus délicate à observer.

Les rapports d'intensités de raies sont couramment utilisés pour des études de spectroscopie. En effet ces calculs relatifs permettent de s'affranchir des estimations d'angles solides correspondant au cône de lumière injecté dans le spectromètre. Le rapport d'intensités de raies s'exprime alors de la manière suivante :

$$\frac{I_{ji}}{I_{j'i'}} = \frac{\omega_{ji} n_j A_{ji}}{\omega_{j'i'} n_{j'} A_{j'i'}} \quad (4.2.1)$$

avec n_j la densité du niveau émetteur j , A_{ji} le coefficient d'émission spontanée pour la transition $j \rightarrow i$ et ω_{ji} la pulsation associée.

4.2.2 Etudes des rapports d'intensités de raies

Cette partie présente les simulations réalisées avec le code SOPHIA pour les calculs des rapports d'intensités de raies en utilisant les trois sets de sections efficaces de collisions par impacts électroniques. Ces calculs sont comparés aux résultats expérimentaux et permettent de caractériser plus précisément les paramètres plasma des décharges. L'absence des raies atomiques émises par des niveaux excités de nombre quantique principal $n=4$ et les précédents travaux réalisés par Y. Vitel sur ces expériences [24] permettent d'affirmer que la température électronique est inférieure à 2 eV.

4.2.2.1 Comparaisons de rapports d'intensités raies expériences-simulations

Aucun diagnostic n'était disponible pour déterminer les paramètres plasmas comme la densité et la température électronique. L'étude des rapports d'intensités de raies expérimentaux I_{587}/I_{388} (niveaux triplets), I_{667}/I_{728} (niveaux singulets), I_{587}/I_{706} (niveaux triplets) et I_{728}/I_{706} a permis de caractériser les plasmas créés dans ces tubes à décharges. Des simulations ont été réalisées sur une gamme de T_e et n_e allant respectivement de 0.5 à 7 eV et de 10^9 cm^{-3} à 10^{13} cm^{-3} afin d'ajuster au mieux les données expérimentales. Ces résultats sont représentés en fig. (4.4).

L'analyse des rapports d'intensités de raies issus des décharges capillaires montrent deux résultats bien distincts :

- les rapports I_{587}/I_{388} , I_{728}/I_{706} et I_{587}/I_{667} sont constants autour des valeurs respectives 2.8, 0.1 et 5 pour les tubes à 50 et 100 Torr. Les paramètres de décharges (tension/courant) influencent peu ces rapports.
- les rapports I_{587}/I_{706} et I_{667}/I_{728} sont sensibles aux paramètres de décharges et à la pression du gaz d'hélium présent dans les tubes comme indiqué sur les spectres des figures (4.1) et (4.2). Les valeurs varient continuellement de 0.6 à 2 pour le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{706} et de 1.5 à 4 pour le rapport d'intensités de raies I_{667}/I_{728} .

Nous avons essayé d'ajuster les données expérimentales avec les résultats numériques des rapports d'intensités de raies pour chaque set de sections efficaces d'excitation par impact élec-

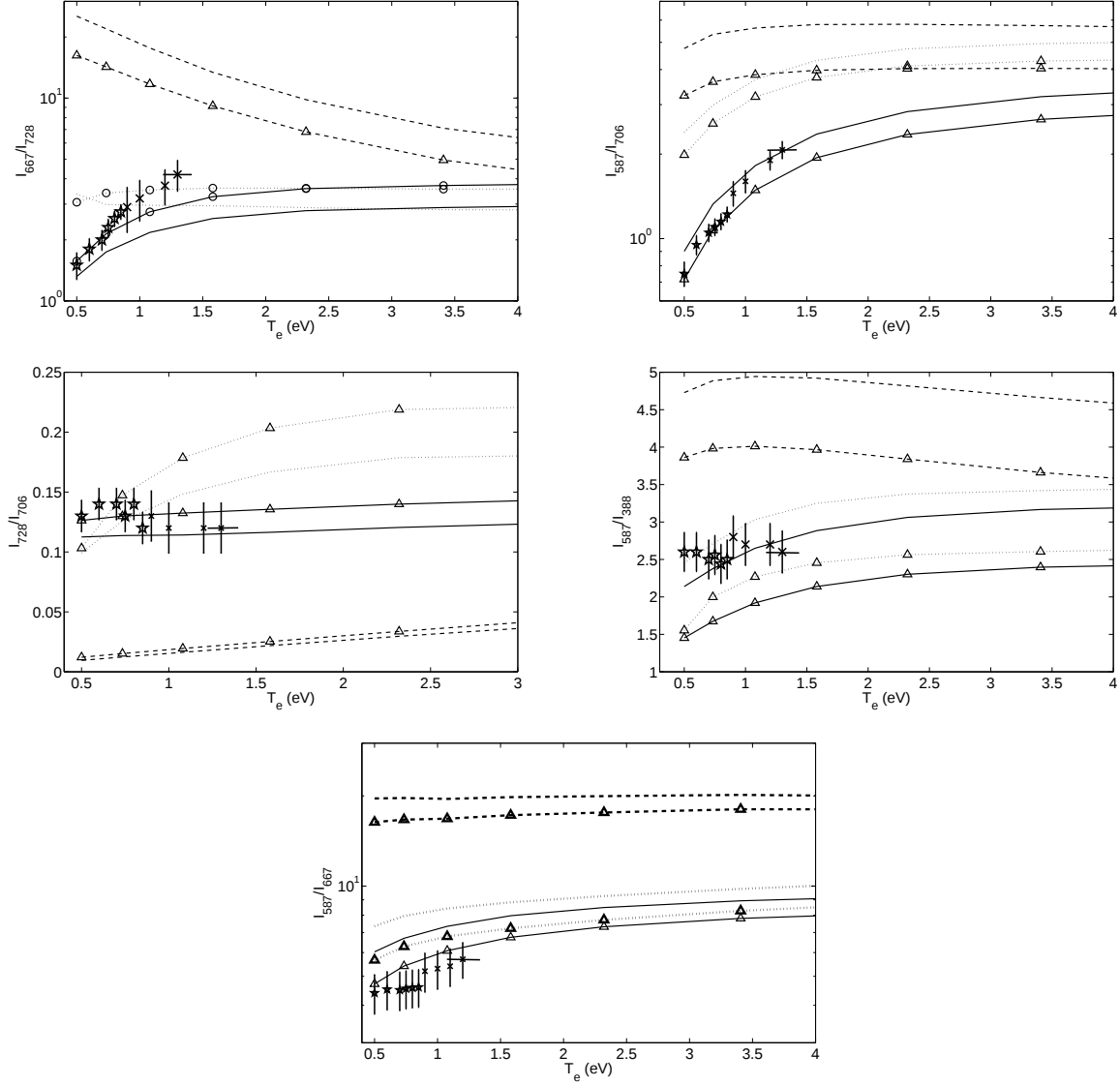


Figure 4.4 – Rapports d'intensités de raies. **expériences** : tube à 50 Torr ($\star$) et tube à 100 Torr ($\times$). **Simulations avec le code SOPHIA** : méthode CCC (—), K-matrix ($\cdots$) et approximation D.W. (---). $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ($\triangle$), $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ sans marqueurs et $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($\circ$).

tronique dans la gamme de paramètres définie précédemment. Seules les simulations montrant les meilleurs accords expérience/théorie ont été tracées sur les figures (4.4).

- le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{706} (triplet/triplet) varie avec les paramètres de décharges. Les résultats de ces simulations montrent de la même manière une variation de ce rapport en fonction de la densité électronique mais surtout de la température élec-

tronique. Cette étude a permis d'une part de déterminer plus précisément les paramètres plasmas des décharges avec les simulations et d'autre part d'affirmer que les sections efficaces de collision du modèle C.C.C. permettent de mieux ajuster les données expérimentales. La densité électronique pour le tube à 50 Torr est estimée à $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ pour des températures électroniques croissantes avec le courant de décharge de 0.5 eV pour un courant de 5 mA jusqu'à 0.8 eV pour un courant de 30 mA. La densité électronique pour le tube à 100 Torr est estimée à 10^{12} cm^{-3} pour des températures électroniques de 0.9 eV pour un courant de 30 mA jusqu'à 1.3 eV pour un courant de 90 mA. Ces évaluations ne sont pas en contradiction avec l'expression qui relie le courant traversant un plasma de section S à la densité des porteurs de charges (électrons) n_e , de charge élémentaire e avec une vitesse équivalente à la vitesse thermique :

$$I = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} S \quad (4.2.2)$$

Qualitativement, les courants de décharges pour le tube à 100 Torr sont plus élevés que pour le tube à 50 Torr. Ceci correspond à l'augmentation des porteurs de charges dans les tubes : les électrons. Les rapports d'intensités de raies issus des calculs utilisant la méthode k-matrix sont 3 fois plus grands que les rapports calculés par la méthode C.C.C.. Les simulations utilisant les sections efficaces calculées par l'approximation D.W. mènent à des rapports de 3 à 6 fois plus grands que les valeurs expérimentales.

- **le rapport d'intensités de raies I_{667}/I_{728} (singulet/singulet)** varie également avec les paramètres de décharges. Les meilleurs paramètres d'ajustement ont été obtenus en utilisant les sections efficaces calculées par la méthode C.C.C.. La densité électronique a été estimée comme le montre les simulations à $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Les rapports d'intensités de raies calculés avec les sections efficaces de collision issues de la méthode K-matrix ne parviennent pas à ajuster les données expérimentales pour les plus faibles températures électroniques. Pour des températures électroniques supérieures à 2.5 eV les rapports d'intensités de raies calculés avec les taux de collisions issus de la méthode C.C.C. et K-matrix sont en bon accord. L'approximation D.W. mène à des rapports 10 fois plus grands que les résultats expérimentaux.

- **le rapport d'intensités de raies I_{728}/I_{706} (singulet/triplet)** ne varie pas avec la température électronique. Les simulations de ce rapport obtenues avec les sections efficaces calculées par la méthode C.C.C. pour $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{12} cm^{-3} correspondent respectivement aux résultats expérimentaux des tubes à 50 et 100 Torr. Les rapports obtenus avec les sections efficaces calculées avec l'approximation D.W. sont typiquement 10 fois plus faibles que les valeurs expérimentales : de 0.01 à 0.04 pour T_e de 1 eV à 4 eV en considérant une densité électronique de $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Les rapports calculés avec les sections efficaces issues de la méthode K-matrix révèlent une dépendance en fonction de T_e , seuls les rapports calculés pour $T_e < 1 \text{ eV}$ permettent d'ajuster les données expérimentales provenant du tube à 50 Torr.
- **le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{667} (triplet/singulet)** ne varie pas avec la température électronique. Les simulations de ce rapport obtenues avec les sections efficaces calculées par les méthodes C.C.C. et K-matrix pour $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ correspondent aux résultats expérimentaux des tubes à 50 et 100 Torr. Les rapports obtenus avec les sections efficaces calculées avec l'approximation D.W. sont typiquement 4 fois supérieurs aux valeurs expérimentales. Les rapports calculés avec les sections efficaces issues de la méthode K-matrix et C.C.C. ajustent bien les données expérimentales. Ces deux méthodes sont en bon accord, ce que nous expliquerons dans la partie (4.2.2.4).
- **le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{388} (triplet/triplet)** ne varie pas avec la température électronique. Les simulations de ce rapport obtenues avec les sections efficaces calculées par la méthode C.C.C. et K-matrix pour $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ correspondent aux résultats expérimentaux des tubes à 50 et 100 Torr. Contrairement aux deux premiers rapports d'intensités de raies, la densité électronique estimée pour le tube 50 Torr est de $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Les rapports obtenus avec les sections efficaces calculées avec l'approximation D.W. sont 2 fois plus forts que les valeurs calculées avec les deux autres méthodes. Les simulations réalisées pour ce rapport d'intensités de raies en utilisant la méthode C.C.C. et K-matrix montrent un comportement similaire pour la gamme de températures électroniques étudiée. Les rapports calculés avec les sections efficaces issues de la méthode K-matrix sont 20 % plus élevés que les rapports calculés à l'aide de la méthode C.C.C..

La comparaison des rapports d'intensités de raies expérimentaux et théoriques donnent des informations sur les paramètres plasmas de ces décharges. Les simulations permettent d'estimer des densités électroniques entre $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ pour les deux tubes ainsi que des températures relativement faibles entre 0.5 et 1.3 eV. Malgré certains désaccords entre les résultats expérimentaux et théoriques, ces études montrent que les sections efficaces de collisions par impacts électroniques calculées par la méthode C.C.C. permettent d'approcher au mieux les expériences. Les sections efficaces calculées avec l'approximation D.W. mènent à des résultats qui ne correspondent pas aux rapports d'intensités expérimentaux. Cela confirme que cette approximation ne convient pas pour les calculs à faibles énergies. Les rapports d'intensités de raies I_{587}/I_{706} et I_{667}/I_{728} mettent en évidence la différence entre les méthodes C.C.C. et K-matrix et spécifiquement à très faible énergie (ou très faible température électronique). Une étude plus approfondie est nécessaire afin de comprendre les processus collisionnels dominants qui mènent à ces états d'équilibre, ce que nous allons mener ci-dessous.

4.2.2.2 Processus collisionnels dominants pour le rapport I_{587}/I_{706}

Le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{706} est un des deux rapports d'intensité de raies sensible aux différentes configurations de décharges. De plus, les simulations numériques réalisées pour ce rapport montrent une différence d'un facteur 2-3 entre la méthode C.C.C. et K-matrix pour toute la gamme de T_e utilisée. Cette partie permet de déterminer, à l'aide de ce rapport en particulier, les transitions atomiques prépondérantes qui engendrent ces résultats théoriques et ainsi de comparer directement les taux de collisions de ces transitions.

La programmation du code SOPHIA permet aisément d'isoler, de modifier ou d'interdire des transitions atomiques ou des processus atomiques choisis. De nombreux tests ont été réalisés afin d'observer les processus qui influencent ce rapport d'intensités de raies. Seuls les résultats utilisant les sections efficaces calculées avec la méthode C.C.C. sont tracés sur la fig. (4.5). Les niveaux $1s3d \text{ } ^3D$ et $1s3s \text{ } ^3S$ sont respectivement les niveaux émetteurs des raies atomiques à 587 et 706 nm.

Les simulations présentées sur cette figure montrent que le simple modèle coronal n'est pas suffisant pour expliquer totalement la dynamique du peuplement des systèmes étudiés. Dans ce

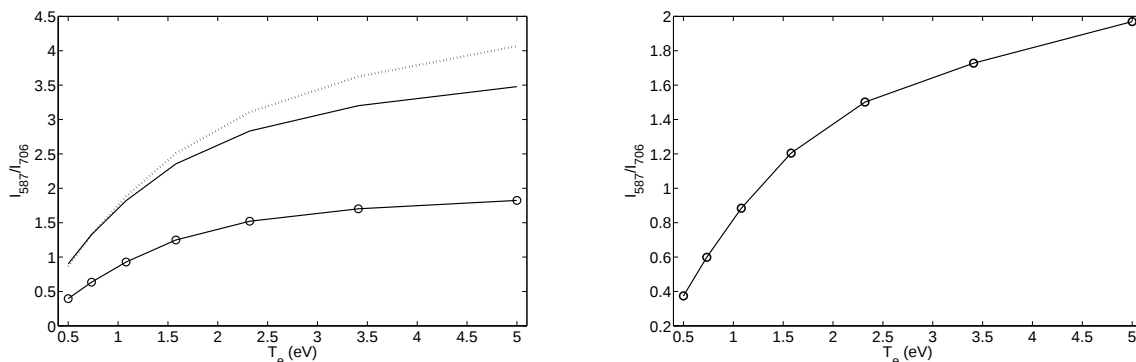


Figure 4.5 – Rapports d'intensités de raies I_{587}/I_{706} calculés avec le code SOPHIA (méthode C.C.C.) : **A gauche :** $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$: avec tous les processus collisionnels (—), avec uniquement les processus collisionnels issus du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S$, des métastables $1s2s \ ^1S$ et $1s2s \ ^3S$ (modèle coronal) (-o-) et sans le peuplement par effet cascade du aux niveaux supérieurs au niveau $1s3d \ ^3D$ (···). **A droite :** $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$: avec tous les processus collisionnels (—), avec uniquement les processus collisionnels issus du niveau fondamental $1s^2 \ ^1S$, des métastables $1s2s \ ^1S$ et $1s2s \ ^3S$ (modèle coronal) (o).

modèle, un niveau excité est peuplé uniquement par les collisions électroniques que subissent les atomes dans l'état fondamental, dans les états métastables et par l'émission spontanée des niveaux supérieurs. Les rapports calculés pour une densité électronique de 10^{12} cm^{-3} en considérant d'une part tous les processus de collisions avec la méthode C.C.C. et d'autre part uniquement les processus collisionnels selon l'hypothèse de ce modèle ne sont pas identiques. Les mêmes simulations pour une densité beaucoup plus faible ($n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$) montrent cette fois-ci des rapports d'intensités égaux en accord le modèle coronal.

L'autre résultat présenté sur cette figure nous permet également d'affirmer que le niveau émetteur $1s3d \ ^3D$ n'est pas peuplé par effet cascade pour la gamme de températures électroniques considérée ici. Pour vérifier cela, nous avons modifié le système atomique en empêchant la désexcitation par émission spontanée des niveaux atomiques d'énergies supérieures à celle du niveau émetteur considéré. Le rapport est modifié significativement pour des températures électroniques supérieures à 3 eV ($\approx 15\%$). L'élargissement de la fonction de distribution due à l'augmentation de T_e favorise le peuplement des niveaux à plus haute énergie. Le peuplement par effet cascade est alors plus important.

Les simulations représentées sur la figure (4.6) permettent de déterminer les niveaux atomiques à l'origine du peuplement des niveaux excités de notre système. De la même manière que les résultats présentés ci-dessus, nous avons interdit des processus collisionnels entre niveaux atomiques afin d'observer leur influence sur le rapport d'intensités de raies. Les niveaux émetteurs du rapport étudié sont des niveaux triplets (spin total égal à 1). Aux faibles températures électroniques, le couplage entre niveaux singlet (spin total égal à 0) et triplet est très faible. Dans ce cas là, le système atomique de l'hélium peut alors être considéré comme 2 sous-systèmes totalement indépendants. Les résultats théoriques montrent que :

- les processus collisionnels entre le niveau fondamental et le niveau $1s3s\ ^3S$ (et les autres niveaux également) interviennent peu pour les températures électroniques proches de l'électron-volt. En plus du fait que cette transition est une transition interdite, l'énergie seuil de ces transitions est typiquement de 22 eV ; seule une température plus élevée affecte les rapports d'intensités de raies.
- le peuplement des niveaux atomiques issu des collisions électroniques avec les états $1s2p\ ^1,3P$ est négligeable.
- la suppression des processus collisionnels entre les électrons et le niveau métastable $1s2s\ ^3S$ modifie considérablement le rapport d'intensités de raies même pour les faibles températures.
- l'équilibre des populations est dominé par les processus collisionnels entre les électrons et les niveaux de nombre quantique $n=3$. En effet les niveaux émetteurs $1s3s\ ^3S$ et $1s3d\ ^3D$ sont fortement couplés aux niveaux qui leur sont proches. Ce couplage confirme l'impossibilité d'utiliser le modèle coronal.

Ces simulations mettent en évidence les collisions qui déterminent les états d'équilibres. Les faibles températures électroniques limitent les interactions électrons-hélium neutre. Les effets de cascades sont négligeables, le niveau fondamental a peu d'influence sur la répartition du peuplement. Par contre, le niveau métastable $1s2s\ ^3S$ ainsi que les niveaux $1s3s\ ^3S$ et $1s3p\ ^3P$ (triplets) sont directement couplés avec les niveaux émetteurs.

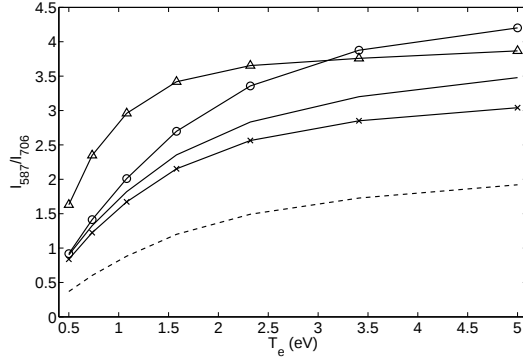


Figure 4.6 – Rapports d'intensités de raies I_{587}/I_{706} calculés avec le code SOPHIA (méthode CCC) pour $n_e=10^{12} \text{ cm}^{-3}$: tous les processus collisionnels (—), suppression des processus collisionnels issus des niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$ (···), suppression des processus collisionnels issus des niveaux $1s2p \ ^1P$ et $1s2p \ ^3P$ (×), suppression du peuplement du niveau $1s3s \ ^3S$ par excitation collisionnelle du niveau fondamental (◦) et suppression du peuplement des niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$ par excitation collisionnelle du niveau métastable $1s2s \ ^3S$ (Δ).

4.2.2.3 Etude comparative des taux de collisions pour le rapport I_{587}/I_{706}

Les principaux processus collisionnels établissant l'état d'équilibre de ce système ont été identifiés. Les figures (4.7) représentent les taux de réactions collisionnels pour ces transitions. Tous ces coefficients sont multipliés par le facteur $e^{\left(\frac{\Delta E_{ij}}{T_e}\right)}$ avec ΔE_{ij} l'énergie seuil de la transition considérée, le but étant de s'affranchir du terme $e^{\left(\frac{-\Delta E_{ij}}{T_e}\right)}$ dans le calcul des taux de réactions qui peut être très petit lorsque ΔE_{ij} est petit.

Les taux de réactions calculés pour les transitions entre les niveaux atomiques $1s3s \ ^3S, 1s3p \ ^3P$ et $1s3d \ ^3D$ par les méthodes C.C.C. et K-matrix montrent un bon accord. Par contre les résultats issus de l'approximation D.W. sont plus élevés que ceux provenant des deux autres méthodes. En effet les taux de réactions pour les transitions $1s3p \ ^3P - 1s3d \ ^3D$ et $1s3s \ ^3S - 1s3d \ ^3D$ sont 2-3 fois plus grands et typiquement 20 fois pour la transition $1s3s \ ^3S - 1s3p \ ^3P$. Il faut remarquer que cette différence diminue pour des températures électroniques croissantes.

Les taux de réactions pour les transitions entre le niveau métastable $1s2s \ ^3S$ et les niveaux émetteurs $1s3s \ ^3S$ et $1s3d \ ^3D$ sont de la même manière que précédemment plus grands en utilisant l'approximation D.W.. Alors que les taux pour la transition $1s2s \ ^3S - 1s3d \ ^3D$ sont identiques pour les méthodes C.C.C. et K-matrix, les taux calculés par la méthode K-matrix

pour la transition $1s2s\ ^3S - 1s3s\ ^3S$ sont 5 fois plus faibles que ceux calculés avec la méthode C.C.C..

La différence des rapports d'intensités de raies I_{587}/I_{706} s'explique principalement par cette transition du métastable vers le niveau $1s3s\ ^3S$. Le peuplement de ce niveau est sous-estimé avec la méthode K-matrix, menant directement à un rapport plus élevé que celui issu des calculs prenant en compte la méthode C.C.C.. La figure (4.8) montre la simulation de ce rapport en incluant le taux de réactions pour la transition $1s2s\ ^3S - 1s3s\ ^3S$ de la méthode C.C.C. dans les calculs utilisant la méthode K-matrix. On observe ainsi que les rapports I_{587}/I_{706} deviennent quasiment identiques.

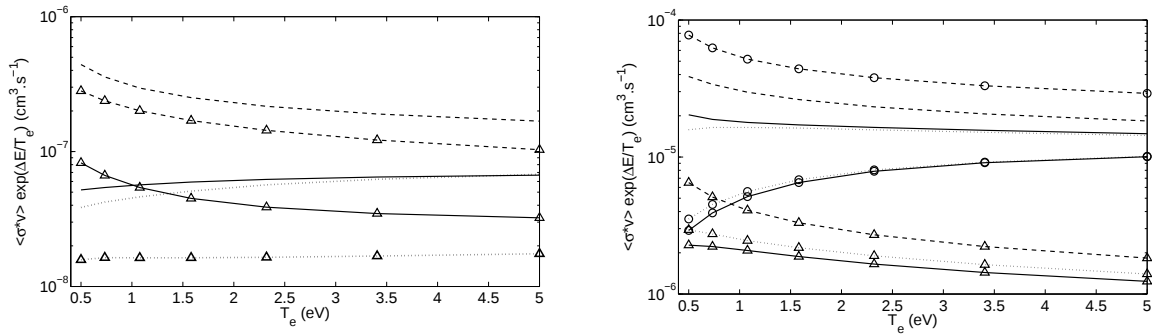


Figure 4.7 – Taux de réactions. Calculs réalisés avec la méthode CCC (—), K-matrix (···) et approximation D.W. (- -). **A gauche :** la transition $1s2s\ ^3S - 1s3d\ ^3D$ (sans marqueurs) et la transition $1s2s\ ^3S - 1s3s\ ^3S$ (Δ). **A droite :** la transition $1s3p\ ^3P - 1s3d\ ^3D$ (sans marqueurs), la transition $1s3s\ ^3S - 1s3d\ ^3D$ (Δ) et la transition $1s3s\ ^3S - 1s3p\ ^3P$ ($\circ$).

4.2.2.4 Etude comparative des taux de collisions pour le rapport I_{587}/I_{667}

Contrairement au rapport I_{587}/I_{706} précédemment étudié, les simulations réalisées avec la méthode C.C.C. et K-matrix sont en bon accord et ont permis d'ajuster ce rapport d'intensités de raies expérimental comme le montre le résultat présenté précédemment sur la figure (4.4). Les niveaux $1s3d\ ^3D$ et $1s3d\ ^1D$ sont respectivement les niveaux émetteurs des raies atomiques à 587.6 et 667.8 nm. Cette fois-ci, ce rapport inclut un niveau atomique singulet. Le niveau triplet $1s3d\ ^3D$ a d'ores-et-déjà été étudié dans la sous-section précédente. Le peuplement de ce niveau est essentiellement dû aux excitations par collisions électroniques faisant passer les atomes de

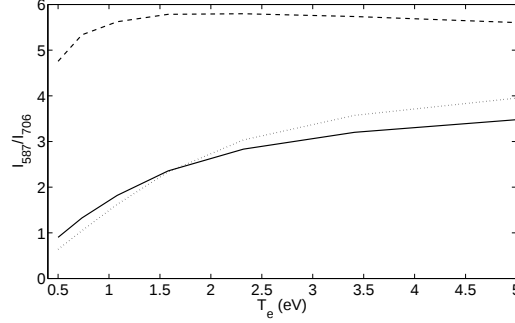


Figure 4.8 – Rapports d'intensités de raies I_{587}/I_{706} pour $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$: méthode CCC (—), approximation D.W. (---) et K-matrix (···) en prenant en compte la section efficace de collision $1s2s \ ^3S - 1s3s \ ^3S$ calculée avec la méthode C.C.C..

l'état métastable vers l'état $1s3d \ ^1D$, de l'état $1s3s \ ^1S$ vers $1s3d \ ^1D$ et de $1s3s \ ^1S$ vers $1s3p \ ^1P$. Les taux de réactions correspondant à ces transitions sont représentés sur la figure (4.9).

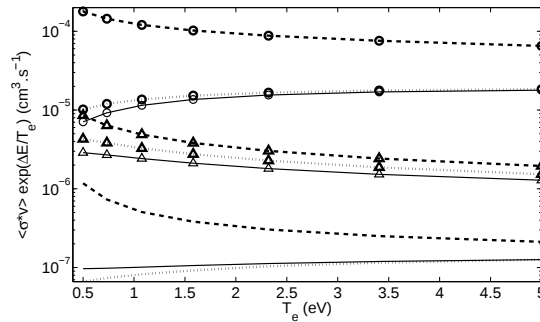


Figure 4.9 – Taux de réactions. méthode CCC (—), approximation D.W. (---) et K-matrix (···) : la transition $1s2s \ ^1S - 1s3d \ ^1D$ (sans marqueurs), la transition $1s3s \ ^1S - 1s3d \ ^1D$ (Δ) et la transition $1s3s \ ^1S - 1s3p \ ^1P$ ($\circ$).

Les taux de réactions calculés avec les méthode C.C.C. et K-matrix sont en très bon accord pour $T_e > 3 \text{ eV}$ et diffèrent d'environ 15% pour des températures électroniques plus faibles. L'approximation D.W. mène à des résultats plus élevés : un facteur 8 pour la transition $1s2s \ ^1S - 1s3d \ ^1D$, 10 pour la transition $1s3s \ ^1S - 1s3p \ ^1P$ et 2 pour la transition $1s3s \ ^1S - 1s3d \ ^1D$. La quasi-égalité de ces taux de réactions entre la méthode C.C.C. et K-matrix confirme les résultats similaires pour le rapport I_{587}/I_{667} .

Les simulations numériques ont montré que pour les paramètres plasmas des décharges

réalisées lors de nos expériences ($n_e \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ - $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et $T_e < 2 \text{ eV}$) nos études pouvaient se restreindre :

- aux excitations par collisions électroniques des niveaux métastables vers les niveaux émetteurs des raies atomiques observables.
- aux excitations par collisions électroniques des niveaux au nombre quantique principal $n = 3$.

Les autres transitions n'influencent pas la dynamique des populations. Il est alors impossible d'observer expérimentalement l'impact que peuvent avoir ces transitions. Les deux parties suivantes traitent donc de ces processus collisionnels et notamment de la comparaison des taux de réactions pour les excitations des niveaux métastables $1s2s \ ^3S$ et $1s2s \ ^1S$ vers les niveaux au nombre quantique $n = 3$ (sous-section (4.2.3)). La sous-section (4.2.4) compare les sections efficaces d'excitation du niveau fondamental vers les niveaux $n = 2, 3$ et 4 pour les 3 méthodes.

4.2.3 Comparaison des taux d'excitation des niveaux métastables vers les niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$

Les transitions atomiques $1s3l \ ^{1,3}L$ - $1s2l \ ^{1,3}L$ correspondent majoritairement aux raies d'émission dans le domaine du visible. Nos études réalisées sur les tubes à décharges montrent que les excitations par collisions électroniques des niveaux métastables vers les niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$ ont un rôle principal dans l'établissement de l'équilibre du système atomique. Nous avons représenté sur la figure (4.10) tous les taux de collisions des niveaux métastables vers les niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$ (excepté les taux déjà tracés sur les fig. (4.9) et (4.7)).

Tous les taux de collisions des niveaux métastables vers les niveaux $1s3p \ ^{1,3}P$ pour les méthodes C.C.C. et K-matrix sont en bon accord. L'approximation D.W. mène à des résultats entre 5 et 10 fois plus grands pour ces transitions. En ce qui concerne les autres transitions, on observe que les taux calculés par la méthode K-matrix sont tous inférieurs à ceux calculés par la méthode C.C.C. (jusqu'à 5 fois pour la transition $1s2s \ ^1S$ - $1s3p \ ^1P$ et $1s2s \ ^1S$ - $1s3p \ ^3P$). La sous-estimation du taux de collision pour la transition $1s2s \ ^3S$ - $1s3s \ ^3S$ a directement mené à une valeur trop élevée du rapport I_{587}/I_{706} comme le montre la simulation en (4.8). A l'instar

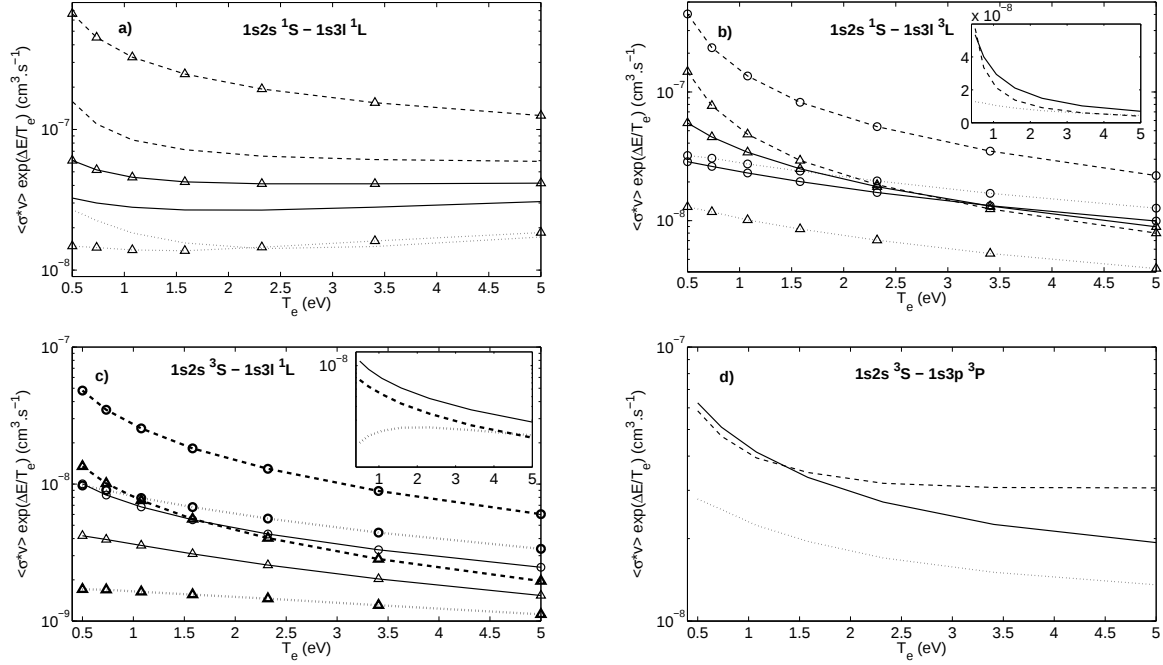


Figure 4.10 – Taux de réactions. Calculs réalisés avec la méthode CCC (—), approximation D.W. (---) et K-matrix (···) : **a)** transition $1s2s\ ^1S - 1s3s\ ^1S$ (sans marqueurs) et transition $1s2s\ ^1S - 1s3p\ ^1P$ (Δ). **b)** transition $1s2s\ ^1S - 1s3s\ ^3S$ (sans marqueurs), transition $1s2s\ ^1S - 1s3p\ ^3P$ (Δ) et transition $1s2s\ ^1S - 1s3d\ ^3D$ ($\circ$). **c)** transition $1s2s\ ^3S - 1s3s\ ^1S$ (sans marqueurs), transition $1s2s\ ^3S - 1s3p\ ^1P$ (Δ) et transition $1s2s\ ^3S - 1s3d\ ^1D$ ($\circ$). **d)** transition $1s2s\ ^3S - 1s3p\ ^3P$.

de cette étude, le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{388} représenté en (4.4) est typiquement 30% plus élevé en utilisant la méthode K-matrix par rapport à la méthode C.C.C.. Ceci s'explique par la différence du taux de collision pour la transition $1s2s\ ^3S - 1s3p\ ^3P$ (un facteur 2 pour des températures électroniques inférieures à 3 eV), avec $1s3p\ ^3P$ le niveau émetteur de la raie à 388 nm. Les taux de collisions calculés par l'approximation D.W. montrent de grandes différences avec les autres méthodes. Cette observation est d'autant plus vraie pour les très basses températures électroniques correspondant aux calculs pour les faibles énergies.

4.2.4 Sections efficaces d'excitation du niveau fondamental par collisions électroniques

Les collisions entre le niveau fondamental et les niveaux excités influencent peu l'équilibre du système atomique pour des températures électroniques faibles. Les simulations présentées en fig. (4.6) montrent que le rapport d'intensités de raies I_{587}/I_{706} dans la gamme de températures et densités électroniques des expériences n'est pas affecté par ces processus. Par contre, avec l'augmentation de T_e , les collisions issus du niveau fondamental ne sont plus négligeables. Nous nous sommes donc intéressés à ces sections efficaces pour les transitions $1s^2\ ^1S - 1snl\ ^{1,3}L$ calculées par les trois méthodes avec n le nombre quantique principal allant de 2 à 4.

Les sections efficaces de collisions calculées par les méthodes C.C.C. et K-matrix pour les transitions $1s^2\ ^1S - 1sns\ ^3S$ sont en désaccord. Comme le montre la figure (4.11), les sections efficaces déterminées avec la méthode K-matrix sont typiquement 3 fois plus faibles que celles issues des autres méthodes. Pour la transition vers le niveau métastable $1s2s\ ^3S$, l'approximation D.W. et la méthode C.C.C. mènent aux mêmes résultats. Pour les deux autres transitions vers les niveaux $1s3s\ ^3S$ et $1s4s\ ^3S$, ces deux méthodes diffèrent pour les basses énergies.

Les transitions $1s^2\ ^1S - 1s3p\ ^3P$ et $1s^2\ ^1S - 1s3s\ ^1S$ mises en exemples sur la figure (4.11) illustrent le fait que des comportements similaires pour les méthodes C.C.C. et K-matrix sont observés pour toutes les autres transitions. Quant aux calculs réalisés avec l'approximation D.W., il est difficile de faire une observation globale et précise de ces sections efficaces. Nous pouvons simplement observer une bonne cohérence des valeurs aux hautes énergies avec les résultats des deux autres méthodes et de grandes différences pour les moyennes et basses.

4.3 Conclusions

Les décharges d'hélium réalisées au laboratoire L.U.L.I. ont permis d'étudier en détail les processus collisionnels pour des basses énergies à l'origine de l'équilibre des populations. La stabilité de ces plasmas a permis l'obtention de spectres reproductibles, donc exploitables pour nos études expérimentales et théoriques. L'utilisation des sets de sections efficaces de collisions par

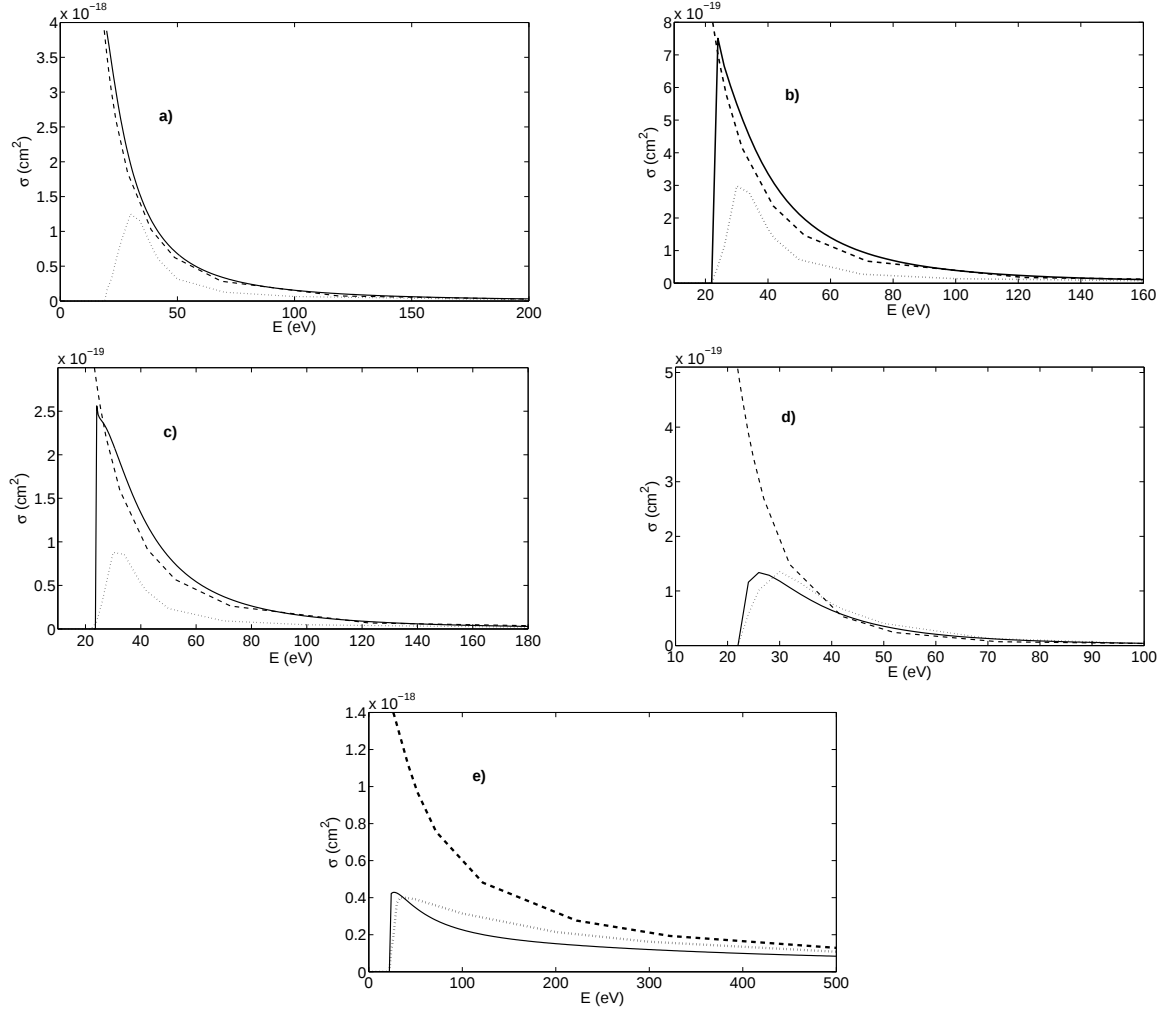


Figure 4.11 – Sections efficaces de collisions par impact électronique. Calculs réalisés avec la méthode CCC (—), approximation D.W. (--) et K-matrix (···). **a)** transition $1s^2\ ^1S - 1s2s\ ^3S$. **b)** transition $1s^2\ ^1S - 1s3s\ ^3S$. **c)** transition $1s^2\ ^1S - 1s4s\ ^3S$. **d)** transition $1s^2\ ^1S - 1s3p\ ^3P$. **e)** transition $1s^2\ ^1S - 1s3s\ ^1S$.

impact électronique implémentés dans le code SOPHIA a servi à la caractérisation des décharges plasmas. L'ajustement des rapports d'intensités de raies par les simulations a montré que la méthode C.C.C. mène aux meilleurs résultats (même à très basse température électronique). Les faibles températures électroniques estimées dans les décharges réduisent considérablement la complexité du système atomique et nous ont ainsi permis d'étudier précisément l'influence de chaque transition. Le peuplement des niveaux émetteurs des raies d'émission dans le visible se réduit essentiellement aux collisions électroniques avec les métastables ainsi qu'aux interac-

tions entre les niveaux avec un nombre quantique principal $n = 3$. Nos études confirment que l'approximation D.W. ne peut s'appliquer à ce type de plasmas puisque les calculs théoriques ont été développés pour les hautes énergies (le couplage intermédiaire ne joue aucun rôle pour les niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$). De meilleurs accords entre les 3 méthodes sont obtenus pour les taux de réactions lorsque les températures électroniques sont plus élevées. Nos études numériques ont permis de mettre en évidence les nombreuses similitudes dans les calculs de taux de collision par les méthodes C.C.C. et K-matrix montrant l'effet de la normalisation sur les calculs des sections efficaces. Nos résultats expérimentaux révèlent quelques désaccords entre ces deux théories pour les calculs de taux de collisions aux basses énergies. Les collisions entre les électrons et les niveaux métastables $1s2s \ ^{1,3}S$ vers les niveaux $1s3l \ ^{1,3}L$ (excepté les niveaux $1s3d \ ^{1,3}D$) sont sous-estimées par la méthode K-matrix. Des investigations supplémentaires ont montré que les collisions entre les électrons et le niveau fondamental $1s^2 \ ^1S$ vers les niveaux $1sns \ ^3S$ sont moins importantes par les calculs K-matrix. A plus haute énergie, ou plus haute température électronique, ces deux méthodes conduisent pour les calculs de taux de collisions à des résultats quasi similaires. Ces études comparatives nous ont menées à considérer le set de sections efficaces de collisions calculé par la méthode C.C.C. dans la matrice de physique atomique W_{ij} pour les études théoriques présentées dans le **chapitre V**.

Chapitre 5

Spectroscopie d'émission dans MISTRAL : études spatiales et temporelles

La machine MISTRAL a été conçue pour étudier une colonne de plasma magnétisé. De nombreux thèmes de recherches ont été développés afin de comprendre l'origine d'instabilités qui peuvent se créer dans cette enceinte. Plusieurs diagnostics ont été mis en place afin d'observer et de caractériser ces phénomènes physiques tels que la fluorescence induite par laser (F.I.L.), les sondes de Langmuir ou la spectroscopie d'émission que nous avons utilisées lors de nos expériences. Théoriquement, il est difficile de prendre en compte tous les processus physiques qui interviennent dans cette machine afin de créer un modèle qui puisse représenter ces plasmas. Cette complexité est notamment due à la présence de deux populations d'électrons de températures et d'énergies différentes, à la forte inhomogénéité du plasma causée par le limiteur, à la présence d'un champ magnétique et aux nombreux régimes de fonctionnement possibles du plasma causés par différentes configurations expérimentales.

Le développement du code de physique atomique SOPHIA (modèle collisionnel-radiatif) permet d'explorer la physique atomique des plasmas d'hélium et de confronter ces résultats théoriques avec les données obtenues par spectroscopie d'émission.

Dans la partie (5.1) de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la caractérisation des électrons primaires via leur fonction de distribution en énergie, étude préliminaire mais néanmoins nécessaire puisqu'ils sont à l'origine du plasma dans la machine. Le développement d'un

module numérique dans le code (présenté dans la partie (2.1.2.2)) permet de suivre la dynamique temporelle des particules (électrons, atomes d'hélium ou hélium ionisé). Ce modèle est appliqué à une représentation simplifiée (5.1.2) du plasma de MISTRAL, mettant en évidence la nécessité d'y inclure des termes de pertes. Cette conclusion est confirmée par les études des profils radiaux des densités électroniques ajustés numériquement par un modèle de diffusion (partie (5.1.3)). Les études réalisées sur l'influence des électrons primaires et de la diffusion des particules chargées sur les spectres expérimentaux et théoriques sont exposées dans la partie (5.1.4).

Dans la partie (5.2) de ce chapitre, nous avons étudié l'influence d'une perturbation des paramètres plasma sur le peuplement atomique se traduisant directement par des fluctuations du rayonnement émis (relation non-linéaire à cause des effets de relaxations d'un système atomique, relaxations de photons...). La partie (5.2.1) présente les régimes de fonctionnement particuliers du plasma dus aux différentes configurations expérimentales ainsi que les diagnostics permettant de les caractériser. Les résultats numériques présentés dans la partie (5.2.2) montrent que les réactions d'un système atomique soumis à des perturbations de densités et températures électroniques peuvent caractériser un signal turbulent.

5.1 Caractérisation de la diffusion des particules chargées par spectroscopie d'émission

5.1.1 Fonction de distribution en énergie des électrons primaires (f.d.e.e.)

5.1.1.1 Fonction de distribution décalée en énergie

Les électrons primaires, créés dans la chambre source par l'échauffement des filaments (émission thermoélectronique), sont à l'origine du plasma dans la colonne. Leur température est équivalente à la tension de décharge appliquée aux bornes des filaments (typiquement 16-17 eV). La tension de décharge et la tension d'anode appliquées dans la chambre source accélèrent ces électrons selon la direction de l'axe de la machine ($// \vec{B}$). La fonction de distribution en vitesses n'est alors plus isotrope et nécessite d'être corrigée. En particulier, la composante selon

$\vec{e}_z$ devient :

$$f_z(v_z) d\vec{v}_z \equiv f_z(v_z - v_0) d\vec{v}_z \quad (5.1.1)$$

avec v_0 la vitesse moyenne cinétique acquise par les électrons primaires. La fonction de distribution en énergie est obtenue à l'aide d'un changement de variable et d'un calcul dans l'espace des nombres complexes, elle prend la forme suivante :

$$f(E, E_0)dE = \sqrt{\frac{1}{\pi T_e E_0}} \operatorname{sh} \left(\frac{2\sqrt{E E_0}}{T_e} \right) e^{-\frac{(E+E_0)}{T_e}} \quad (5.1.2)$$

avec E_0 l'énergie cinétique des électrons primaires et sh le sinus hyperbolique. Lorsque $E_0 = 0$, on retrouve la fonction de distribution en énergie usuelle (développement limité en 0). L'anisotropie de cette fonction de distribution ne permet pas de calculer les taux de réactions déterminés par l'expression (2.1.2) avec les sections efficaces intégrées dans le code SOPHIA car il utilise des fonctions de distribution maxwelliennes isotropes. Théoriquement il est nécessaire de reprendre les calculs de ces taux de réactions en utilisant les sections efficaces différentielles, ce qui correspond à un travail conséquent en dehors du cadre de cette thèse. Pour cette raison, nous avons approximé cette fonction de distribution décalée en énergie par une fonction isotrope en définissant une température électronique "équivalente" ou effective.

5.1.1.2 Approximation de la fonction de distribution : température électronique équivalente

les électrons primaires sont plus chauds et plus énergétiques que les électrons secondaires. Ces électrons primaires ayant une énergie cinétique moyenne typique de 60 - 70 eV influencent donc essentiellement les processus atomiques pour les transitions dont l'énergie seuil est élevée comme l'ionisation de l'hélium au niveau fondamental par exemple (24.58 eV). Si on veut tenir compte de cette population d'électrons dans SOPHIA, il est nécessaire de les caractériser à l'aide d'une fonction de distribution en énergie isotrope équivalente. La distribution bi-maxwellienne des électrons non décalée en énergie (ou fonction de distribution des vitesses centrée en 0) permettant ainsi des études de systèmes atomiques considérant deux types de populations

électroniques s'écrit :

$$F(T_e, T_{ep}) = (1 - f_{ep})F_e(T_e) + f_{ep}F_{ep}(T_{ep}) \quad (5.1.3)$$

avec f_{ep} la fraction d'électrons primaires, $F_e(T_e)$ la fonction de distribution des électrons secondaires et $F_{ep}(T_{ep})$ la fonction de distribution des électrons primaires. Nous allons donc chercher la valeur d'une température effective pour caractériser les électrons primaires T_{ep}^{eff} .

Les résultats tracés sur la figure (5.1) représentent en trait plein une bi-maxwellienne avec 5% d'électrons primaires ayant une température de 17 eV et une énergie cinétique de 60 eV, les électrons secondaires ayant une température de 5 eV (valeurs typiques des paramètres dans MISTRAL).

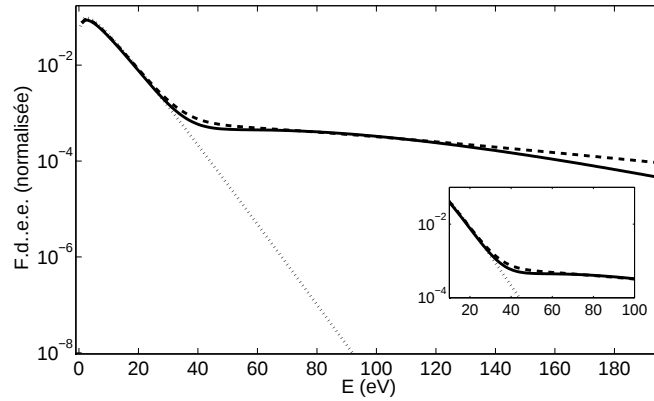


Figure 5.1 – Fonctions de distribution en énergies des électrons maxwelliennes pour $T_e = 5$ eV : $f_{ep} = 5\%$, $T_{ep} = 17$ eV, et $E_0 = 60$ eV (—). $f_{ep} = 5\%$ et $T_{ep}^{eff} = 65$ eV (- -). Sans électron primaire (···).

Cette figure montre que les électrons primaires modifient fortement la fonction de distribution pour des énergies supérieures à 40 eV (énergie cinétique des primaires ≈ 60 eV). On remarque qu'il est possible d'approximer une bi-maxwellienne avec une composante décalée de 60 eV par une bi-maxwellienne non décalée en énergie avec une température T_{ep}^{eff} de 65 eV. Le choix de la valeur exacte de T_{ep}^{eff} n'est pas important. En effet, comme le montre la figure (5.2), la dépendance en énergie des taux de réactions est faible pour des températures supérieures à 40 eV. La caractérisation des électrons primaires par une fonction de distribution isotrope ($T_{ep} = T_{ep}^{eff} = 65$ eV) permet désormais d'étudier leur influence sur la dynamique des populations

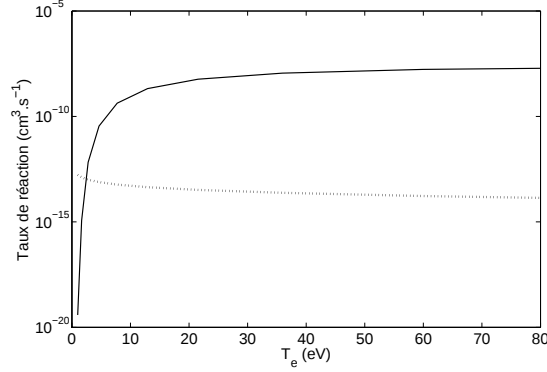


Figure 5.2 – Taux de réactions pour la transition $1s^2 \ ^1S - 1s \ ^2S$: ionisation (—) et recombinaison (···).

et plus particulièrement sur les taux de réactions dans le code SOPHIA.

5.1.1.3 Influence des électrons primaires sur les taux de réactions

La fonction de distribution bi-maxwellienne des électrons en énergie (équation (5.1.3)) dans le code SOPHIA est adaptée aux études de systèmes atomiques considérant deux types de populations électroniques, ce qui est le cas dans MISTRAL.

La fonction de distribution en énergie des électrons primaires est plus large que celle des électrons secondaires, comme nous le remarquons clairement sur la figure (5.3). Les transitions ayant une énergie seuil élevée sont donc particulièrement sensibles à la proportion de ces électrons chauds. Les calculs représentés sur les figures (5.3) et (5.4) confirment cette idée. Le taux d'ionisation de la transition $1s^2 \ ^1S - 1s \ ^2S$ varie fortement pour des températures électroniques inférieures à 7 eV en présence d'une faible proportion d'électrons primaires (l'énergie seuil est de 24.58 eV). Un comportement identique se retrouve pour le taux de collision par impact électronique de la transition $1s^2 \ ^1S - 1s5p \ ^3P$ pour laquelle l'énergie seuil de la transition est de 24.04 eV. A l'opposé les taux de réactions pour les transitions dont les niveaux d'énergies sont proches subissent peu l'influence des primaires comme le montre les calculs des taux pour la transition $1s2s \ ^1S - 1s5p \ ^1P$ ($\Delta E = 3.43$ eV).

Cette considération appuie l'idée qu'en théorie les électrons primaires ont une forte influence sur l'équilibre des populations atomiques où le modèle coronal est applicable. Ces calculs permettent également d'affirmer que cette influence est d'autant plus grande que la température

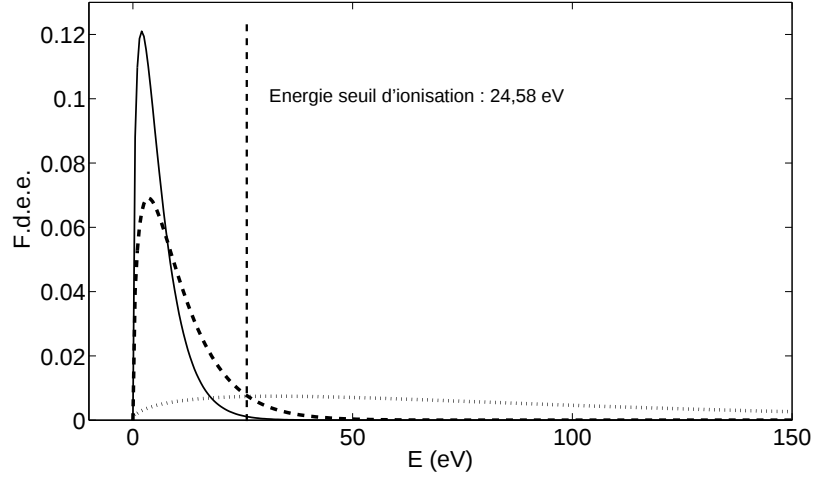


Figure 5.3 – Fonctions de distribution des électrons en énergie en fonction de leur température : $T_e = 4$ eV (—), $T_e = 7$ eV (- -) et $T_e = 65$ eV (···).

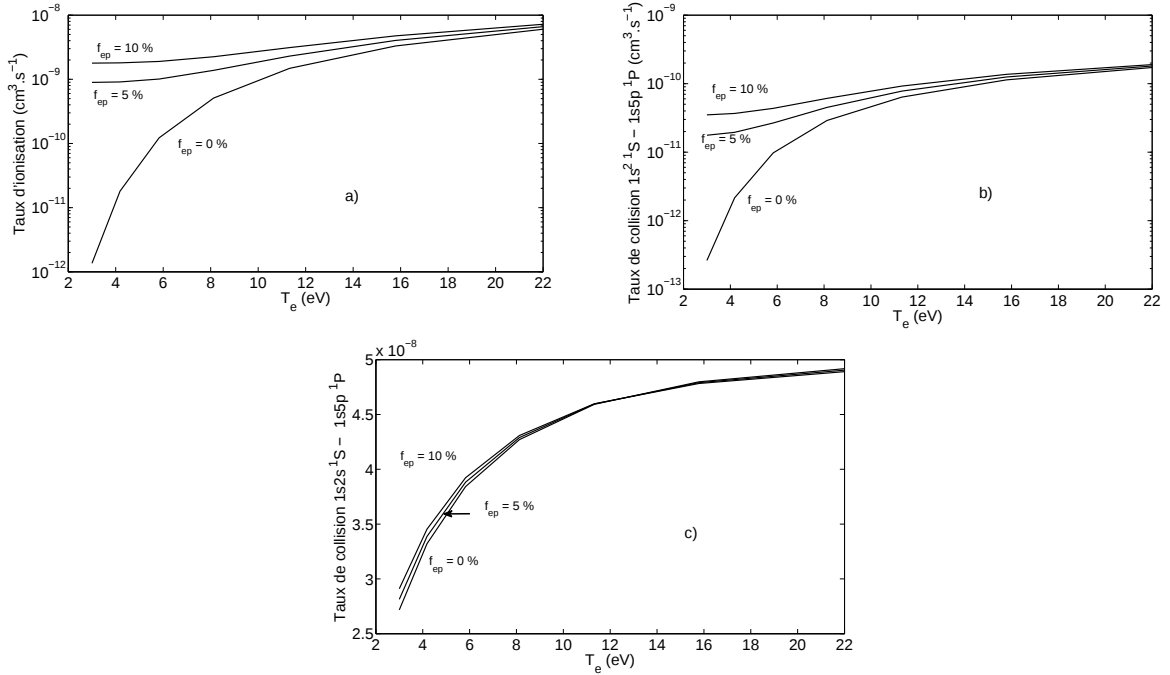


Figure 5.4 – Taux de réactions en fonction du pourcentage d'électrons primaires pour $T_{ep}^{eff} = 65$ eV. a) : ionisation pour la transition $1s^2 \ ^1S - 1s \ ^2S$. b) : collision pour la transition $1s^2 \ ^1S - 1s5p \ ^1P$ ($\Delta E = 24.04$ eV) en fonction du pourcentage d'électrons primaires. c) : collision pour la transition $1s2s \ ^1S - 1s5p \ ^1P$ ($\Delta E = 3.43$ eV).

des électrons secondaires est faible.

5.1.1.4 Localisation des électrons primaires dans la machine

Les caractéristiques de sondes permettent de détecter ces électrons énergétiques comme le montrent les résultats tracés sur la figure 5.5. La sonde a été déplacée radialement pas à pas afin d'obtenir la distribution des courants collectés par la sonde en fonction de sa position. Pour cette étude, les conditions expérimentales sont :

Pression	$7 \cdot 10^{-4}$ mbar
$V_{\text{filaments}}$	17 V
$V_{\text{collecteur}}$	40 V
V_{decharge}	50 V
V_{anode}	30 V
B	150 G

Table 5.1 – Conditions expérimentales

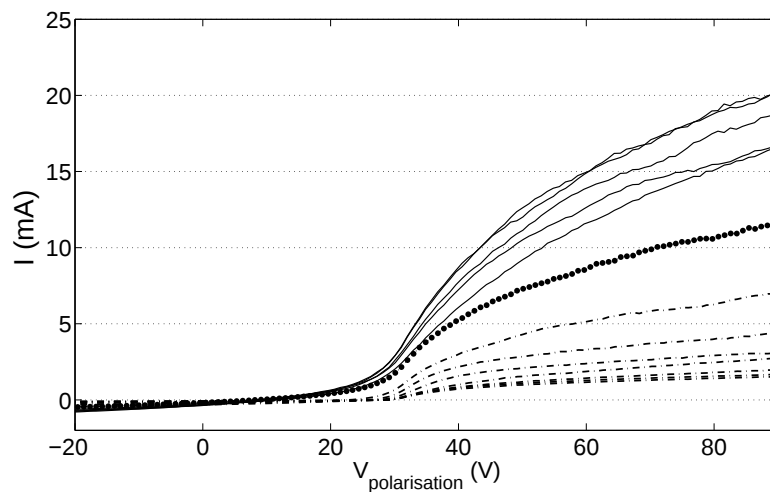


Figure 5.5 – Caractéristiques de sonde expérimentales en fonction du rayon : de $R = 0$ à 2.5 cm (—), $R = 3$ cm ($\cdots$) et de $R = 3.5$ à 8 cm (- -).

Deux types de caractéristiques sont observables, nous les avons représenté en traits pleins et avec des tirets. Les courants collectés par la sonde sont plus élevés dans la colonne (—)

qu'à l'extérieur (- -), signifiant que les densités électroniques y sont plus grandes. Le potentiel flottant du plasma central est plus faible que celui du plasma à l'extérieur indiquant qu'il faut une tension de sonde plus négative pour obtenir des courants ioniques et électroniques égaux. C'est la signature directe de la présence d'électrons plus énergétiques dans la colonne centrale : les électrons primaires. La pente plus forte sur les courbes en traits pleins pour des tensions inférieures au potentiel flottant caractérise également les électrons primaires. La caractéristique de sonde tracée en pointillés ($R = 3$ cm) représente la transition entre ces deux régimes, elle correspond à la frontière de la colonne plasma et de la zone à l'ombre du limiteur. Cette limite traduit également le fait que les électrons primaires restent bien confinées dans la colonne.

5.1.2 Création d'un plasma dans MISTRAL : études numériques préliminaires

L'émission continue des électrons primaires permet d'obtenir dans MISTRAL des plasmas durant deux heures (nous sommes limités par l'échauffement de la machine). Cette section présente des résultats obtenus grâce à la mise en place d'un module numérique dans le code SOPHIA (expliqué en (2.1.2.2.2)) mettant en équation les dynamiques temporelles des densités électroniques, des neutres et du plasma selon les hypothèses présentées ci-dessous afin d'étudier l'atteinte de l'équilibre d'un plasma dans MISTRAL. Les résultats permettent d'assurer la stabilité du schéma numérique et d'obtenir les premières conclusions, en les comparant aux données expérimentales, sur l'utilisation d'un tel système pour représenter la dynamique des plasmas de MISTRAL.

5.1.2.1 Description des termes

Ce modèle simplifié permet de comprendre qualitativement la mise à l'équilibre d'un plasma dans MISTRAL et de quantifier les différents états d'ionisation : HeI et HeII. Dans ce système, nous considérons :

- **les neutres $n_0(t)$** à l'état fondamental $1s^2\ ^1S$. Les densités électroniques obtenues lors des expériences dans la machine MISTRAL de l'ordre de $10^9 - 10^{10}$ cm $^{-3}$ permettent d'utiliser

le modèle coronal [50]. En effet, la figure (5.6) montre que le rapport d'intensités des raies HeI(667) et HeI(728) est obtenu en considérant que les niveaux émetteurs sont peuplés par excitation du niveau métastable et des niveaux fondamentaux par impacts électroniques ainsi que par émission spontanée (hypothèse du modèle coronal). Cet exemple est généralisable à l'ensemble des raies d'hélium. Toutefois les niveaux métastables, minoritaires par rapport au niveau fondamental ne sont pas implémentés dans notre modèle. Les pressions typiques de travail dans la machine sont de $2 \cdot 10^{-4}$ mbar. En utilisant la loi des gaz parfaits pour une température des neutres de 300 K, on obtient une densité de neutres dans l'état fondamental de l'ordre de $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

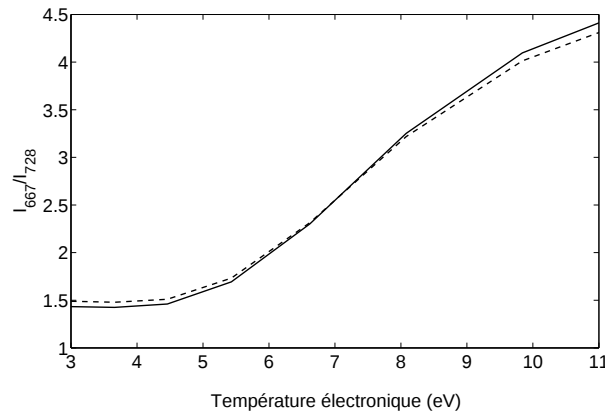


Figure 5.6 – Rapport d'intensités de raies I_{667}/I_{728} calculé avec le code SOPHIA : calculs avec toutes les collisions (—) et calculs en ne considérant que les excitations par impacts électroniques des niveaux métastables et du niveau fondamental (- -).

- **les électrons primaires n_{ep}** que nous avons déjà décrits dans la partie (5.1.1). La densité de ces électrons représente quelques pourcents de la densité électronique totale [35]. Un bilan complet des courants collectés par l'anode, le collecteur et un cylindre représenté sur la figure (3.7) ont permis d'estimer cette densité d'électrons primaires autour de quelques 10^8 cm^{-3} [36].
- **les ions $n_i(t)$** à l'état fondamental $1s \text{ } ^2S$. Ils sont créés par l'ionisation des neutres due aux collisions avec les électrons primaires $I_{ep}(T_{ep})$ et secondaires $I_e(T_e)$. A l'inverse, les processus de recombinaison $R_e(T_e)$ permettent le repeuplement des neutres.
- **les électrons secondaires $n_e(t)$** issus de l'ionisation des neutres par les électrons pri-

maires sont majoritaires. Dans l'hypothèse que l'ionisation d'un atome donne un ion et un électron, leur densité évolue en fonction du temps en suivant les processus atomiques que sont la recombinaison et l'ionisation. Ceci permet d'obtenir la valeur "réelle" de la densité électronique finale sans en fixer sa valeur au préalable.

5.1.2.2 Résultats

Dans ce système nous ne considérons pas de pertes extérieures qui pourraient être causées par des phénomènes de diffusions ou des interactions avec les parois. Le modèle peut alors être représenté par les équations ci-dessous :

$$\begin{aligned}\frac{dn_i(t)}{dt} &= n_0(t) [n_{ep} I_{ep}(T_{ep}^{eff}) + n_e(t) I_e(T_e)] - n_i(t) n_e(t) R_e(T_e) \\ n_0(t) &= n_0(t=0) - n_i(t) \\ n_i(t) &= n_e(t) \\ n_e(t=0) &= 0 \\ n_{ep}(t) &= n_{ep}(t=0) = \text{Constante}\end{aligned}$$

L'énergie d'ionisation de l'atome d'hélium est élevée, 24.58 eV. Le taux d'ionisation est donc faible pour des températures électroniques inférieures à 4 eV, comme le montrent les simulations présentées sur la figure (5.2). Alors que le taux de recombinaison pour la transition $1s^2S - 1s^2^1S$ est peu sensible à T_e ($\approx 10^{-14} - 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$), le taux d'ionisation varie fortement pour T_e inférieur à 10 eV. Le processus de recombinaison devient négligeable dès lors que la température électronique dépasse 5-6 eV, il est 1000 fois plus faible que le taux d'ionisation. Le rapport du taux d'ionisation sur le taux de recombinaison définit par ailleurs dans le modèle coronal le rapport de la densité des ions sur les neutres. L'équilibre de ces processus mène à des plasmas très fortement ionisés comme expliqué ci-dessous.

La figure (5.7) représente l'ionisation des neutres par les électrons primaires dont leurs paramètres ont été fixés ($T_{ep}^{eff} = 65 \text{ eV}$ et $n_{ep} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$) et par les électrons secondaires. Dans ce cas les électrons issus de la première ionisation sont inclus dans les processus d'ionisation avec une température fixée à 8 eV, température électronique caractéristique dans la colonne de MISTRAL. Les résultats obtenus avec cette double population électronique montrent que la

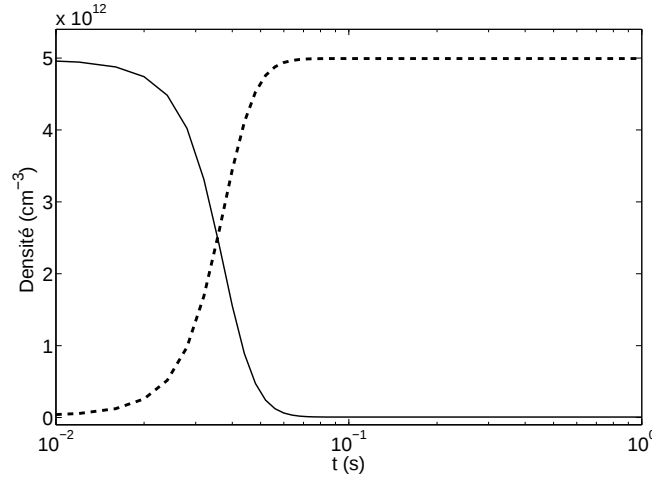


Figure 5.7 – Simulations avec $n_{ep} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et $T_{ep}^{eff} = 65 \text{ eV}$ et $T_e = 8 \text{ eV}$. Densité de neutres (—) et densité d'ions (- -).

quasi totalité des neutres est ionisée ce qui donnerait une densité électronique de $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Les électrons libres créés par l'ionisation, de plus faible température participent activement aux processus d'ionisation des neutres.

A contrario, les données expérimentales obtenues à l'aide des sondes de Langmuir estiment ces densités électroniques au centre de la colonne autour de $10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ selon l'expérience, c'est-à-dire typiquement 1000 fois plus faibles que les valeurs théoriques issues du modèle simplifié. Ce modèle, dont la stabilité a été vérifiée, montre la nécessité d'inclure des processus de pertes afin d'obtenir des densités électroniques plus faibles et comparables aux valeurs expérimentales. La partie suivante présente un modèle plus abouti incluant des processus de diffusion.

5.1.3 Caractérisation des profils de densités électroniques dans MIS-TRAL

La présence des électrons primaires dans la partie centrale de la colonne crée une zone plus chaude et plus dense qu'à l'ombre du limiteur. Ces inhomogénéités spatiales peuvent conduire à des processus de convection et de diffusion afin d'atténuer ces variations jusqu'à la mise à l'équilibre du système global "plasma-parois". Un modèle de diffusion [51] a été développé pour permettre la caractérisation de ces profils radiaux de densités électroniques en fonction du

champ magnétique appliqué dans la machine. Ce modèle est présenté dans la partie (2.1.2.3.2).

5.1.3.1 Equation cinétique

L'équation déterminant le comportement de la densité des électrons (ou de la densité du plasma en supposant que l'ionisation ne mène qu'à un seul électron libre) dans une géométrie cylindrique en supposant une symétrie azimutale et sans flux de particules selon l'axe z (l'énergie cinétique des électrons primaires correspond à la température T_{ep}^{eff}) est donnée par :

$$\frac{\partial n_e(r, t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_e(r, t) = \nabla \cdot \Gamma_{e,r}(t) = S_e(r, t) = n_{ep} n_0 I_{ep}(T_{ep}) + n_e(r, t) n_0 I_e(T_e(r)) \quad (5.1.4)$$

avec $\vec{\Gamma}_e$ le flux radial d'électrons et S_e le terme source avec n_{ep} la densité des électrons primaires, $n_e(r, t)$ la densité des électrons secondaires créés par ionisation, $I_{ep}(T_{ep})$ et $I_e(T_e)$ les taux d'ionisation des neutres par collisions avec les deux populations électroniques. Dans ce modèle, nous considérons uniquement les neutres dans l'état fondamental n_0 (modèle coronal sans les niveaux métastables). Nous supposons également que leur densité ne varie pas au cours du temps car un équilibre est créé entre la production de plasma, l'injection du gaz d'hélium ainsi que les recombinaisons sur les parois. Les températures électroniques supérieures à 3 eV dans la zone d'intérêt permettent de négliger les phénomènes de recombinaisons par rapport aux processus d'ionisations comme le montre la figure (5.2).

Ainsi, le flux radial peut alors se réécrire [23] :

$$\Gamma_{e,r}(t) = -D_F \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} - D_T n_e(r, t) \frac{\partial(\ln(T_e(r)))}{\partial r} \quad (5.1.5)$$

avec les coefficients de diffusion D_F et D_T

$$D_F = \frac{c}{eB} \frac{\nu_F}{\Omega_e} T_e(r) \quad (5.1.6)$$

$$D_T = \frac{c}{eB} \left[\frac{\nu_F}{\Omega_e} - \frac{3}{2} \frac{\nu_T}{\Omega_e} \right] T_e(r) \quad (5.1.7)$$

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

où ν_F est la fréquence de collision associée à la force de friction, ν_T est la fréquence de collision associée à la force thermique.

En utilisant les équations (5.1.4) et (5.1.5) dans une géométrie cylindrique la dynamique des électrons s'écrit finalement :

$$\frac{\partial n_e(r, t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_F \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_T n_e(t) \frac{\partial (\ln(T_e(r)))}{\partial r} \right) = n_{ep} n_0 I_{ep}(T_{ep}^{eff}) + n_e(r, t) n_0 I_e(T_e(r)) \quad (5.1.8)$$

permettant ainsi de définir des termes de diffusion pour les gradients de la température et de la densité électronique. En ce qui concerne les conditions limites utilisées pour ce modèle, nous avons considéré que les dérivées spatiales des densités étaient nulles pour les rayons $r = 0$ et $r = r_{max}$.

5.1.3.2 Résultats : comparaisons expériences - simulations

Lors de ces études, la grille séparatrice (polarisée au potentiel flottant) a été placée entre la chambre source et la colonne plasma. Le tableau ci-dessous décrit les conditions expérimentales utilisées pour ces expériences.

Pression	$4 \cdot 10^{-4}$ mbar ($n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)
$V_{filaments}$	17 V
$V_{collecteur}$	20 V
$V_{decharge}$	45 V
V_{anode}	31 V
B	120 G, 160 G et 200 G

Table 5.2 – Conditions expérimentales

Les profils de densités et de températures électroniques ont été obtenus avec une sonde de Langmuir. Les résultats présentés sur les figures (5.8) et (5.9) correspondent aux profils de densités et de températures électroniques à l'équilibre. Les erreurs de mesures commises sur

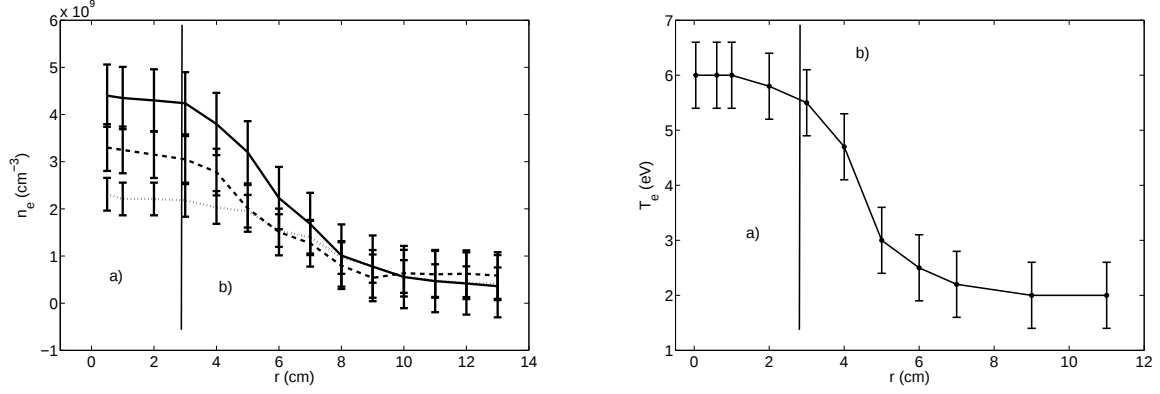


Figure 5.8 – Profils radiaux expérimentaux dans MISTRAL, **a)** dans la colonne plasma et **b)** à l'ombre du limiteur.

A gauche : densités électroniques pour $B = 200$ G (—), $B = 160$ G (--) et $B = 120$ G (···). **A droite :** températures électroniques.

les températures électroniques avec les sondes n'ont pas permis de distinguer leurs profils pour chaque valeur de B . Nous avons donc considéré le même profil pour nos simulations.

L'augmentation du champ magnétique améliore le confinement du plasma comme le montre la figure (5.8). Alors que les densités électroniques sont quasiment égales au-delà d'un rayon de 8 cm pour les trois champs magnétiques étudiés, au centre la densité augmente avec B . Elle est de $n_e = 4.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ pour $B = 200$ G, $n_e = 3.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ pour $B = 160$ G et $n_e = 2.4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ pour $B = 120$ G. Le meilleur ajustement des profils expérimentaux a été obtenu pour $D_T = 0$ et $D_F = D_{Bohm}$ traduisant une 'pure' diffusion de Bohm. Les simulations réalisées en supposant une diffusion classique ($D_T = -D_F/2$) ne parviennent pas à reproduire les profils expérimentaux.

Le meilleur accord avec les profils expérimentaux correspond au cas où on considère une diffusion de Bohm. La prise en compte du gradient de la densité électronique dans le modèle est suffisante dans notre cas ($D_T = 0$). Ces résultats sont obtenus pour $n_{ep} = 2 \cdot 10^8$ représentant 5-8 % des électrons.

5.1.3.3 Conclusions

Le modèle de diffusion a permis d'ajuster les profils de densités expérimentaux (coefficient de diffusion est égal à D_{Bohm}). Dans ces décharges réalisées pour cette étude nous avons observé que les processus de diffusion ne pouvaient être assimilés à une diffusion classique. Le modèle

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

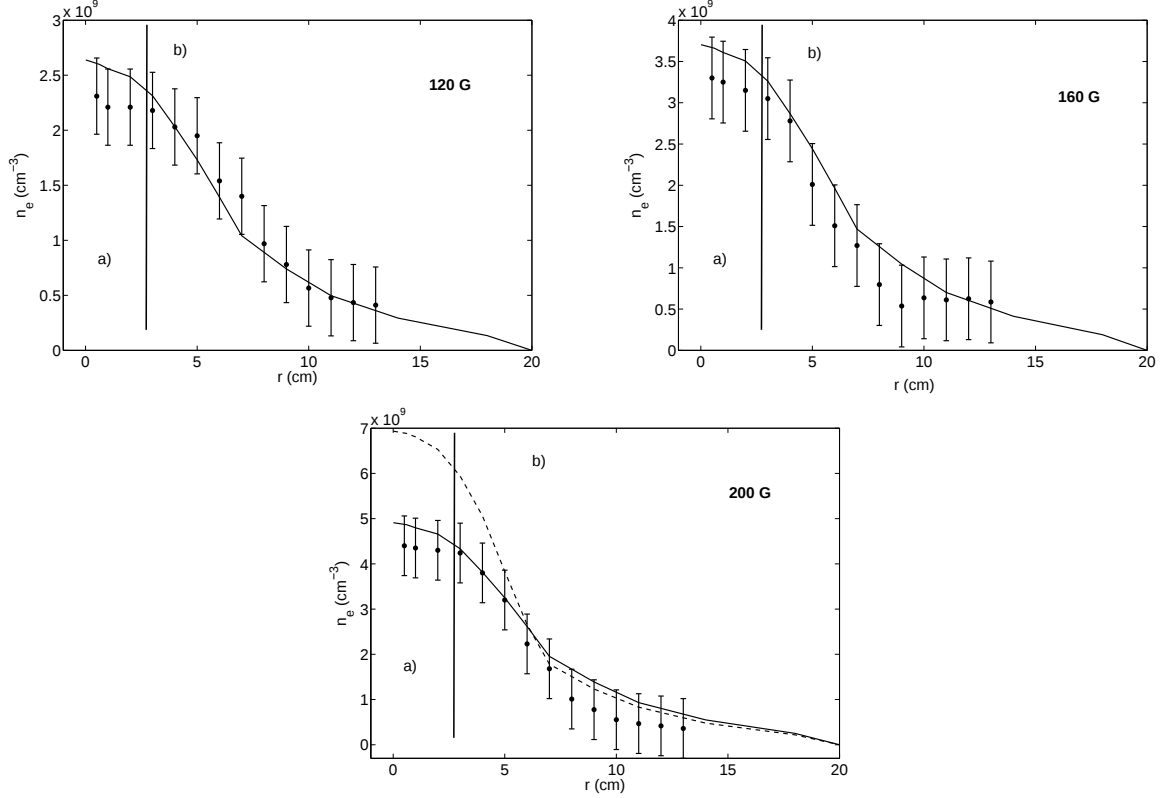


Figure 5.9 – Profils radiaux des densités électroniques dans MISTRAL en fonction du champ magnétique, a) dans la colonne plasma et b) à l'ombre du limiteur : expériences (●) simulations avec $n_{ep} = 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $D_T = 0$ et $D_F = D_{Bohm}$ (—) et simulations avec $D_F = D_{Bohm}$ et $D_T = -D_F/2$ (- -) (diffusion classique).

peut se réduire dans ce cas précis au terme de friction D_F prenant en compte uniquement le profil des densités électroniques. Les nombreux paramètres influençant ces simulations ont rendu l'analyse difficile puisque les valeurs telles que T_e , n_{ep} ou encore n_0 sont difficiles à déterminer précisément. Dans le cadre de ce modèle, nous avons négligé les pertes selon l'axe z .

Les profils de densités issus des calculs montrent clairement la différence de comportement pour une diffusion classique et une diffusion de type Bohm. Il sera donc intéressant, à l'instar des expériences réalisées au L.A.P.D. [51], de mener une étude des profils de densités pour un plasma en rotation et de les comparer aux résultats désormais disponibles pour un plasma calme.

5.1.4 Spectroscopie dans MISTRAL

La spectroscopie passive est un diagnostic largement utilisé pour étudier et caractériser des phénomènes qui se produisent dans les plasmas [5, 52, 54, 19]. Dans les machines de laboratoires ou dans les tokamaks actuels, la spectroscopie sert à déterminer les paramètres des plasmas tels que les températures, les densités des électrons et des ions ou à identifier des phénomènes turbulents grâce notamment à l'élargissement des raies atomiques [53]. Le spectre d'émission correspond donc à une "carte d'identité" du plasma. Ce diagnostic non intrusif facilite les études expérimentales puisqu'il ne perturbe pas le plasma contrairement aux sondes de Langmuir ou à la F.I.L..

Les faibles températures et densités électroniques des plasmas créés dans MISTRAL ne permettent pas d'obtenir des informations à l'aide des profils de raies. En effet, les largeurs des raies sont dominées par la largeur de la fonction d'appareil. Les études réalisées sur cette machine se portent donc sur les rapports d'intensités des raies d'émission. Les plasmas créés dans cette enceinte sont très complexes : deux populations électroniques co-existent au sein de la colonne, un limiteur crée une zone d'ombre engendrant une inhomogénéité radiale. Nous avons donc au préalable quantifié le rayonnement émis par cette source plasma.

5.1.4.1 Quantification du rayonnement émis par une décharge

Nous avons comparé les spectres émis par la colonne de plasma et par la zone se trouvant à l'ombre du limiteur. Le schéma de cette expérience est représenté en figure (5.10).

Nous avons utilisé le même montage optique que nous avons déplacé afin de faire l'acquisition des spectres selon les deux lignes de visées indiquées sur le schéma. La ligne de visée 3 (LDV 3) intègre donc le rayonnement émis par le plasma à l'ombre du limiteur. Pour s'assurer que ce dispositif ne récupère pas de lumière provenant de la colonne centrale, nous avons placé un laser He-Ne de l'autre côté de la fibre pour observer la zone sondée (voir la figure (5.10)).

Pour cette expérience les conditions de décharges étaient les suivantes : tension de décharge à 60 V, tension d'anode à 30 V, tension du collecteur à 40 V, champ magnétique de 180 G et une pression de $9 \cdot 10^{-4}$ mbar. Les temps d'acquisitions des spectres sont de 4 secondes (2x2 s).

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

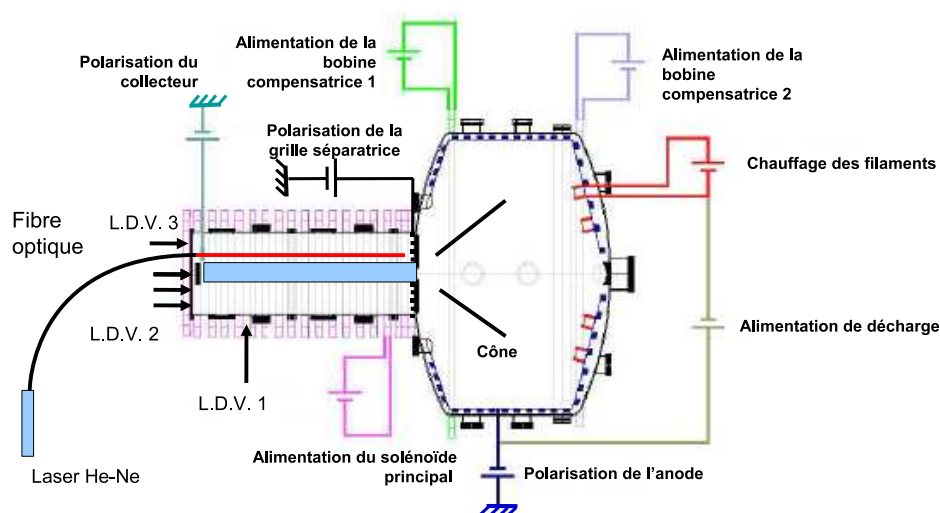


Figure 5.10 – Schéma de l'expérience.

Les raies d'émissions à 728.1, 706.4, 587.7 et 667.8 nm sont représentées sur la figure (5.11).

Nous observons que les intensités des raies d'émission selon la ligne de visée à l'ombre du limiteur sont entre 25 et 45 % plus faibles que les intensités de raies intégrées sur la ligne de visée traversant la colonne. Connaissant les dimensions de la machine : 120 cm pour la longueur de la colonne, 40 cm de diamètre et 6 cm de diamètre pour le plasma, nous en déduisons que dans le domaine spectral étudié le plasma central émet 20 à 30 fois plus que celui se trouvant à l'ombre du limiteur.

Nous pouvons ainsi considérer que les spectres expérimentaux obtenus avec une ligne de visée traversant la colonne centrale représentent essentiellement le plasma central. Cette conclusion est également très utile pour nos simulations numériques : il est inutile de prendre en compte les profils de densités et de températures électroniques à l'ombre du limiteur pour ajuster les spectres intégrés sur la ligne de visée LDV 1. Cette zone la plus émissive du plasma correspond également à la zone où les électrons primaires sont présents.

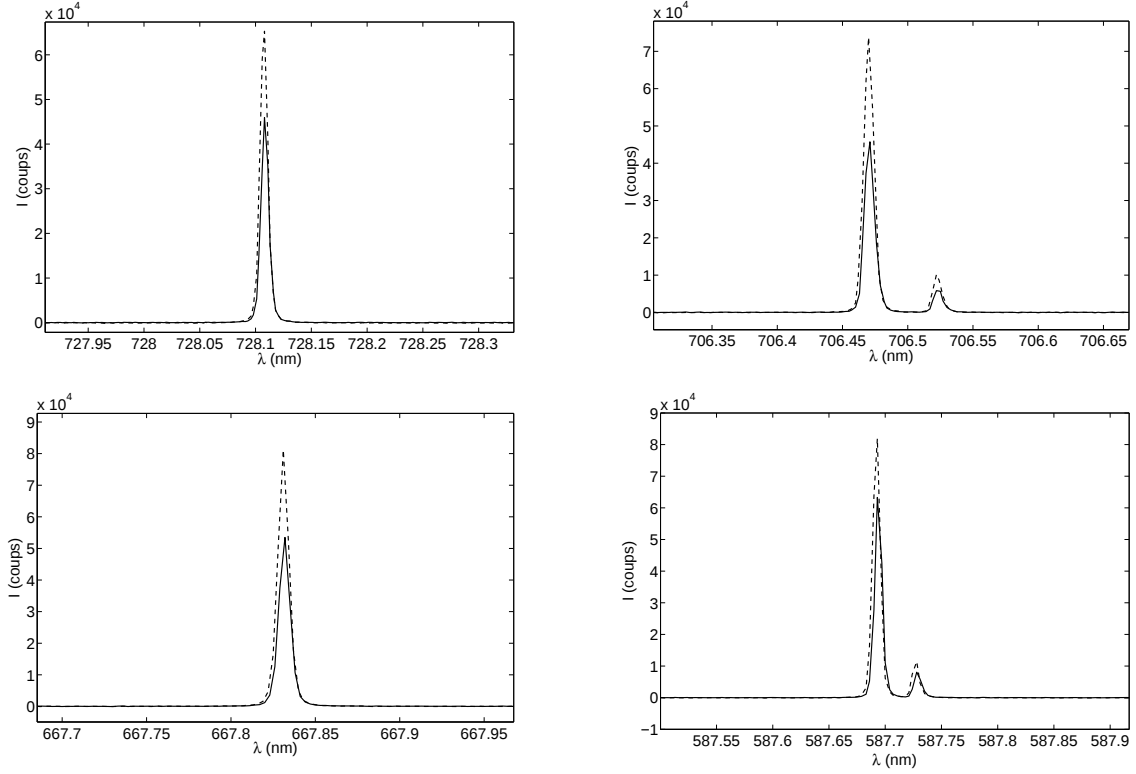


Figure 5.11 – Spectres expérimentaux : ligne de visée dans la colonne (LDV 1) (---) et ligne de visée à l'ombre du limiteur (LDV 3) (—).

5.1.4.2 Influence des électrons primaires sur les spectres

Dans la partie (5.1.1.4), nous avons montré que l'émission radiative des plasmas créés dans MISTRAL vient essentiellement de la colonne centrale où les électrons primaires sont localisés. Nous avons également observé de fortes variations de températures et de densités électroniques dans la zone transitoire entre la colonne centrale et l'ombre du limiteur (figures (5.8) et (5.9)). Deux expériences ont été mises en place afin de caractériser le plasma central où se trouvent les électrons primaires ainsi que le plasma à l'ombre du limiteur. Ces deux études permettent d'obtenir des informations complémentaires par spectroscopie (variations des paramètres plasmas et changement de la ligne de visée) pour déterminer l'influence qu'ont les électrons primaires sur les spectres. Les protocoles expérimentaux ainsi que les résultats sont présentés dans les sous-sections suivantes.

5.1.4.2.1 Influence de la pression du gaz

Le but de cette expérience était de caractériser le comportement du plasma central en faisant varier de manière extrême la pression de travail du gaz d'hélium modifiant ainsi la collisionnalité du plasma. Nous nous sommes notamment intéressés aux rapports d'intensités de raies HeI(667 nm)/HeI(728 nm) et HeI(587 nm)/HeI(706 nm). Le dispositif optique a été placé perpendiculairement à la colonne (LDV 1). Les conditions expérimentales sont :

Pression	variable
$V_{filaments}$	17 V
$V_{collecteur}$	40 V
$V_{decharge}$	60 V
V_{anode}	30 V
B	180 G

Table 5.3 – Conditions expérimentales

Le cône, représenté sur la figure (3.6), a été placé dans la chambre source afin d'augmenter la densité électronique. L'unique paramètre variable était la pression de travail de l'hélium allant de $2.9 \cdot 10^{-4}$ mbar à $2 \cdot 10^{-2}$ mbar. Le pompage de la machine devenait insuffisant pour une pression supérieure à $5 \cdot 10^{-3}$ mbar, une autre méthode de travail a alors été mise en place. Après avoir obtenu un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar, nous avons travaillé sans pompage, en fermant le volet papillon de la pompe et en injectant de l'hélium jusqu'à obtenir la pression de travail souhaitée. Ce protocole ne permet de travailler qu'une dizaine de minutes car les parois dégazent rapidement, polluent le plasma et font inévitablement augmenter la pression dans l'enceinte. Les densités et températures électroniques obtenues au centre de la colonne à l'aide d'une sonde de Langmuir sont représentées sur la figure (5.12).

La forte amplitude des pressions de travail utilisées (2 ordres de grandeurs) pour ces expériences ont permis d'obtenir de larges gammes de températures et de densités électroniques : n_e allant de $7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ à $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et T_e de 2 à 8 eV. L'augmentation de la pression de travail implique directement la croissance de la densité électronique puisque la collisionnalité

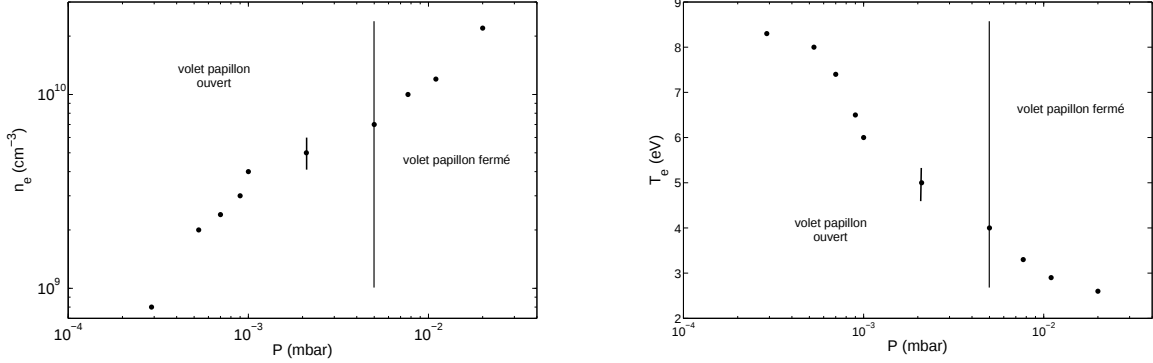


Figure 5.12 – Densités et températures électroniques au centre de la colonne plasma en fonction de la pression de travail : a) : volet papillon ouvert et b) : volet papillon fermé.

devient plus grande. Par le même argument nous comprenons que la température électronique diminue avec l'augmentation de la pression car les transferts d'énergies deviennent alors plus importants.

Ces différentes conditions expérimentales du plasma central nous ont permis d'étudier des rapports d'intensités de raies pour différents paramètres plasmas. Nous nous sommes intéressés aux rapports I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} correspondant respectivement à des niveaux singulets et triplets de l'atome d'hélium. Ces rapports sont représentés dans la sous-section suivante en les confrontant aux simulations numériques issues du code SOPHIA.

Rapports d'intensités des raies d'hélium : comparaisons expériences - simulations

Nous avons montré que le modèle coronal est suffisant pour représenter les plasmas créés dans MISTRAL. Les rapports d'intensités de raies sont insensibles à la densité électronique (intensité d'une raie d'émission proportionnelle à la densité électronique (1.4)). Ces études ont donc permis d'observer l'influence de la température électronique sur le peuplement atomique. Les comparaisons expériences - simulations pour les rapports I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} présentées figure (5.13) correspondent aux couples (n_e, T_e) obtenues lors des décharges (figure (5.12)).

Les résultats expérimentaux ainsi que les simulations montrent exactement le même comportement pour les rapports d'intensités de raies I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} . Expérimentalement, ces deux

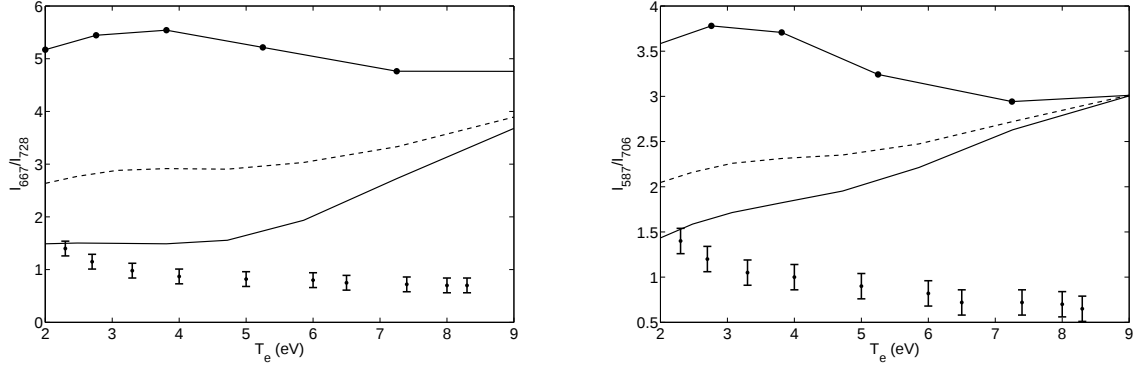


Figure 5.13 – Rapports d'intensités de raies I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} : expérimentaux ($\times$) et théoriques avec $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$: 0% d'électrons primaires (—), 5% d'électrons primaires à 65 eV ($\cdots$) et 5% d'électrons primaires à 65 eV ($- \bullet -$).

rapports diminuent lorsque la température électronique augmente : les valeurs quasi-similaires varient de 1.5 pour $T_e = 2.5$ eV à 0.8 $T_e = 8$ eV. Les simulations tracées sur ces figures montrent que les rapports d'intensités de raies augmentent avec la température électronique ainsi qu'avec la proportion d'électrons primaires. La présence des électrons primaires favorise sensiblement le peuplement des niveaux atomiques de plus haute énergie comme les niveaux émetteurs des raies atomiques à 667 nm ($1s3d \ ^1D$) et 587 nm ($1s3d \ ^3D$) par rapport aux niveaux émetteurs des raies atomiques à 728 nm ($1s3s \ ^1S$) et 706 nm ($1s3s \ ^3S$). Seules les simulations pour des températures électroniques inférieures à 2.5 eV et sans électrons primaires permettent d'ajuster les résultats expérimentaux.

Ces désaccords nous ont conduit à étudier l'influence des électrons primaires d'une autre façon, en comparant les émissions radiatives des zones où ces électrons primaires sont absents ou présents. Ces zones correspondent respectivement au plasma à l'ombre du limiteur et à la colonne centrale.

5.1.4.2.2 Comparaison des spectres d'hélium au centre de la colonne et à l'ombre du limiteur

L'objectif de cette expérience est d'identifier clairement les caractéristiques du plasma central et du plasma à l'ombre du limiteur, deux zones qui se différencient notamment par la

présence et l'absence des électrons primaires. Nous avons établi trois lignes de visées pour cette expérience le long de la colonne selon 3 rayons différents, au centre, à l'extrémité de la colonne ($R = 3$ cm) et à l'ombre du limiteur ($R = 14$ cm) correspondant à la ligne de visée LDV 2 représentée sur la figure (5.10). Nous avons placé un collecteur grille en bout de colonne afin de mettre en place les deux premières lignes de visées et la grille séparatrice à l'entrée de cette colonne. Les paramètres de la décharge sont les suivants :

Pression	$3.7 \cdot 10^{-4}$ mbar
$V_{\text{filaments}}$	17 V
$V_{\text{collecteur}}$	21 V
V_{decharge}	64 V
V_{anode}	30 V
$V_{\text{separatrice}}$	0 V
B	160 G

Table 5.4 – Conditions expérimentales

Les paramètres du plasma ont été déterminés à l'aide d'une sonde de Langmuir placé sur chaque ligne de visée. Nous avons obtenu des densités et des températures électroniques suivantes :

	n_e	T_e
$r = 0$ cm (centre)	10^9 cm^{-3}	6 eV
$r = 3$ cm (limite de la colonne)	$7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$	5 eV
$r = 14$ cm (ombre du limiteur)	10^8 cm^{-3}	2 eV

Les temps d'intégrations des spectres sont de 3×0.1 s pour les lignes au centre et au bord de la colonne et de 3×0.5 s pour la ligne de visée à l'ombre du limiteur. Les intensités des spectres présentées sur la figure (5.14) ont été normalisées aux intensités acquises sur un temps d'intégration de 0.1 s.

La figure de gauche montre que les 4 raies étudiées précédemment suivent un comportement

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

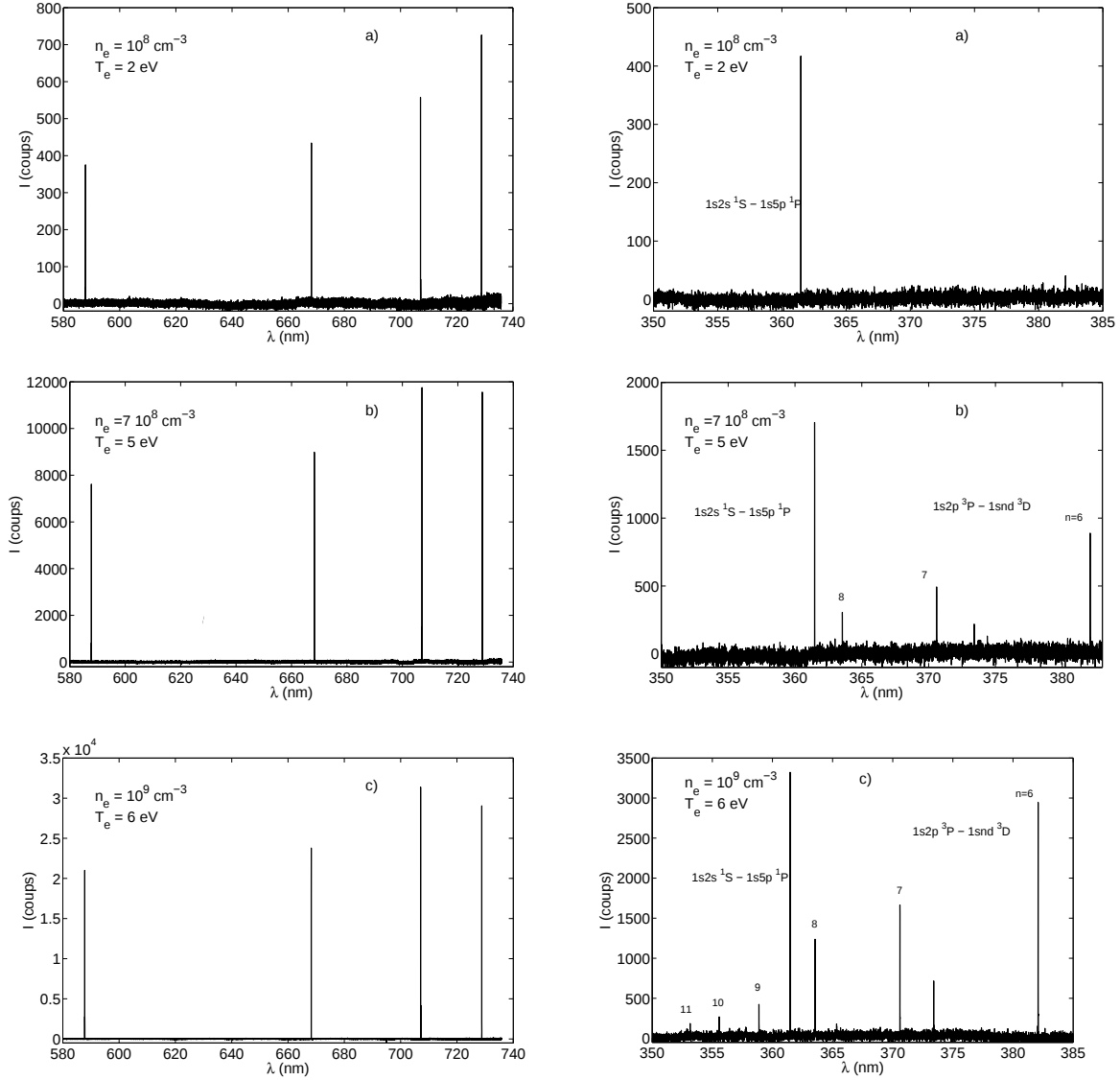


Figure 5.14 – Spectres expérimentaux calibrés selon 3 lignes de visée distinctes. a) : $r = 14$ cm. b) : $r = 3$ cm. c) : au centre.

identique selon les 3 lignes de visées. Les rapports d'intensités des raies I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} varient peu et sont estimés entre 0.6 et 0.8 :

Nous retrouvons typiquement les rapports d'intensités des raies obtenus lors de l'expérience précédente (figure(5.13)). Ceci semble montrer que les électrons primaires n'agissent pas directement sur ces rapports de raies, contrairement aux simulations, ou bien que d'autres processus ne sont pas intégrés dans ces calculs.

	I_{667}/I_{728}	I_{587}/I_{706}
$r = 0$ cm (centre)	0.8	0.7
$r = 3$ cm (limite de la colonne)	0.7	0.66
$r = 14$ cm (ombre du limiteur)	0.65	0.65

La figure de droite représente les spectres expérimentaux obtenus selon les 3 lignes de visées dans la gamme spectrale 350 - 385 nm. Des modifications notables sont observées sur ces spectres. Alors que la raie à 361 nm est présente pour les 3 lignes de visées, nous observons que les raies pour les transitions $1snd\ ^3D - 1s2p\ ^3P$ (série de Rydberg) sont sensibles aux conditions expérimentales. Au centre, où la température électronique est la plus élevée et où les électrons primaires sont présents, nous détectons les raies d'émission jusqu'au niveau atomique de nombre quantique $n = 11$. A la limite de la colonne les raies avec un nombre quantique égale à 8 sont visibles. A l'ombre du limiteur, où la température électronique est estimée à 2 eV, seule la raie à 361 nm est visible. Cette série de raies d'émission $1snd\ ^3D - 1s2p\ ^3P$ semble donc être corrélée à la température électronique du plasma et/ou à la présence d'électrons primaires.

A l'instar de la précédente expérience nous avons confronté ces résultats aux simulations numériques issues du code SOPHIA. Ces comparaisons sont exposées dans la sous-section suivante.

5.1.4.2.3 Comparaisons expériences - simulations

Nous avons calculé à l'aide du code SOPHIA les intensités des raies émissives des niveaux triplets $1snd\ ^3D - 1s2p\ ^3P$ ainsi que l'intensité de la raie singulet à 361 nm ($1s5p\ ^1P - 1s2s\ ^1S$) pour deux zones bien distinctes de MISTRAL : à l'ombre du limiteur sans électrons primaires avec une température des électrons secondaires $T_e = 2$ eV et au coeur du plasma avec 5 % d'électrons primaires à 65 eV et $T_e = 5$ eV. Les spectres théoriques sont exposés sur la figure (5.15).

Ces simulations montrent que les rapports d'intensités de raies entre les raies émissives $1snd\ ^3D - 1s2p\ ^3P$ et $1s5p\ ^1P - 1s2s\ ^1S$ sont modifiées par la présence des électrons primaires. Le niveau $1s5p\ ^1P$ (niveau émetteur de la raie à 361.3 nm) est sensible à la proportion des électrons

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

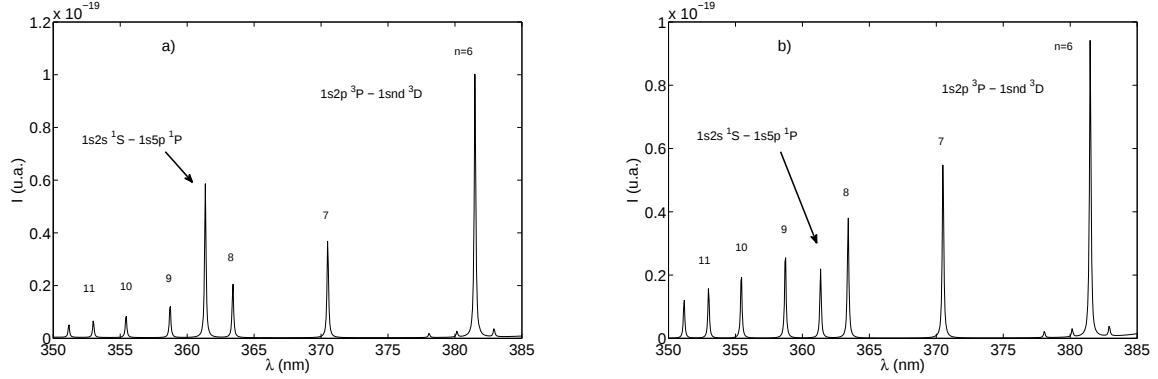


Figure 5.15 – Simulations numériques issues de SOPHIA. **a)** : $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 5 \text{ eV}$, 5% d'électrons primaires et $T_{ep} = 65 \text{ eV}$. **b)** : $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \text{ eV}$ et 0% d'électron primaire.

primaires montrant un comportement cohérent avec le spectre expérimental réalisé au centre de la colonne (figure (5.14)). Les sections efficaces de collision ont un comportement asymptotique différent aux hautes énergies entre les transitions $\Delta S = 0$ et $\Delta S = 1$. Par contre on observe que pour les conditions du plasma à l'ombre du limiteur, les spectres théoriques ne parviennent plus à ajuster le comportement général des raies d'émission issues des niveaux singulets et triplets avec une différence notoire sur la présence théorique des raies $1snd \ ^3D - 1s2p \ ^3P$ et leur absence sur les spectres expérimentaux.

5.1.4.2.4 Conclusions

Ces deux expériences ont montré que de fortes discordances sont apparues entre les résultats expérimentaux et théoriques. Les expériences ont montré que l'influence des électrons primaires sur les rapports d'intensités de raies sont négligeables alors que les simulations montrent une sensibilité sur les calculs des rapports I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} . La présence ou l'absence des électrons primaires sur les spectres dans la gamme spectrale (350 nm - 385 nm) ne parviennent pas à ajuster les spectres expérimentaux et particulièrement les intensités relatives des raies entre la transition $1s5p \ ^1P - 1s2s \ ^1S$ et l'ensemble des transitions $1snd \ ^3D - 1s2p \ ^3P$. Ces contradictions justifient l'idée que les électrons primaires ne suffisent pas à expliquer les résultats expérimentaux et qu'un phénomène physique n'est pas inclus dans les simulations pouvant in-

fluencer fortement la dynamique des populations et donc les spectres obtenus. C'est le sujet de la section suivante.

5.1.4.3 Absence de raies émissives des niveaux excités ioniques He^{+*}

5.1.4.3.1 Positionnement du problème

Les spectres obtenus sous diverses conditions expérimentales n'ont pas permis de détecter la présence de raies d'émission dues à la désexcitation d'un niveau excité de l'ion hélium. Les simulations montrent que ces raies d'émission sont observables dès que la température électronique est supérieure à 4 eV. La figure (5.16) représente des spectres théoriques et expérimentaux mettant en avant cette contradiction.

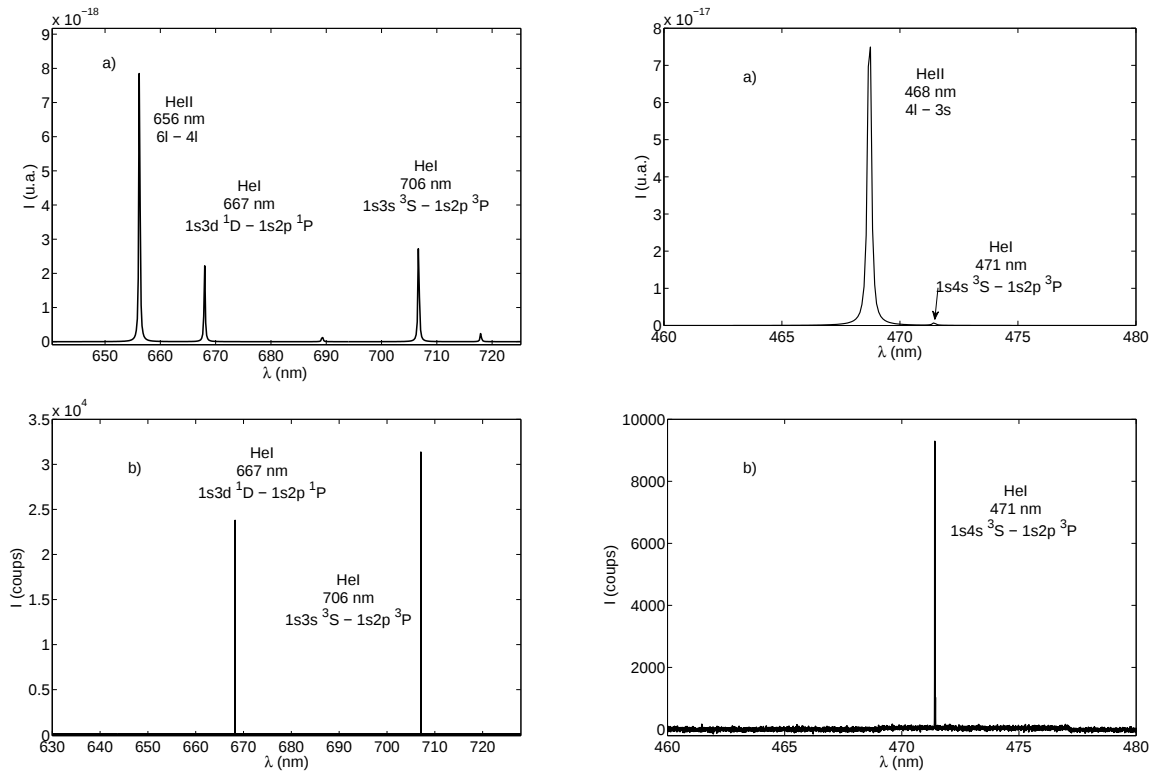


Figure 5.16 – a) : Simulation numérique avec $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 6 \text{ eV}$, 5% d'électrons primaires et $T_{ep} = 65 \text{ eV}$. **b) :** spectres expérimentaux (centre de la colonne) avec $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 6 \text{ eV}$ et présence d'électrons primaires.

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

Ces résultats théoriques s'expliquent par la comparaison des taux d'ionisations et de recombinaisons présentés sur la figure (5.2). Ces 2 processus fondamentaux sont à l'origine de l'équilibre des populations entre les états d'ionisation dans le cadre du modèle coronal. Dans ce cas le rapport de ces deux taux de réactions donnent la proportion relative des ions par rapport aux neutres. Pour une température électronique typique dans la colonne de plasma MISTRAL, ce rapport est estimé à 1000. Il y aurait donc 1000 fois plus d'ions que de neutres alors que ce rapport est plutôt de 10^{-3} si on considère les densités électroniques et la pression du gaz neutre dans l'enceinte.

Cette incohérence nous a poussé à trouver une cause physique à ce phénomène. Notre première idée était d'affirmer que l'injection continue du gaz neutre dans la machine était à l'origine d'une forte augmentation du peuplement des niveaux atomiques excités rendant ainsi les émissions radiatives issues de niveaux émetteurs des ions relativement faibles et donc non observables (sachant que dans le modèle coronal le peuplement s'effectue en grande partie par les collisions électroniques du niveau fondamental). Nous avons alors réalisé une expérience en comparant les spectres expérimentaux obtenus avec et sans injection de neutres. Ces spectres sont représentés en figure (5.17).

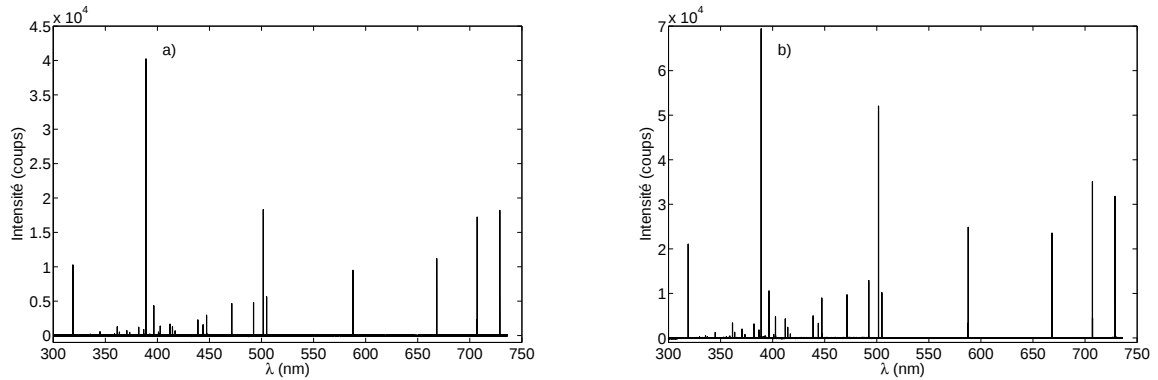


Figure 5.17 – Spectres expérimentaux, ligne de visée dans la colonne centrale a) : volet papillon fermé ($n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 7 \text{ eV}$). b) : volet papillon ouvert ($n_e = 7 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 6 \text{ eV}$).

En arrêtant le pompage dans l'enceinte ainsi que l'injection d'hélium afin de travailler à haute pression ($P = 10^{-2} \text{ mbar}$), l'intensité globale du spectre est 2 fois plus faible que l'intensité du spectre obtenu en conservant l'injection de neutres et le pompage. Par contre, les

rapports d'intensités des raies d'hélium sont similaires et on n'observe pas de raies ioniques. Cela montre que l'injection du gaz d'hélium dans l'enceinte influence peu le peuplement des niveaux atomiques. Cela ne résoud donc pas la différence entre les spectres théoriques et expérimentaux. La section suivante présente les études numériques réalisées afin d'observer l'influence de la diffusion des particules chargées sur les spectres.

5.1.4.3.2 Diffusion des particules chargées

Nos études préliminaires présentées au début de ce chapitre en partie (5.1.2) montrent que sans terme de pertes ioniques nous ne pouvons retrouver le rapport de densités de neutres HeI et d'ions HeII. Nous avons également observé dans la partie (5.1.3) que la prise en compte d'un terme de diffusion permet d'ajuster le profil de la densité électronique et la valeur absolue de la densité électronique. Pour cette raison, nous avons mis en place dans le code SOPHIA un module numérique qui rend compte de cette diffusion pour un système atomique complet. La dynamique radiale des populations dans une géométrie cylindrique soumise à une perte par diffusion peut être exprimée par :

$$\frac{\partial n_i(r, t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_F(T_e(r)) \frac{\partial n_i(r, t)}{\partial r} \right) = n_j(r, t) \sum_{j=1}^N W_{ji}(T_e(r)) - n_i(r, t) \sum_{k=1}^N W_{ik}(T_e(r)) \quad (5.1.9)$$

avec D_F le coefficient de diffusion en $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ appliqué uniquement au gradient de densité $D_T(T_e(r)) = 0$. La diffusion est un processus plus lent que les processus d'émission radiative que subissent les niveaux excités. Pour cette raison seuls les ions ou les atomes d'hélium dans l'état fondamental ainsi que les métastables peuvent se déplacer dans l'enceinte. Dans cette étude nous n'avons pas considéré la diffusion des métastables et le peuplement du niveau fondamental est considéré constant (terme source). Les profils de densités et de températures électroniques obtenus expérimentalement ont été utilisés pour réaliser les simulations. Les résultats représentés sur la figure (5.18), correspondent aux rapports de raies obtenus moyennés sur la zone la plus émissive du plasma : la colonne centrale (intégration des spectres entre $r = 0$ et 4 cm).

Il faut choisir un coefficient de diffusion $D_F(T_e(r)) > \frac{1}{20} D_{Bohm}(T_e(r))$ pour que l'intensité des raies d'émission issues de niveaux émetteurs des ions soient faibles ou non apparentes

5.1. CARACTÉRISATION DE LA DIFFUSION DES PARTICULES CHARGÉES PAR SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION

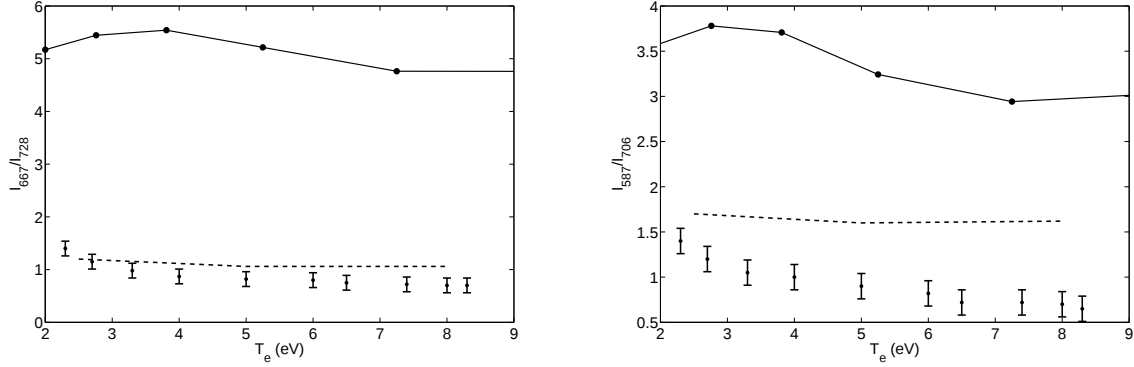


Figure 5.18 – Rapports d'intensités de raies I_{667}/I_{728} et I_{587}/I_{706} : expérimentaux ($\times$), théoriques avec $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 5% d'électrons primaires à 65 eV sans diffusion ($\bullet$) et avec diffusion (- -).

par rapport aux raies d'émission des niveaux des neutres excités. Au-delà de cette valeur, il n'y a aucun changement à cause d'un effet de saturation [16]. Il en résulte un abaissement du rapport théorique d'intensités de raies I_{587}/I_{706} théorique. Un bon ajustement est obtenu pour le rapports d'intensités de raies I_{667}/I_{728} (pour $T_e \geq 4 \text{ eV}$, les rapports expérimentaux et théoriques sont égaux à 1). L'implémentation de la diffusion des ions dans l'état fondamental conduit donc à un abaissement du peuplement par recombinaison des niveaux excités $1s3d \ ^3D$ (niveau émetteur de la raie à 587.6 nm) et $1s3d \ ^1D$ (niveau émetteur de la raie à 667.8 nm). Les résultats présentés sur la figure (5.19) montrent plus clairement l'influence de cette diffusion sur les spectres théoriques et la comparaison avec les spectres expérimentaux.

Nous observons que la diffusion des particules chargées influence les rapports des raies d'émissions entre l'ensemble des transtions $1snd \ ^3D - 1s2p \ ^3P$ (série de Rydberg) et $1s5p \ ^1P - 1s2s \ ^1S$. L'augmentation du rapport entre la raie singulet et les raies triplets est essentiellement due aux transitions par collisions triplets vers singulets qui croissent en présence de diffusion [19]. Cette diffusion réduit les effets de thermalisations (peuplement par collision des niveaux singulets vers les niveaux triplets). Le spectre théorique présenté sur la figure de droite de la figure (5.19) illustre cet effet. La forte atténuation des autres raies permet de retrouver le comportement général des spectres expérimentaux lorsque la ligne de visée est à l'ombre du limiteur ou à la frontière de la colonne. Les calculs utilisant l'approximation τ confirment l'influence de la diffusion sur ces rapports de raies [16] mais ce modèle 0 dimension ne permet pas

CHAPITRE 5. SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION DANS MISTRAL : ÉTUDES SPATIALES ET TEMPORELLES

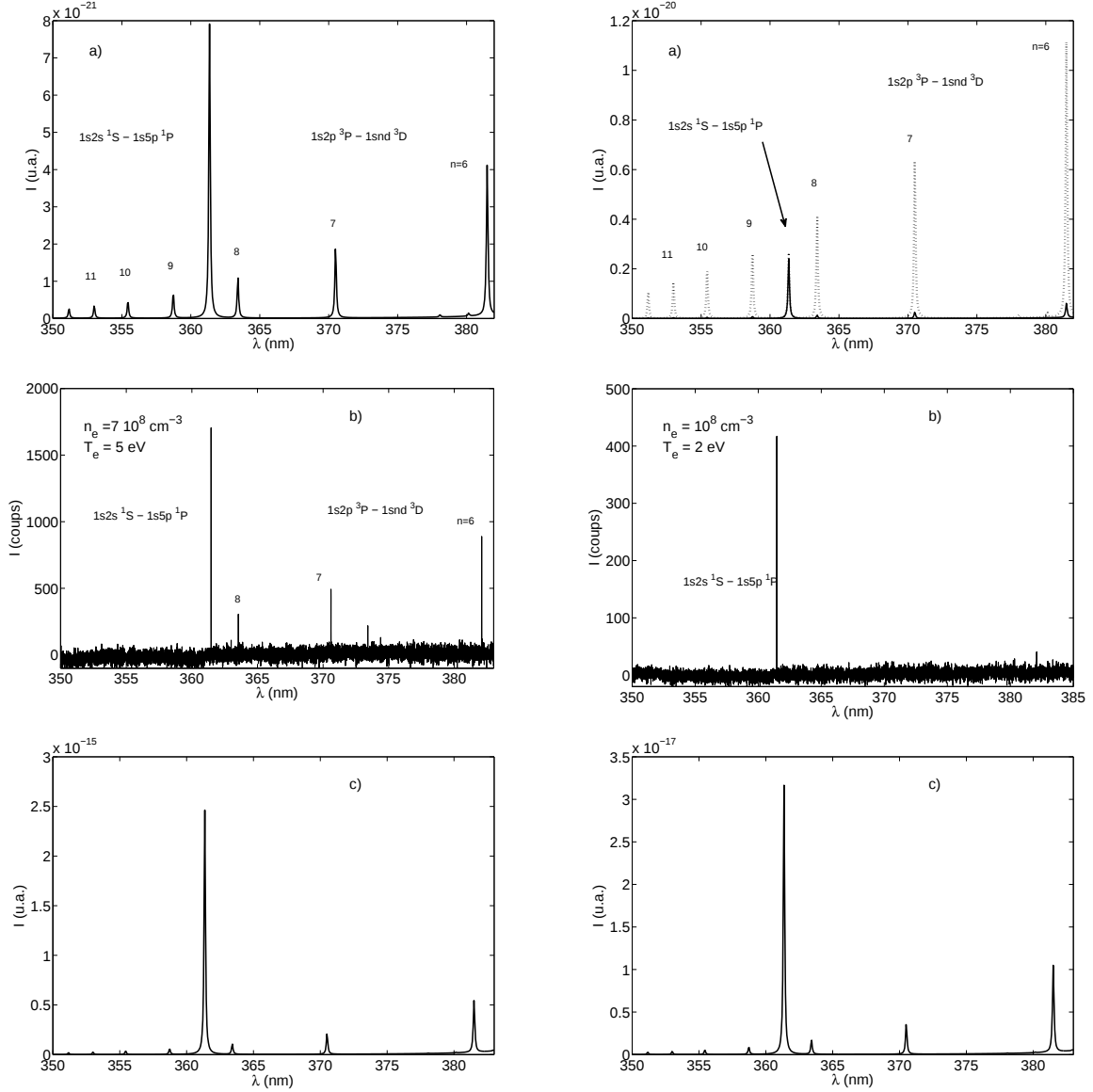


Figure 5.19 – a) : Spectres numériques issues de SOPHIA avec profils de densités et températures électroniques expérimentaux et avec $D_F(T_e(r)) = \frac{1}{20} D_{Bohm}(T_e(r))$. A gauche : spectre en $r = 3\text{ cm}$ (présence d'électrons primaires). A droite : spectre en $r = 12\text{ cm}$ (à l'ombre du limiteur) avec diffusion (—) et sans diffusion (···). **b) :** Spectres expérimentaux. A gauche : spectre en $r = 3\text{ cm}$ (présence d'électrons primaires). A droite : spectre en $r = 12\text{ cm}$ (à l'ombre du limiteur). **c) :** Spectres théoriques approximation $\tau = 0.01\text{ s}$. A gauche : spectre en $r = 3\text{ cm}$ (présence d'électrons primaires). A droite : spectre en $r = 12\text{ cm}$ (à l'ombre du limiteur).

d'obtenir des résultats aussi satisfaisants qu'en considérant les distributions radiales de n_e et de

T_e . Les travaux réalisés sur la machine L.A.P.D. [51] confirment que dans cette configuration, le confinement des particules chargées n'est pas optimal. Ces études montrent la nécessité de prendre en compte un terme de diffusion ($D_F(T_e(r)) = D_{Bohm}(T_e(r))$, identique à MISTRAL) pour ajuster la dynamique de ces particules et les profils radiaux.

5.1.5 Conclusions 1/2

La forte inhomogénéité des plasmas dans la machine MISTRAL fait qu'il est nécessaire de tenir compte des phénomènes de diffusion. Le développement d'un module dépendant du temps et de l'espace dans le code SOPHIA a permis d'ajuster les profils radiaux de densités électroniques à partir des mesures expérimentales en considérant une diffusion de type "Bohm". Ce type de diffusion indique que le confinement du plasma dans une telle machine n'est pas optimal. Les expériences ont montré que la prise en compte des électrons primaires dans le code SOPHIA ne suffit pas à retrouver les rapports d'intensités de raies observés expérimentalement. Il est nécessaire de considérer les phénomènes de diffusion des ions pour s'approcher des rapports d'intensités des raies des spectres expérimentaux. Le modèle de diffusion développé décrit plus précisément ce phénomène que l'approximation τ . La mise au point d'un module numérique complet pour la diffusion des ions dans l'état fondamental a aussi permis de comprendre pourquoi les raies d'émission ioniques à 656 nm et 468.5 nm ne sont pas observées par notre dispositifs de spectroscopie.

L'énergie cinétique moyenne que les électrons primaires acquièrent dans la chambre source modifient clairement la dynamique du plasma. Nous avons approximé leur fonction de distribution en énergie par une fonction maxwellienne isotrope. Un des axes de recherche futur consistera à implémenter des fonctions de distribution anisotropes dans le code SOPHIA. Cela impliquera de recalculer les taux de réactions à partir des sections efficaces différentielles et à étudier l'effet sur les populations atomiques et ioniques.

Les surfaces internes de la machine MISTRAL ne sont pas négligeables par rapport au volume de plasma produit. Le recyclage de l'hélium sur parois pourrait donc être un élément supplémentaire à étudier pour comprendre la dynamique des populations et surtout le transport des métastables, sources possibles de peuplement des niveaux par collisions électroniques.

5.2 Influence d'une perturbation des paramètres plasma sur le peuplement atomique

5.2.1 Régimes de fonctionnement des plasmas dans MISTRAL

Les résultats expérimentaux présentés dans les parties précédentes ont permis d'étudier des plasmas dans des régimes stationnaires sans se préoccuper d'éventuelles fluctuations temporelles des paramètres plasmas. Cela a permis de concentrer le travail sur les aspects diffusifs du plasma et sur l'implémentation des électrons primaires. Les spectres obtenus caractérisent non seulement la zone émissive du plasma sur un intervalle de temps fixé mais intègrent également ce signal sur un volume correspondant à la ligne de visée. Nous nous intéressons désormais à la dynamique temporelle d'un plasma, aux régimes de fonctionnement possibles de la machine MISTRAL et à l'influence d'une perturbation des paramètres plasma sur la dynamique d'un système atomique.

Des travaux antérieurs ont montré que la présence d'un cylindre polarisable autour de la colonne plasma facilite le contrôle des régimes de fonctionnement caractérisés par des modes turbulents ou des modes réguliers en rotation autour de la colonne plasma [55, 35, 33, 59]. Nous avons utilisé cette configuration expérimentale par la suite.

5.2.1.1 Dispositif expérimental

Le cylindre d'un diamètre de 20 cm est constitué de 2 demi-cylindres isolés ou éventuellement reliés entre eux par un fil métallique conducteur. Il est isolé de la colonne linéaire par des pattes en téflon. Les courants collectés par ce cylindre sont obtenus en mesurant la tension aux bornes d'une résistance de faible valeur placée entre le cylindre et la masse. Cette configuration [36] est représentée sur la figure (5.20).

La polarisation de ce cylindre autour de la colonne de plasma permet de créer des champs électriques radiaux plus intenses puisque la distance entre la colonne de plasma et les parois du cylindre est plus faible et permet ainsi de modifier la dynamique du plasma. La détermination des paramètres plasmas tels que la densité et la température électronique est à la base de

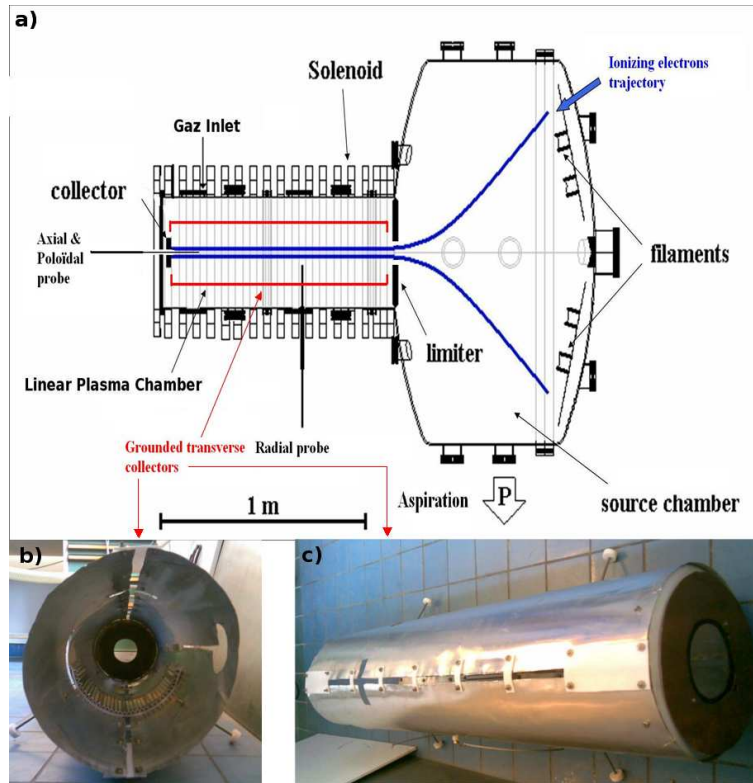


Figure 5.20 – a) : Configuration de la machine MISTRAL avec les 2 demi-cylindres. **b) et c)** : Demi-cylindres.

nos études spectroscopiques réalisées sur MISTRAL. Pour cela, nous avons utilisé une sonde de Langmuir polarisée au potentiel plasma afin d'observer les fluctuations temporelles de la densité électronique (voir figure (3.9) dans le **chapitre III**). Les fluctuations temporelles de l'intensité lumineuse sont obtenues à l'aide d'un photomultiplicateur dont le principe est également exposé dans le **chapitre III**.

5.2.1.2 Plasmas en rotation : modes réguliers

Les résultats présentés sur les figures (5.21) et (5.22) sont issus d'expériences réalisées avec de l'argon [36].

Alors que le cylindre est polarisé à la masse pour attirer les électrons issus de l'ionisation, le collecteur est polarisé au flottant limitant ainsi une évacuation axiale de ces électrons. Le courant total collecté par les demi-cylindres est constant. Toutefois une alternance du maximum de courant sur les demi-cylindres est observée, comme le montre la figure (5.21). Cette alternance

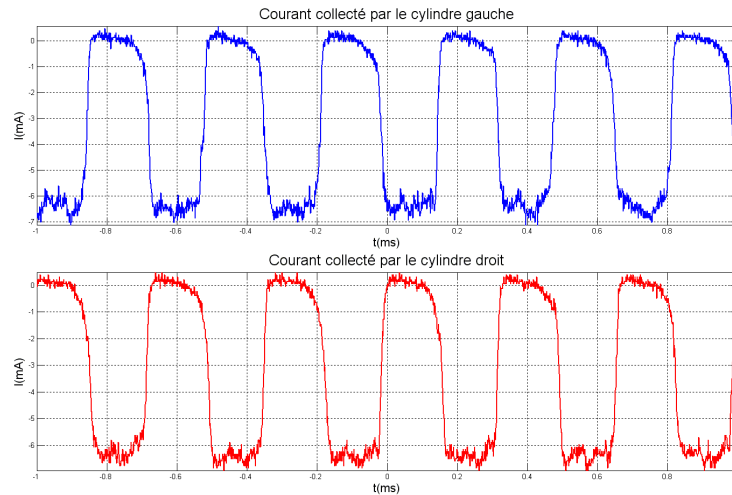


Figure 5.21 – Courant collecté par chacun des demi-cylindres pour un collecteur au flottant.

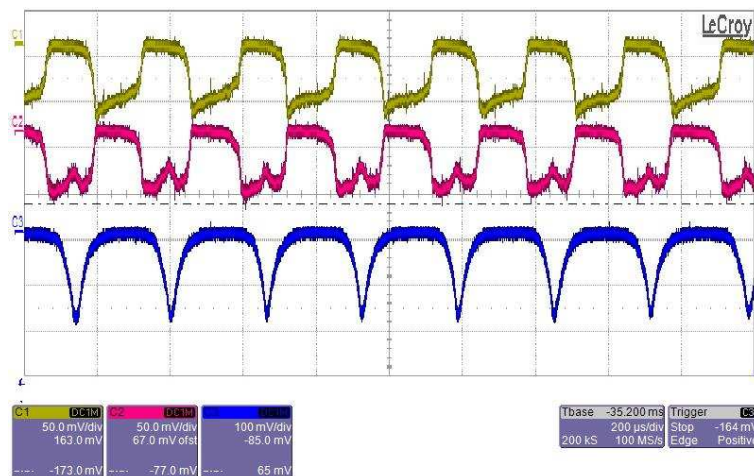


Figure 5.22 – Courant collecté par chacun des demi-cylindres pour un collecteur au flottant (demi-cylindre gauche en haut, demi-cylindre droit au milieu) et courant de saturation électronique collecté par la sonde de Langmuir en bas (placée du côté du demi-cylindre droit).

correspond également à une surdensité électronique observée par la sonde de Langmuir, polarisée au potentiel plasma et placée à l'ombre du limiteur (figure (5.22)). Il s'agit d'une extension radiale du plasma issue de la colonne et s'étendant jusqu'au cylindre, permettant l'évacuation de l'excès de charge. Cette extension du plasma est en rotation à cause des forces qui s'y exercent [55, 35, 33].

Des expériences ont été réalisées avec l'hélium montrant qu'il est possible d'obtenir un

5.2. INFLUENCE D'UNE PERTURBATION DES PARAMÈTRES PLASMA SUR LE PEUPLEMENT ATOMIQUE

plasma en rotation autour de la colonne centrale sans la présence du cylindre comme le montre le courant de saturation électronique collecté par une sonde de Langmuir au bord de la colonne plasma (figure (5.23)), le collecteur doit être polarisé au flottant pour les raisons précédemment évoquées.

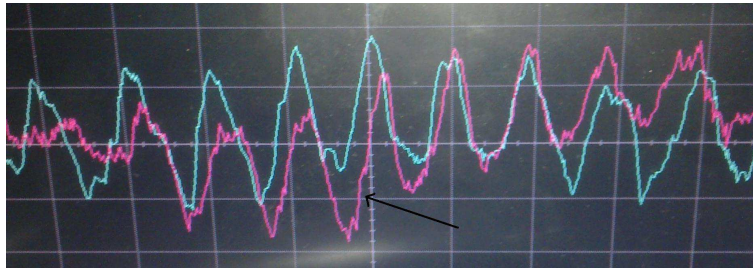


Figure 5.23 – Signal reçu par le photomultiplicateur muni d'un filtre interférentiel à 665 nm (pointé par la flèche) et courant collecté par la sonde de Langmuir placée à l'extrémité de la colonne plasma.

La symétrie axiale du système en rotation autour de la colonne plasma a permis d'observer simultanément le passage de la surdensité électronique avec l'intensité lumineuse reçue par le photomultiplicateur dont la ligne de visée est parallèle à l'axe de la machine et à l'ombre du limiteur. Ce dispositif optique a été muni d'un filtre interférentiel à $665 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$ afin d'observer la transition $1s3d \ ^1D - 1s2p \ ^1P$ (raie à 667.8 nm). Ce signal est tracé sur la figure (5.23). Toutefois la corrélation directe n'est pas si évidente puisqu'il n'a pas été possible de caractériser les fluctuations de la température électronique dans MISTRAL (mise en place d'une triple sondes prévue à cet effet [58]). Ce travail en cours permettrait, grâce à cette configuration particulière, de corréler les fluctuations de T_e et de n_e avec l'intensité lumineuse émise par le plasma. Les fluctuations de T_e ont été corrélées avec les variations de l'intensité lumineuse sur le tokamak NAGDIS-II [4].

5.2.1.3 Plasmas turbulents

Les phénomènes de turbulence sont fréquents dans les plasmas et jouent un rôle pouvant mener à une perte du confinement dans les tokamaks. Des modèles statistiques sont développés [57] afin de caractériser les effets de ces phénomènes sur l'émission radiative. En amont des tokamaks, des études sont menées sur des machines de laboratoires comme MISTRAL. Les

résultats présentés sur la figure (5.24) ont été obtenus dans des décharges d'hélium calmes et turbulents dans MISTRAL. Lorsque le collecteur est polarisé à la masse, il permet l'évacuation des charges assurant ainsi un plasma calme. Pour obtenir un régime turbulent, le collecteur doit être polarisé au potentiel flottant pour qu'une partie des électrons soient réfléchis dans la colonne plasma. Les fluctuations de courant collecté par la sonde polarisée au-delà du potentiel plasma et placée au bord de la colonne traduisent les variations de n_e . Le temps caractéristique de cette fluctuation peut être estimé à $50 \mu\text{s}$.

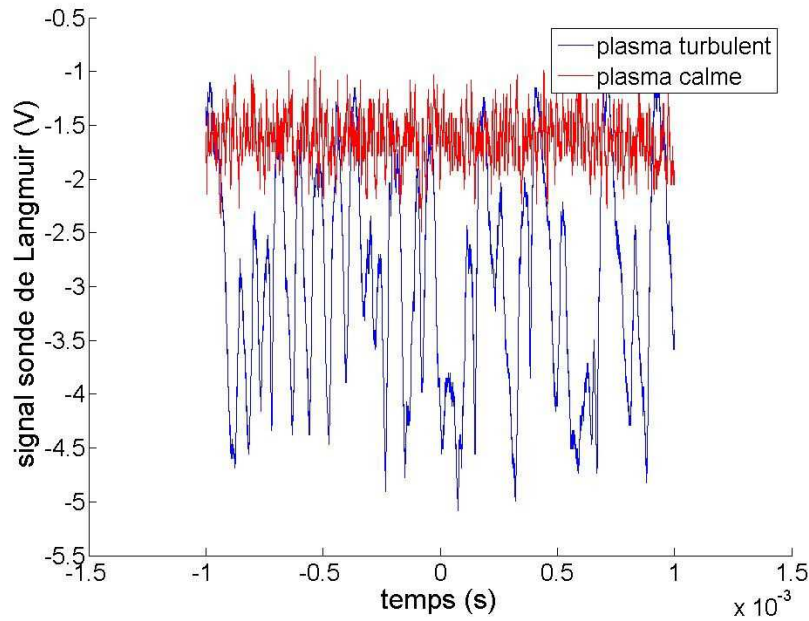


Figure 5.24 – Courant collecté par la sonde de Langmuir placée au bord de la colonne plasma et polarisée au-delà du potentiel plasma.

Le signal donné par un photomultiplicateur intègre la lumière le long de la ligne de visée. Quand le plasma est turbulent, il n'est pas possible d'étudier la corrélation avec le signal local d'une sonde placée en un point de la ligne de visée. Afin d'obtenir une résolution spatiale, nous envisageons d'utiliser une technique de F.I.L. sans moyennage des données. Il serait alors possible d'analyser les corrélations entre les paramètres du plasma et son rayonnement.

5.2.2 Réaction d'un système atomique suite à une perturbation du plasma

Un des objectifs de la spectroscopie des plasmas est de déterminer directement les fluctuations des paramètres plasmas par l'étude de l'intensité lumineuse. Cela permet, en s'affranchissant de diagnostics intrusifs, de caractériser des phénomènes turbulents comme représentés précédemment sur la figure (5.24).

Pour étudier ce genre d'effets, le modèle "adaptatif" (2.1.2.2.3) développé est indispensable afin de comprendre plus précisément l'influence d'une modification d'un paramètre plasma sur le peuplement atomique. Il est alors possible d'obtenir des informations sur l'amplitude de la perturbation en observant la densité du niveau excité (niveau émetteur de la raie atomique étudiée).

5.2.2.1 Perturbation des niveaux $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ avec une fluctuation de n_e

Nous nous sommes intéressés dans cette partie à la caractérisation d'une perturbation de la densité électronique sur les niveau atomique $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ (niveau émetteur de la raie à 667.8 nm) en fonction de son amplitude et de la densité électronique. Comme le montre la figure (5.25), nous avons considéré une surdensité sur un temps caractéristique de quelques μs échantillonnée pour le calcul numérique. Des variations de la densité électronique de 23 % et 36 % ont été prises en compte.

Les résultats présentés sur la seconde figure montrent que lorsque $n_e \leq 10^{10}\ cm^{-3}$, la variation de la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ correspond exactement à la variation de la densité électronique. En effet, le modèle coronal s'applique pour cette gamme de densités électroniques, les hypothèses avancées et décrites dans le **chapitre I**, mènent à une relation de proportionnalité entre la variation de n_e et les variations des niveaux atomiques excités (diagnostics futurs sur MISTRAL). Au delà de cette densité seuil la collisionnalité entre niveaux excités n'est plus négligeable rendant alors cette étude beaucoup plus compliquée.

Ces simulations montrent très clairement la possibilité de relier directement une perturbation de la densité électronique à la variation de l'intensité lumineuse. Cette variation de n_e , facilement

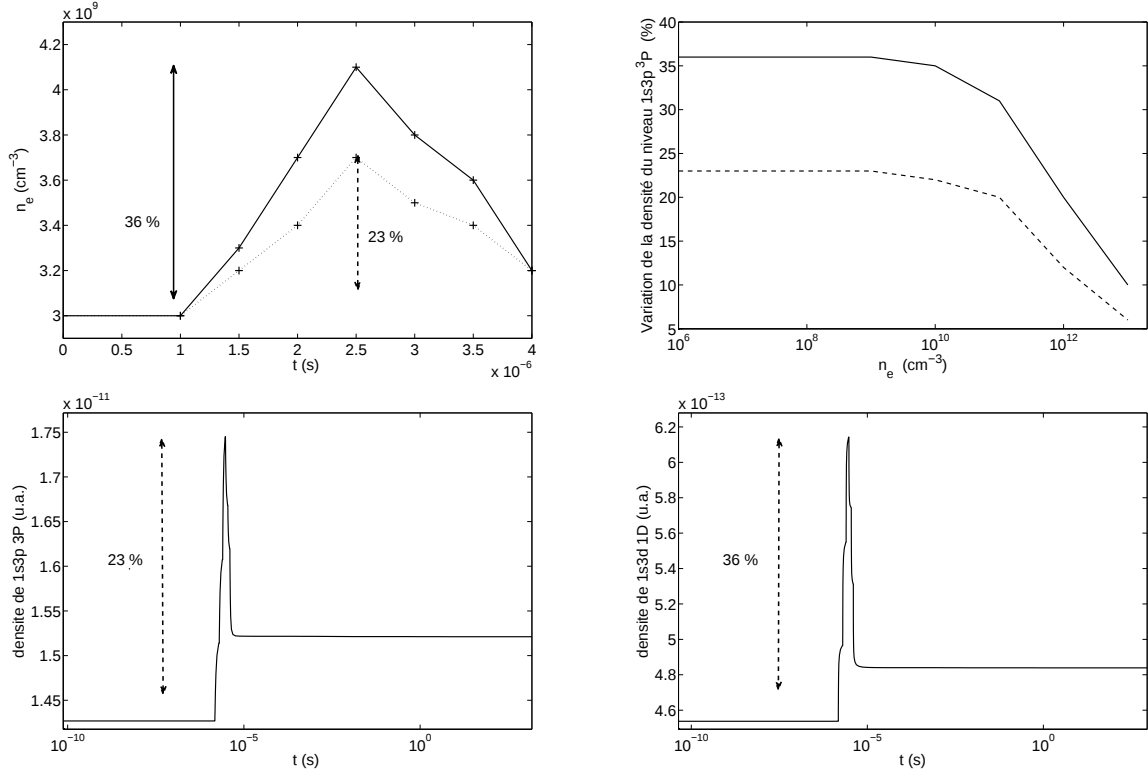


Figure 5.25 – Simulations numériques issues du code SOPHIA montrant l'influence d'une surdensité électronique (une seule oscillation) sur le peuplement d'un niveau atomique en fonction de son amplitude. **En haut à gauche** : la fluctuation de la densité électronique considérée, dans ce cas $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. **En haut à droite** : la variation de la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ pour une amplitude de la perturbation de 23 % (---) et de 36 % (—). **En bas à gauche** : évolution de la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ avec une fluctuation de 23 % de la densité électronique. **En bas à droite** : évolution de la densité du niveau $1s3d\ ^1D$ avec une fluctuation de 36 % de la densité électronique.

observable avec un sonde de Langmuir, n'est pas le seul paramètre à pouvoir fluctuer dans un plasma de MISTRAL ou tout autre dispositif. La température électronique est également un paramètre primordial pour la compréhension de la dynamique atomique. Nous nous sommes intéressés à ce cas d'un point de vue numérique dans la partie suivante.

5.2.2.2 Perturbation des niveaux $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ avec une fluctuation de T_e et n_e

Expérimentalement, il est très compliqué de mesurer les fluctuations de la température électronique. L'utilisation d'une triple sonde pourrait être utilisée à cet effet dans MISTRAL [58]. A l'instar des calculs réalisés avec une fluctuation de n_e , nous avons utilisés deux profils de températures électroniques présentés sur la figure (5.26). Le temps caractéristique de ces perturbations est également de l'ordre de quelques μs .

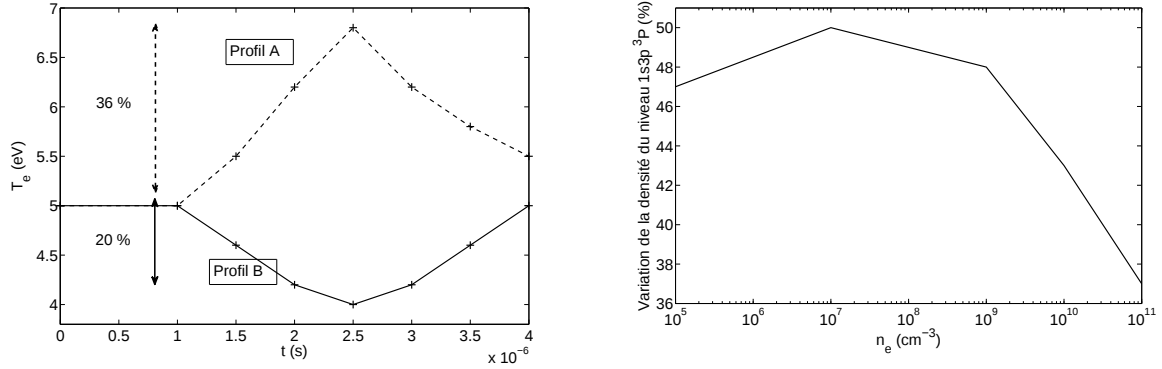


Figure 5.26 – Simulations numériques issues du code SOPHIA montrant l'influence d'une variation de la température électronique sur le peuplement d'un niveau atomique. **A gauche** : les fluctuations de la température électronique autour de $T_e = 5$ eV. **A droite** : la variation de la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ pour une amplitude de la perturbation de 36 % (profil A).

La figure de droite correspond à la variation de la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ en fonction de la densité électronique pour une perturbation de la température identique au **profil A** en conservant une densité constante de $n_e = 3 \cdot 10^9\ cm^{-3}$. Le peuplement du niveau $1s3p\ ^3P$ est fortement sensible à cette perturbation menant à une variation de 50 % de la densité de ce niveau pour $n_e \approx 10^8\ cm^{-3}$. Cette forte amplitude traduit directement la non linéarité des taux de réactions de la matrice de peuplement W_{ij} en fonction de T_e . En effet les éléments de cette matrice sont de la forme $n_e \langle \sigma v \rangle_{ij}(T_e)$: linéaire selon n_e (sauf pour la recombinaison à trois corps), et non linéaire selon T_e . Ceci explique la différence de comportement d'un niveau excité soumis à une perturbation de n_e et de T_e . Lorsque les deux paramètres varient en même temps, il est alors très difficile de déterminer précisément la dynamique de ce niveau dans ce cas.

Les simulations exposées sur la figure (5.27) représentent l'évolution du niveau $1s3p\ ^3P$ en fonction de perturbations simultanées de T_e , n_e .

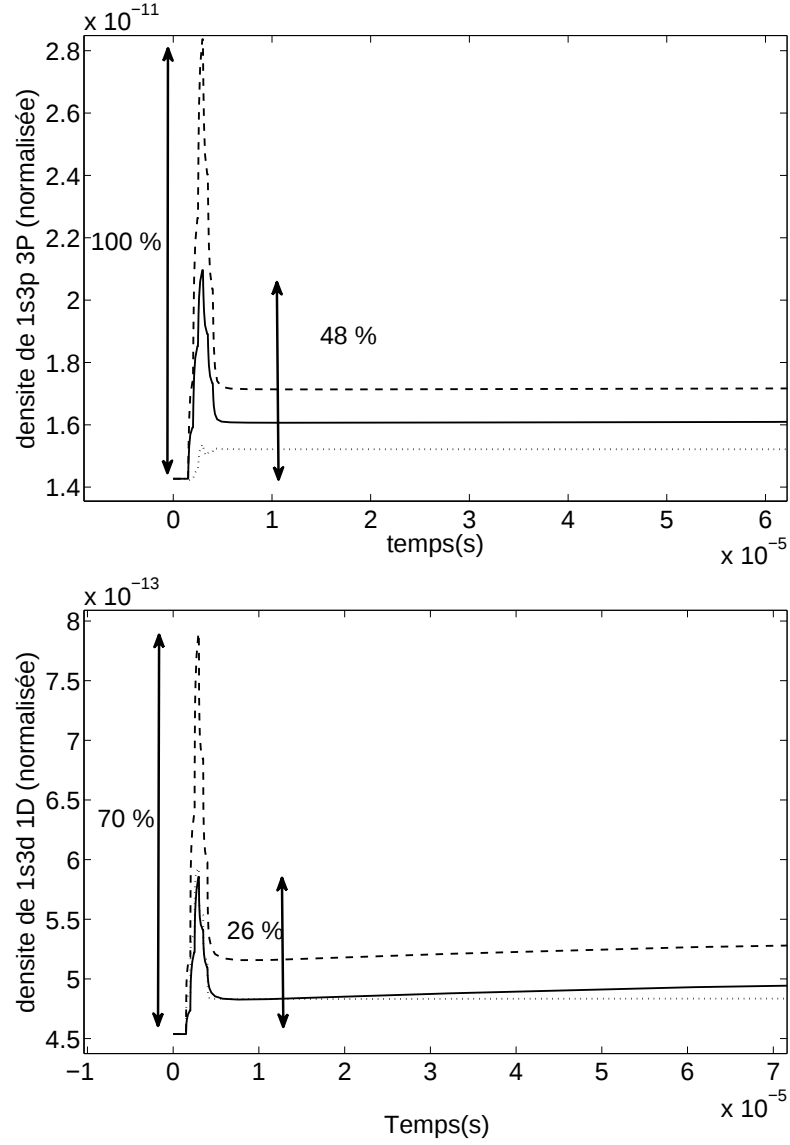


Figure 5.27 – Simulations numériques avec le code SOPHIA montrant l'évolution de la densité des niveaux excités $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ avec $n_e = 3 \cdot 10^9\ cm^{-3}$. Fluctuation de 36 % de la température électronique (profil A) (—), fluctuation de 36 % de la température électronique et de 36 % de la densité électronique (- -), fluctuation de -20 % de la température électronique (profil B) et de 36 % de la densité électronique($\cdots$).

La courbe en trait plein montre une fluctuation de 48 % de la densité du niveau excité $1s3p\ ^3P$ pour $n_e = 3 \cdot 10^9\ cm^{-3}$ lorsque T_e fluctue de 36 % (profil A). La courbe avec des tirets

représente la densité du niveau lorsque le plasma subit une fluctuation simultanée de 36 % de la température électronique (profil A) et de la densité électronique. Dans ce cas la densité du niveau $1s3p\ ^3P$ est fortement modifiée allant même jusqu'à doubler. Un abaissement de la température électronique de 20 % (profil B) couplé à une augmentation de 36 % de la densité électronique (temps caractéristiques de perturbation similaires) mènent à une disparition de la surdensité du niveau $1s3p\ ^3P$ comme le montre la courbe en pointillés, ce qui n'est pas le cas pour l'évolution de la densité du niveau $1s3d\ ^1D$ qui réagit de la même façon en absence de perturbation T_e et avec la perturbation de cette même température suivant le profil B (abaissement de T_e). Cette comparaison, confirme la complexité d'une étude détaillée prenant en compte la non linéarité du système atomique en fonction de T_e . Cet exemple, montre la possibilité de caractériser une fluctuation (amplitude et temps caractéristique) grâce à la comparaison des densités des niveaux calculés par SOPHIA soumis à des fluctuations de la température électronique, de la densité électronique ou des deux simultanément.

5.2.2.3 Réponse d'un système atomique à une perturbation sinusoïdale des paramètres plasmas

Nous avons observé dans MISTRAL que les fluctuations des densités électroniques peuvent être périodiques en contrôlant la configuration expérimentale. Les phénomènes de relaxations périodiques dans les tokamaks comme notamment les perturbations en "dent de scie" [60] mettent en avant les instabilités au coeur des machines qu'il faut maîtriser pour éviter des pertes de confinement ou des dommages matériels. Les recherches montrent que les fluctuations de températures modifient significativement les états d'équilibre et les puissances radiatives des raies d'émission [56, 57, 60]. Pour cette raison le terme de dérivée temporelle a été mis en place dans le code SOPHIA pour étudier les réponses d'un système atomique à une fluctuation des paramètres du plasma. Une perturbation sinusoïdale est de la forme :

$$X(t) = \langle X \rangle + A_X \sin\left(\frac{2\pi}{T_{turb}}t\right) \quad (5.2.1)$$

où $X(t)$ est la valeur fluctuante, $\langle X \rangle$ est la valeur moyenne, A_X est l'amplitude de l'oscillation et T_{turb} correspond à la période de l'oscillation.

Dans notre cas, nous considérons une densité électronique plus forte que précédemment $n_e = 1.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ se rapprochant des valeurs obtenues au bord des tokamaks mais également pour observer si la collisionnalité modifie la réponse du système. La température électronique considérée est de 5 eV et la période de la perturbation typique est de $10 \mu\text{s}$. Les figures (5.28) et (5.29) montrent les résultats obtenus pour les niveaux $1s3d \ ^1D$ (raie d'émission à 667.8 nm) et $1s3s \ ^3S$ (raie d'émission à 706.5 nm) en fonction d'une perturbation de la température et de la densité électronique.

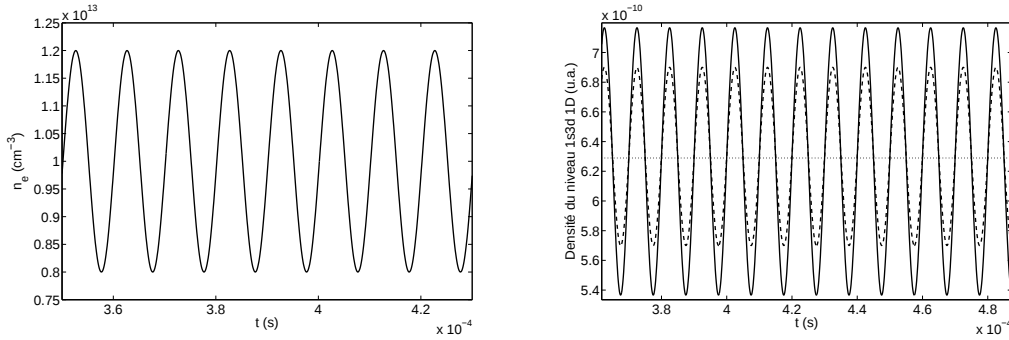


Figure 5.28 – Simulations numériques issues du code SOPHIA pour $n_e = 1.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $T_e = 5 \text{ eV}$. **A gauche** : Fluctuation de n_e avec $A_{n_e} = 20\%$ et $T_{turb} = 10 \mu\text{s}$. **A droite** : Densité du niveau $1s3d \ ^1D$ perturbé (—), densité du niveau $1s3d \ ^1D$ non perturbé ($\cdots$) et fluctuation de n_e normalisée (- -).

Les résultats tracés sur ces figures montrent que les évolutions des deux niveaux excités $1s3s \ ^3S$ et $1s3d \ ^1D$ suivent exactement la dynamique des paramètres plasmas fluctuants. Les densités des niveaux oscillent sinusoidalement sans aucun déphasage autour des valeurs calculées pour un système sans perturbation à la même fréquence d'oscillation. Il n'y a pas d'effet de relaxation, seuls les taux radiatifs assurent la redistribution de ces niveaux. En revanche l'évolution du niveau HeII $3d$ n'est pas sinusoidale, en effet la fluctuation de T_e influence les processus d'ionisation et de recombinaison (le taux d'ionisation est plus faible lorsque T_e est plus faible). L'évolution de ce niveau est donc due aux taux radiatifs mais également aux transitions entre les différents états d'ionisation [60]. Ces résultats confirment ceux obtenus précédemment montrant que le peuplement de ces niveaux excités pour les neutres se réorganise instantanément suite à une perturbation.

5.2. INFLUENCE D'UNE PERTURBATION DES PARAMÈTRES PLASMA SUR LE PEUPLEMENT ATOMIQUE

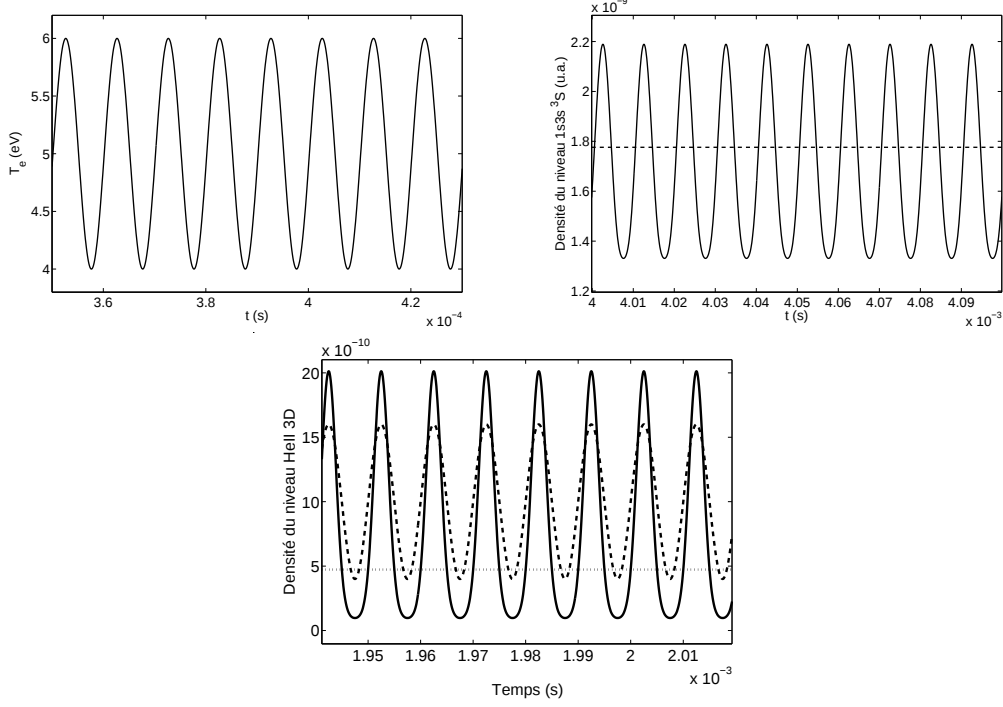


Figure 5.29 – Simulations numériques issues du code SOPHIA pour $n_e = 1.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $T_e = 5 \text{ eV}$. **En haut à gauche** : Fluctuation de T_e avec $A_{T_e} = 20\%$ et $T_{turb} = 10\mu\text{s}$. **En haut à droite** : Densité du niveau $1s3s \text{ } ^3\text{S}$ perturbé (—), densité du niveau $1s3s \text{ } ^3\text{S}$ non perturbé (- -). **En bas** : Densité du niveau Hell $3d$ perturbé (—), Densité du niveau Hell $3d$ non perturbé ($\cdot\cdot\cdot$) et fluctuation de T_e normalisée (- -).

5.2.3 Conclusions 2/2

Les multiples configurations expérimentales dans MISTRAL permettent de contrôler le plasma et son régime de fonctionnement en polarisant le cylindre, l'anode et la tension du collecteur. Les expériences réalisées sur MISTRAL avec un photomultiplicateur ont montré qu'il est très difficile de relier les fluctuations de paramètres du plasma avec les variations de l'intensité lumineuse lorsque le plasma est turbulent. Cela montre le désavantage de ce diagnostic passif car le dispositif optique reçoit l'émission radiative intégrée sur une ligne de visée, moyennant ainsi le signal reçu. En revanche, lorsque le plasma est dans un mode "régulier" correspondant à une surdensité électronique en rotation autour de la colonne centrale, nous observons une modulation de l'intensité lumineuse à la fréquence de rotation du plasma sans pouvoir déterminer jusqu'à présent les fluctuations de la température électronique.

Les niveaux excités des neutres d'un système atomique subissant une perturbation de la

densité ou de la température électronique réagissent instantanément (émissions radiatives). Une perturbation sinusoïdale des paramètres plasmas mène à une perturbation également sinusoïdale de même fréquence d'oscillation des niveaux émetteurs permettant ainsi de caractériser la nature de la fluctuation. Les évolutions théoriques des niveaux excités $1s3p\ ^3P$ (niveau émetteur de la raie à 388.8 nm) et $1s3d\ ^1D$ (niveau émetteur de la raie à 667.8 nm) ont montré que l'amplitude des fluctuations des densités peuvent définir l'amplitude de la perturbation. La linéarité du système d'équations avec la densité électronique, sous condition que le modèle coronal soit applicable, mène au résultat que les densités des niveaux atomiques sont perturbés exactement de la même manière (amplitude et profil) que la densité électronique. En revanche une perturbation du système par une fluctuation de la température électronique rend complexe l'analyse détaillée du peuplement mais permet d'observer une dynamique des populations caractéristique de la non linéarité du système. Les résultats numériques obtenus sur l'évolution des niveaux excités $1s3p\ ^3P$ et $1s3d\ ^1D$ montrent notamment que le niveau $1s3p\ ^3P$ est plus sensible aux fluctuations de la température électronique que $1s3d\ ^1D$ (respectivement variation de 48 % et 26 % suite à une perturbation de T_e de 36 %).

Nous avons également mis en évidence que la superposition d'une perturbation de n_e et T_e peut rendre, dans notre cas, le densité du niveau $1s3p\ ^3P$ inchangée tandis que la densité du niveau $1s3d\ ^1D$ varie de 26 %. L'analyse des systèmes atomiques peut donc permettre de caractériser les fluctuations des paramètres plasmas à condition de bien choisir la transition étudiée.

La mise en place d'un diagnostic expérimental robuste et précis dans MISTRAL basé sur la F.I.L. permettrait de développer les études pour caractériser les fluctuations turbulentes de l'intensité d'une raie résolue en temps et en espace. Les fluctuations du signal d'une sonde polarisée au-delà du potentiel plasma correspondent aux variations de la densité électronique. L'appui du code SOPHIA pourrait alors mener à la détermination des fluctuations de la température électronique dans la machine MISTRAL.

Conclusion générale

Ce travail de thèse illustre l'intérêt de la spectroscopie d'émission pour la caractérisation de phénomènes hors équilibre pouvant se produire dans un plasma d'hélium. Les résultats expérimentaux furent obtenus sur deux plasmas de laboratoires fondamentalement différents mais surtout complémentaires pour étudier en détail la dynamique des populations soumis à des conditions particulières : les tubes à décharges au L.U.L.I. ainsi que la machine MISTRAL au laboratoire P.I.I.M.. Le développement du code de physique atomique SOPHIA (modèle collisionnel-radiatif) fut nécessaire pour la résolution des systèmes atomiques complexes étudiés lors de cette thèse. Ces efforts se sont portés sur la mise en équation complète de la cinétique des populations et par la mise en place de modules numériques pour représenter les termes de diffusion des particules chargées dans un champ magnétique et la dépendance temporelle afin d'observer la réponse d'un système atomique soumis à une perturbation des paramètres plasma.

Les premiers résultats furent obtenus sur les tubes à décharges. Ces expériences ont permis de créer des plasmas froids (de l'ordre de l'eV) et stables afin d'étudier particulièrement les processus collisionnels neutres-électrons aux basses énergies et de comparer trois approches théoriques pour les calculs des sections efficaces d'excitation de l'hélium par impact électronique : l'approximation distorted-wave, la méthode C.C.C. et la méthode K-matrix.

Les calculs des taux de collisions intégrés dans le système atomique complet développé dans le code SOPHIA ont permis d'ajuster les spectres expérimentaux et de déterminer les paramètres plasmas ($T_e \approx 1$ eV et $n_e \approx 10^{12}$ cm⁻³). Ces travaux ont également montré que la méthode C.C.C. mène aux meilleurs ajustements des données expérimentales, toutefois la matrice de normalisation implémentée dans la méthode K-matrix améliore significativement les calculs issus de la simple approximation de Born. Ces études préliminaires valident les systèmes

atomiques calculés par le code SOPHIA aux très faibles températures électroniques.

Les électrons primaires énergétiques (application d'une tension de décharge) et plus chauds (déterminée par la tension des filaments) que les électrons secondaires sont le moteur de la machine MISTRAL. La fonction de distribution décalée en énergie a été approximée par une fonction de distribution en énergie isotrope avec une température effective estimée à 65 eV permettant ainsi les calculs des taux de réactions dans les matrices de physique atomique présentes dans le code SOPHIA. Toutefois la valeur exacte de cette température effective n'est pas importante puisque la dépendance spectrale à cette température est faible lorsqu'elle est supérieure à 40 eV. Les études spectroscopiques réalisées sur les plasmas calmes de la machine MISTRAL ont montré que ces électrons primaires, bien localisés dans la colonne plasma, ne permettent pas d'expliquer totalement la dynamique du peuplement des niveaux atomiques ainsi que les spectres expérimentaux obtenus.

En revanche, les études spectroscopiques ont montré que les processus de diffusion des particules chargées ont un rôle fondamental dans la dynamique des populations. La diminution relative des intensités des raies pour l'ensemble des transitions de la série de Rydberg $1snd\ ^3D - 1s2p\ ^3P$ par rapport à $1s5p\ ^1P - 1s2s\ ^1S$ ainsi que l'absence des raies d'émission issues des niveaux ioniques excités représentent les signatures spectroscopiques de ce phénomène de diffusion. Ces résultats ont été confortés par des analyses des profils radiaux de la densité électronique ajustés par un modèle de diffusion où seul le gradient de la densité électronique est pris en compte. Cette diffusion a été caractérisée par le coefficient de Bohm confirmant que le confinement dans une machine linéaire n'est pas optimal.

Le développement d'un modèle "adaptatif" permettant de résoudre un système atomique soumis à n'importe quel type de fluctuation a permis de corréler directement l'influence d'une perturbation des paramètres plasma sur le peuplement atomique avec les fluctuations du rayonnement émis à la même fréquence d'oscillation. Les niveaux excités réagissent instantanément aux perturbations subit par le système en se réorganisant en quelques nanosecondes (temps typique des coefficients d'émission spontanée). De plus, lorsque le modèle coronal peut s'appliquer comme pour les plasmas de MISTRAL, les résultats théoriques ont montré que les densités des niveaux atomiques sont perturbés exactement de la même manière (amplitude) que la densité

électronique l'est. Les multiples configurations expérimentales dans MISTRAL permettent de contrôler le plasma et son régime de fonctionnement. Lorsque le plasma est dans un mode dit "régulier" nous sommes justement parvenus à observer une modulation de l'intensité lumineuse à la fréquence de rotation du plasma sans pouvoir déterminer les fluctuations de la température électronique. Ces mesures expérimentales très sensibles n'ont conduit jusqu'alors qu'à des considérations qualitatives permettant toutefois d'observer une corrélation avec les résultats théoriques obtenus.

Les confrontations des résultats expérimentaux et théoriques réalisées avec la spectroscopie d'émission, les sondes de Langmuir et le code numérique SOPHIA ont mis en avant la complémentarité de ces outils. Les incohérences expériences-théories ont permis de cibler les sujets d'études mal compris jusqu'à présent permettant de faire avancer les discussions.

Les résultats décrits dans cette thèse attestent de ces avancées mais laissent entrevoir des axes de recherches à poursuivre :

- Les plasmas créés dans les tubes à décharges ont été étudiés dans un régime stationnaire. Désormais la dynamique de ce système est mieux comprise, la remise en état des systèmes de synchronisation pourraient motiver les études basées sur les perturbations des paramètres plasmas et la réponse du système atomique avec l'avantage que ce plasma reste "simple".
- Dans la machine MISTRAL, la caractérisation du plasma dans la chambre source permettrait de caractériser plus précisément les électrons primaires avant qu'ils n'entrent dans la colonne.
- la mise en place d'un diagnostic optique robuste qui mènerait à une détection des fluctuations de l'intensité lumineuse lorsque le plasma est turbulent. Des études de faisabilité doivent être réalisées pour mettre au point un dispositif utilisant une source extérieure excitant localement le plasma : F.I.L..
- la détermination des fluctuations de la température électronique par la mise en place d'une triple sonde. Les outils numériques ont été développés notamment pour MISTRAL afin de parvenir à corréler les fluctuations de la densité et la température électronique avec l'intensité lumineuse.

- Dans le code SOPHIA les calculs de taux de réactions à partir de sections efficaces différentielles peuvent être ajoutés pour traiter les cas de non-isotropie des fonctions de distribution en énergie des électrons.
- des modèles théoriques et numériques peuvent être développés et implémentés dans le code pour tenir compte des phénomènes de turbulences dans les coefficients de diffusion, c'est un travail conséquent qui permettrait de lier ces deux phénomènes jusque là traités indépendamment.

Ces pistes montrent les améliorations à porter dans les sujets de recherches développés durant cette thèse afin d'obtenir des résultats expérimentaux plus précis pour les confronter aux modèles théoriques encore plus proche de la réalité.

Bibliographie

- [1] **I. Langmuir**, *Oscillation in ionized gas*, Proc. nat. acad. sci., 14, 627 (1928).
- [2] **J. D. Lawson**, Proc. phys. soc. B 14, 6 (1957).
- [3] [http ://www.iter.org](http://www.iter.org)
- [4] **F. B. Rosmej, N. Ohno, S. Takamura and S. Kajita**, *Fluctuating helium emission in optically thick divertor plasmas*, Contrib. plasma phys., **48** 243-248 (2008).
- [5] **H. R. Griem**, *Plasma spectroscopy*, Mc Graw-Hill, N.Y. (1964).
- [6] **D. L. Rudakov et al.**, Plasma phys. control. fusion, 44, 717 (2002).
- [7] **I. Garcia-Cortes et al.**, Plasma phys. control. fusion, 38, 2051 (1996).
- [8] **S. Hacquin et al.**, Nucl. fusion, 46, S714 (2006).
- [9] **G. McKee et al.**, Rev. sci. instrum., 70, 913 (1999).
- [10] **Y. Marandet et al.**, Communications in nonlinear science and numerical simulation, 8, 469 (2003).
- [11] [http ://www.http ://www.adas.ac.uk/manual.php](http://www.http://www.adas.ac.uk/manual.php)
- [12] **F. B. Rosmej**, *X-ray emission spectroscopy and diagnostics of non-equilibrium fusion and laser produced plasmas*, in "Highly Charged Ions", editors Roger Hutton, Yaming Zou, Fred Currell, Indrek Martinson, Siegbert Hagmann, Taylor and Francis (2011), ISBN : 9781420079043
- [13] **F. B. Rosmej, E. H. Guedda, R. Stamm**, *Universal high-n scaling law for intercombination transitions in helium*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 40, 49 (2007).

- [14] **F. B. Rosmej, N. Ohno, S. Takamura, S. Kajita**, *Fluctuating helium emission in optically thick divertor plasmas*, Contrib. plasma phys., **48** 243-248 (2008).
- [15] **E. H. Guedda, M. Koubiti, F.B. Rosmej, R. Stamm, V.S. Lisitsa**, *Dense Plasma Effects on atomic data and line emission of HeI for divertor plasma conditions*, Journal of Nuclear Materials 363-365, 1420 (2007).
- [16] **A. Escarguel, F. B. Rosmej, T. Pierre, R. Stamm and K. Quotb**, *Influence of hot electrons on radiative properties of a helium plasma*, Plasma Phys. Control. Fusion, **49** 85-93 (2007).
- [17] **F. B. Rosmej, R. Stamm, V.S. Lisitsa**, *Convergent coupling of Helium to the H/D background in magnetically confined plasmas*, Europhysics Letters 73, 342 (2006).
- [18] **E. H. Guedda, F. B. Rosmej, P. Genesio, R. Stamm, L.A. Vainshtein, M.F. Gu, E. Lindroth, F. Khelfaoui**, *Double excited high-n spin dependent atomic structure scaling laws for HeI : Application to radiative properties for edge plasma conditions*, Contrib. Plasma Physics 46, 655 (2006).
- [19] **F. B. Rosmej, R. Stamm, S. Fritzsche et al.**, *Neutral helium line emission for edge plasma conditions*, Journal of nuclear materials, 337-339 (2005).
- [20] **F. B. Rosmej, V.S. Lisitsa, D. Reiter, M. Bitter, O. Herzog, G. Bertschinger, H.-J. Kunze**, *Influence of charge exchange processes on X-ray spectra in tokamak plasmas : experimental and theoretical investigation*, Plasma Physics and Controlled Fusion 41, 191 (1999).
- [21] **S. I. Braginskii**, *Transport processes in a plasma*, Reviews of plasma physics, **1**, p. 205, (1965).
- [22] **E. Bultinck, S. Mahieu, D. Depla and A. Bogaerts**, *The origin of Bohm diffusion, investigated by a comparison of different modelling methods*, J. Phys. D : Appl. Phys., **43** 292001 (2010).
- [23] **H. Ramachandran, G. J. Morales and B. D. Fried**, *Model study of H-mode behavior induced by radial currents*, Phys. Fluids B **5** (3) (1993).

- [24] **Y. Vitel and M. Skowronek**, *Influence d'un courant de prédécharge (simmer) sur l'évolution d'un plasma créé dans un tube à éclairs*, Revue phys. appl., **22** 193-199 (1987).
- [25] **Y. Vitel, M. Skowronek, K. Benisty and P. P. Popovic**, J. phys. D : Appl. phys., **12** 1125 (1979).
- [26] **M. El Bezzari**, *Etude des plasmas denses d'hélium créés dans les tubes à éclairs : effet de la distribution des microchamps ioniques sur leur diagnostic*, thèse université de Paris VI, laboratoire des plasmas denses (1997).
- [27] **S. A. Flih**, *Etude des profils de la raie H_α et de raies atomiques de gaz rares émises par des plasmas denses et froids créés dans des tubes à éclairs à remplissage variable ($Kr - H_2$, $Ar - H_2$)*, thèse université de Paris VI, laboratoire des plasmas denses (2003).
- [28] **Y. Vitel, A. Mokthari and M. Skowronek**, J. phys. B : At. Mol. Phys., **23** 651 (1990).
- [29] **Robert D. Larrabee**, *Spectral emissivity of tungsten*, Journal of the optical society of America, **49** number 6 (1959).
- [30] **T. Pierre, G. Leclert and F. Braun**, *Magnetized double-plasma device for wave studies*, Rev. Sci. Instru., **58**, 1, 6-11 (1986).
- [31] **C. Rebont**, *Etude d'une colonne de plasma magnétisé par fluorescence induite par laser*, thèse université de Provence, laboratoire P.I.I.M. (2010).
- [32] **C. Rebont, N. Claire, Th. Pierre et F. Doveil**, *Ion Velocity Distribution Function Investigated Inside an Unstable Magnetized Plasma Exhibiting a Rotating Nonlinear Structure*, Phys. Rev. Lett. **106**, 225006, (2011).
- [33] **B. M. Annaratone, A. Escarguel, T. Lefevre et al.**, *Rotation of a magnetized plasma*, Physics of plasmas, **18** 032108 (2011).
- [34] **C. Brault**, *Développement et mise en oeuvre d'un diagnostic d'imagerie ultra-rapide en magnétoplasma de laboratoire : application à la caractérisation du transport du plasma*, thèse université de Provence, laboratoire P.I.I.M. (2007).
- [35] **A. Escarguel**, *Optical diagnostics of a low frequency instability rotating around a magnetized plasma column*, Eur. phys. J. D, **56** 209-214 (2010).

- [36] **S. Jaeger**, *Instabilités basses fréquences dans les plasmas magnétisés : rôle du champ électrique et du courant transverse*, thèse université de Provence, laboratoire P.I.I.M. (2009).
- [37] **A. Ajendouz, Th. Pierre, M. Boussois and K. Quotb**, *High-frequency harmonic generation in a toroidal magnetized laboratory plasma and detection of plasma turbulence*, EPL, **81**, 15001 (2008).
- [38] **E. Gravier, F. Brochard, G. Bonhomme, T. Pierre, J.-L. Briançon**, *Low frequency instabilities of a laboratory magnetized plasma column*, Physics of Plasmas L, **11**, 529-537 (2004).
- [39] **S. Béchu**, *Mesures de sondes électrostatiques en plasma basse pression*, Laboratoire E.P.M., UPR CNRS 9033.
- [40] **J. E. Allen**, *Probe theory - The orbital motion approach*, Physica scripta., Vol. **45** 497-503 (1992).
- [41] **K. Tobita, Y. Kusama, H. Nakamura et al.**, Nucl. Fusion 31, 956 (1991).
- [42] **A. I. Kislyakov, V. I. Afanassiev, A. V. Khudoleev, S. S. Kozlovski and M. P. Petrov**, *Diagnostics for experimental thermonuclear fusion reactors*, vol.2 (Plenum Press, New York), 353 (1998).
- [43] **F. B. Markus, J. M. Adams, D. V. Bartlett et al.**, Plasma Phys. Control. Fusion 34, 1371 (1996).
- [44] **Ming Feng Gu**, *The flexible atomic code : electron impact excitation*.
- [45] **I. L. Beigman, L. A. Vainshtein, M. Brix et al.**, *Excitation and ionization cross sections for He I from normalized Born and K-matrix calculations : $\Delta S = 0$ transitions from $n = 2,3$ excited states*, Atomic data and nuclear data tables, **74** 123-153 (2000).
- [46] **V. P. Shevelko and L. A. Vainshtein**, Atomic physics for hot plasmas, (IOP, Bristol, 1993).
- [47] **L. A. Vainshtein and V. P. Shevelko**, *Program ATOM*, preprint of the Lebedev physical institute, No. 43, Moscow (1996).
- [48] **I. Bray**, Phys. Rev. A 49, 1066 (1994).

- [49] **Yu. V. Ralchenko, R. K. Janev, T. Kato et al.**, *Cross section database for collision processes of helium atom with charged particles*, Research report NIFS, (2000).
- [50] **R.W.P. Mc Whirter**, *Plasma diagnostic techniques*, edited by R.H. Huddleston, S. Leonard (N.Y. Academic, 1965), **40** 206 (1965).
- [51] **J. E. Maggs, T. A. Carter and R. J. Taylor**, *Transition from Bohm to classical diffusion due to edge rotation of a cylindrical plasma*, Physics of plasmas, **14** 052507 (2007).
- [52] **J. Rosato, T. Lefevre, A. Esarguel et al.**, *Collisionnal-radiative modelling for the spectroscopic diagnostic of turbulent plasmas*, I.C.P.D. conference, (2010).
- [53] **J. Rosato**, *Modélisation en spectroscopie et application au plasma de bord des tokamaks*, thèse université de Provence (2007).
- [54] **Y. Marandet**, *Couplages entr les phénomènes radiatifs et de transport dans les plasmas hors d'équilibre*, thèse université de Provence.
- [55] **S. Jaeger, T. Pierre and C. Rebont**, *Direct observation of a cross-field current-carrying plasma rotating around an unstable magnetized plasma column*, Physics of plasmas, **16** 022304 (2009).
- [56] **V. I. Gervids and D. Kh. Morozov**, *Nonstatistical temperature fluctuations ans displacement of equilibrium*, JETP letters, **67** number 5 (1998).
- [57] **J. Rosato, H. Capes, F. Catoire et al.**, *Lithium line radiation in turbulent edge plasmas : effects of low and high frequency temperature fluctuations*, Journal of nuclear materials (2010).
- [58] **Sin-Li Chen and T. Sekiguchi**, *Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe*, Journal of applied physics, **36** number 8 (1965).
- [59] **C. Brault, A. Escarguel, T. Pierre et al.**, *Experimental study of a drifting low temperature plasma extracted from a magnetized plasma column*, Physics letters A, **360** 299-303 (2006).
- [60] **F. B. Rosmej and V. S. Lisitsa**, *Nonequilibrium radiative properties in fluctuating plasmas*, Plasma Physics Reports, Vol. **37**, No. 6, 521-527 (2011).

Résumé

L'étude expérimentale des propriétés radiatives de plasmas d'hélium hors équilibres peut être réalisée par spectroscopie d'émission, un diagnostic non intrusif qui ne perturbe pas le système. Dans cette thèse, ce diagnostic a été utilisé sur des plasmas créés dans des tubes à décharges et dans une machine linéaire magnétisée MISTRAL. Les données expérimentales ont été confrontées aux résultats théoriques issus du code de physique atomique SOPHIA (modèle collisionnel-radiatif). Les tubes à décharge se caractérisent par des températures électroniques de l'ordre de l'électron-Volt et des densités électroniques de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} . La première partie des résultats de cette thèse a permis de montrer que, dans ces conditions, le modèle C.C.C. (Convergent Close Coupling) reproduit au mieux la dynamique atomique d'un tel système. Dans la machine MISTRAL, la deuxième partie des résultats de cette thèse met en évidence la signature spectroscopique (rapports d'intensités de raies et études de raies et études radiales), de la présence d'électrons énergétiques ionisants et de la diffusion des particules chargées à travers un champ magnétique.

Abstract

The experimental study of the radiative properties of plasmas of helium out of equilibrium can be achieved by emission spectroscopy, a non-invasive diagnostic which does not affect the system. In this thesis, this diagnostic was used on plasmas created in discharge tubes and in the linear magnetized machine MISTRAL. The experimental data were compared with theoretical results coming from the atomic physics code SOPHIA (collisional-radiative model). The discharge tubes are characterized by electron temperatures of the order of the electron volt and electron densities in the range of 10^{12} cm^{-3} . The first part of the results of this thesis has shown that under these conditions, the CCC model (Convergent Close Coupling) reproduces in the best way the atomic dynamics of such a system. The second part of the results reveals the spectroscopic signatures (line intensities ratios and radial studies), in the machine MISTRAL, the presence of ionizing energetic electrons and the diffusion of charged particles through a magnetic field.