Analyse spectroscopique et simulation numérique d'une expérience de plasma de néon photoionisé

Manuel Jullien

▶ **To cite this version:**

Manuel Jullien. Analyse spectroscopique et simulation numérique d'une expérience de plasma de néon photoionisé. Physique des Hautes Energies - Théorie [hep-th]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP025 . tel-03297918

HAL Id: tel-03297918

https://theses.hal.science/tel-03297918

Submitted on 23 Jul 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

université
PARIS-SACLAY

Analyse spectroscopique et simulation numérique d'une expérience de plasma de néon photoionisé

Spectroscopic analysis and numerical simulation of a photoionized neon plasma experiment

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et matières (EDOM)
Spécialité de doctorat : physique
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CEA, Laboratoire Matière sous conditions extrêmes, 91680, Bruyères le Châtel, France
Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay, le 31 Mars 2021, par

Manuel JULLIEN

Composition du jury

Annie Klisnick Directrice de recherche, CNRS, Université Paris-Saclay (ISMO)	Présidente
Fabien Dorchies Directeur de recherche, CNRS, Université de Bordeaux (CELIA)	Rapporteur & Examinateur
Emeric Falize Ingénieur-chercheur (HDR), CEA-DAM, Observatoire de Paris	Rapporteur & Examinateur
Patrick Audebert Directeur de recherche, CNRS, École Polytechnique (LULI)	Examinateur

Direction de la thèse

Christophe Blancard Ingénieur-chercheur (HDR), CEA-DAM, Université Paris-Saclay	Directeur de thèse

Thèse de doctorat

NNT : 2021UPASP025

Résumé

Dans les binaires X ou les noyaux actifs de galaxie, l'accrétion de matière sur l'objet compact et massif libère un rayonnement extrêmement intense qui photoionise le gaz environnant. Disposant d'installations à haute puissance, nous reproduisons aujourd'hui en laboratoire des plasmas photoionisés représentatifs de ces disques d'accrétion.
Au cours de cette thèse, une plateforme numérique a été développée pour interpréter les résultats d'expériences de plasmas photoionisés produits en laboratoire. Pour évaluer sa fiabilité, la modélisation d'une expérience réalisée sur l'installation LULI2000 a, pour la première fois, été élaborée. La restitution des différents spectres enregistrés est réalisée grâce au post-traitement des données calculées par une simulation d'hydrodynamique radiative. Dans un souci de cohérence, le même modèle de calcul de la cinétique atomique est utilisé dans la simulation et pour la restitution des spectres détaillés. La physique atomique y est traitée par un formalisme quantique, où les populations ioniques peuvent être décrites par une représentation plus ou moins riche de la structure atomique. Cette étude démontre qu'on ne peut faire l'économie d'une simulation d'hydrodynamique radiative pour interpréter les spectres des plasmas photoionisés.

Abstract

In the case of X-ray binaries or active galaxy nuclei, the accretion of matter on the compact and massive object releases extremely intense radiation which photoionizes the surrounding gas. With high-power facilities, we are now reproducing in the laboratory photoionized plasmas that are representative of these accretion discs. During this thesis, a numerical platform was developed to interpret the results of photoionized plasma experiments produced in the laboratory. To assess its reliability, the modeling of an experiment carried out on the LULI2000 installation was, for the first time, developed. The restitution of the recorded spectra is carried out by post-processing calculated data from hydrodynamic-radiative simulation. For the sake of consistency, the same atomic kinetic model is used both in the simulation and for the restitution of detailed spectra. Atomic physics is treated by a quantum formalism, where ionic populations can be described by a more or less detailed atomic structure representation. This study demonstrates that radiative hydrodynamic simulation is required for the interpretation of spectra from photoionized plasmas.

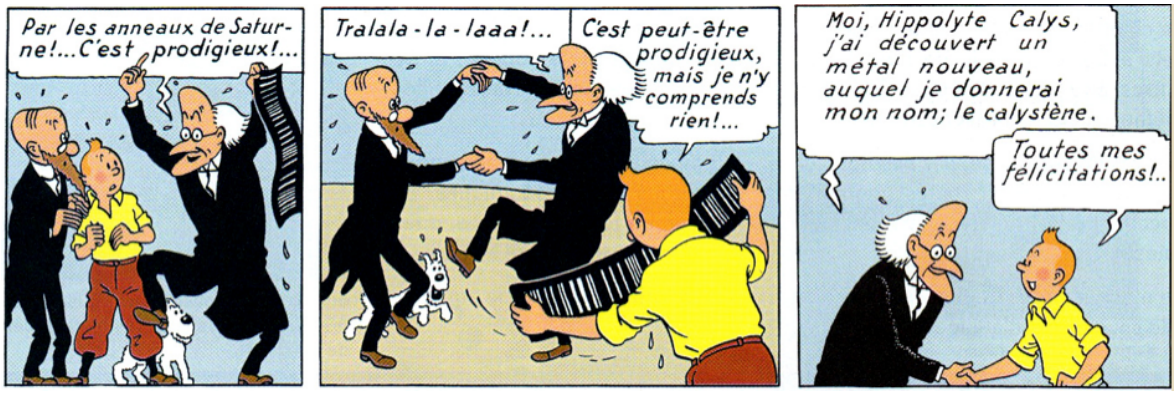
Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au CEA/DAM où j'ai bénéficié d'un encadrement exceptionnel. Si je remercie l'ensemble des membres du service pour cet accueil, je voudrais exprimer en premier lieu toute ma gratitude envers mon encadrant et directeur de thèse, Christophe Blancard. Ses conseils avisés, sa disponibilité et la confiance qu'il m'a accordée auront été d'une aide inestimable.
J'ai par ailleurs eu la chance immense de partager mon bureau avec Philippe Cossé, qui a toute ma reconnaissance pour avoir été à l'écoute de mes nombreuses questions et dont l'humour m'a profité quotidiennement. Merci également à Gérald Faussurier, pour l'émulation scientifique qu'il m'a apportée.
Pour compléter ce cadre, je tiens à remercier Céline et Sylvie, confidentes de tous les jours lors de ces nécessaires pauses-clopes. Ces années n'auraient pas été les mêmes sans Gaëtan, Marine, Laurent (G), Serge, Benoit (C), Didier, Xavier, Patrick (B), David, Quentin, Mickael et ceux qui ne sont plus là, Vivien, Bertrand, Jérémy, Antoine, Pierre-Louis... qui ont égayé mon quotidien de leur présence.

Cette étude est bien sûr le fruit de collaborations, dont je remercie tous les contributeurs et notamment Laurent Jacquet, Patrick Renaudin, Laurent Videau, Charles Reverdin et Sébastien Le Pape, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler. Je suis également reconnaissant à Roberto Mancini pour tout l'intérêt qu'il a porté à mon sujet.
Merci aux membres du jury pour avoir évalué ce travail ainsi que pour leurs remarques, qui m'ont permis d'enrichir ce manuscrit de thèse, et tout particulièrement à Fabien Dorchies et à Emeric Falize pour avoir accepté d'être rapporteurs.

Il me faut aussi remercier mes parents, non pas pour cette heureuse coïncidence qui m'a fait naître mais bien pour leurs conseils et leur aide, m'offrant toutes les ressources pour que je mène cette thèse au mieux. Viennent ensuite Maud ainsi que Servane, qui sait j'espère ce que je lui dois, sans oublier Thomas.
Enfin, merci à Claire et à Constance qui m'ont offert du merveilleux lorsque je rédigeais, à Manuel pour avoir suivi tous mes pas pour en arriver là, ainsi qu'à Sammy, sur qui je sais pouvoir compter *ad vitam...*

Merci à tous !



L'étoile mystérieuse, Hergé,
Casterman, 1942.

Table des matières

Introduction **1**

Les plasmas photoionisés dans l'Univers 1
L'astrophysique de laboratoire 3
Objectif de l'étude 4
Organisation du texte 4

I Le modèle collisionnel-radiatif SAPHyR **7**

1 Avant-propos **9**

2 Distribution des populations ioniques dans les plasmas **11**

2.1 Processus de transition atomique dans les plasmas 12
2.2 Régimes d'équilibre 16
2.3 Illustration des différents régimes d'équilibre 20

3 Les données atomiques **23**

3.1 Les différentes représentations 23
3.2 Calcul des énergies 25
3.3 Calcul des sections efficaces 26

4 Le calcul de la cinétique atomique **33**

4.1 Influence des états excités 33
4.2 Influence de l'environnement plasma 33
4.3 Formulation des taux 38

5 Le calcul des spectres **41**

5.1 Opacités et émissivités 41
5.2 Échelles de résolution d'un spectre 42
5.3 Le profil de raie 46
5.4 Le transfert radiatif 47

II Les plasmas photoionisés en laboratoire 49

6 Production d'un plasma photoionisé 51
6.1 Le paramètre de photoionisation 51
6.2 Limitations en laboratoire 53

7 Les expériences de plasmas photoionisés 57
7.1 Utilisation du *Z-pinch* pour créer la source photoionisante 57
7.2 Utilisation des lasers pour créer la source photoionisante 76
7.3 Synthèse 88

III L'expérience du LULI 91

8 Montage expérimental 93
8.1 La source X 94
8.2 La cible 95

9 Les diagnostics 101
9.1 Diffusion Thomson optique 102
9.2 Interférométrie 108
9.3 Mesure VISAR 110
9.4 Spectroscopie 114
9.5 Identification des structures 116

10 Interprétation du spectre d'émission 119
10.1 Observations 120
10.2 Restitution du spectre d'émission : une analyse 0D 122
10.3 Comparaison à FLYCHK 126

11 Simulations d'hydrodynamique radiative 129
11.1 La source X 129
11.2 Évolution du plasma de néon 131
11.3 Comparaison à Cloudy 137

12 Restitution de spectres intégrés 141
12.1 Méthode 141
12.2 Résultats 143

IV Nouvelle analyse d'une expérience de la SANDIA 145

13 Analyse alternative du spectre en transmission mesuré par Loisel *et al* 147
13.1 Simulation 147
13.2 Résultats 149
13.3 Discussion 151

Conclusion 153

Références bibliographiques 164

Notations

Constantes physiques

c :	vitesse de la lumière	$= 2,998 \times 10^{8}$ m.s^{-1}
$\hbar$:	constante réduite de Planck	$= \frac{h}{2\pi} = 1,055 \times 10^{-34}$ J.s
m_e :	masse d'un électron	$= 9,109 \times 10^{-34}$ kg
e :	charge électronique	$= 1,602 \times 10^{-19}$ C
k_B :	constante de Boltzmann	$= 1,381 \times 10^{-23}$ J/K
α :	constante de structure fine	$= \frac{e^2}{\hbar c} = 1/137,036$

Unités d'énergie

1 erg	$= 10^{-7}$ J
1 eV	$= 1,602 \times 10^{-12}$ erg
	$\equiv 11604$ K
1 Ryd	$= 13,606$ eV

Paramètres plasma

n_e :	densité électronique (cm^{-3})
n_i :	densité ionique (cm^{-3})
ρ :	densité massique (g/cm^3)
L :	longueur du plasma (cm)
T_e :	température électronique (K ou eV)
T_i :	température ionique (K ou eV)
T_B :	température de brillance du champ radiatif (K ou eV)
T_C :	température de couleur du champ radiatif (K ou eV)
$T_{R\ equ}$:	température radiative équivalente du champ radiatif (K ou eV)

Introduction

Les plasmas photoionisés dans l'Univers

Sur Terre, la matière se présente essentiellement sous forme solide, liquide ou gazeuse dans les conditions ambiantes de températures et de densités. Néanmoins, une augmentation de la température peut conduire à l'ionisation de la matière, un état dans lequel des électrons ont été arrachés du cortège électronique des atomes. Cet état est qualifié de *plasma*. Ce sont des milieux complexes, composés d'ions et d'électrons, qui représentent plus de $99,9\%$ de la matière observable dans l'Univers. L'étude présentée dans ce manuscrit traite d'une variété de plasmas où les processus radiatifs sont si importants qu'ils gouvernent la répartition des différents degré de charge dans le milieu : les plasmas photoionisés. De tels systèmes sont notamment observés au voisinage de sources X très intenses, à l'image des disques d'accrétion dans les systèmes binaires X ou dans les noyaux actifs de galaxies.

Un système binaire X est formé d'une étoile et d'un objet compact massif, tel qu'un trou noir ou une étoile à neutron, liés par interaction gravitationnelle. Au cours de son évolution, l'étoile se dilate et son enveloppe atteint une limite, le lobe de Roche, au delà de laquelle le potentiel de l'objet compact surpasse celui de l'étoile. Il s'opère alors un transfert de masse de la matière stellaire vers le trou noir ou l'étoile à neutron. Elle se répartit dans le plan formé par l'orbite circulaire de l'étoile, sous la forme d'un disque d'accrétion (voir figure 1). Accélérée vers le centre du disque, la matière voit son énergie potentielle gravitationnelle convertie en énergie cinétique et à mesure que les forces de friction augmentent, les particules dissipent une partie de leur énergie sous forme radiative. Le rayonnement produit ionise la matière au sein du disque, formant un plasma dans lequel les processus radiatifs dominent les processus collisionnels.

Certaines galaxies présentent une émission très intense concentrée dans un volume restreint, parfois considéré comme ponctuel, situé au centre de la galaxie. Ces objets sont appelés Noyaux Actifs de Galaxies (ci-après NAGs). Le rayonnement

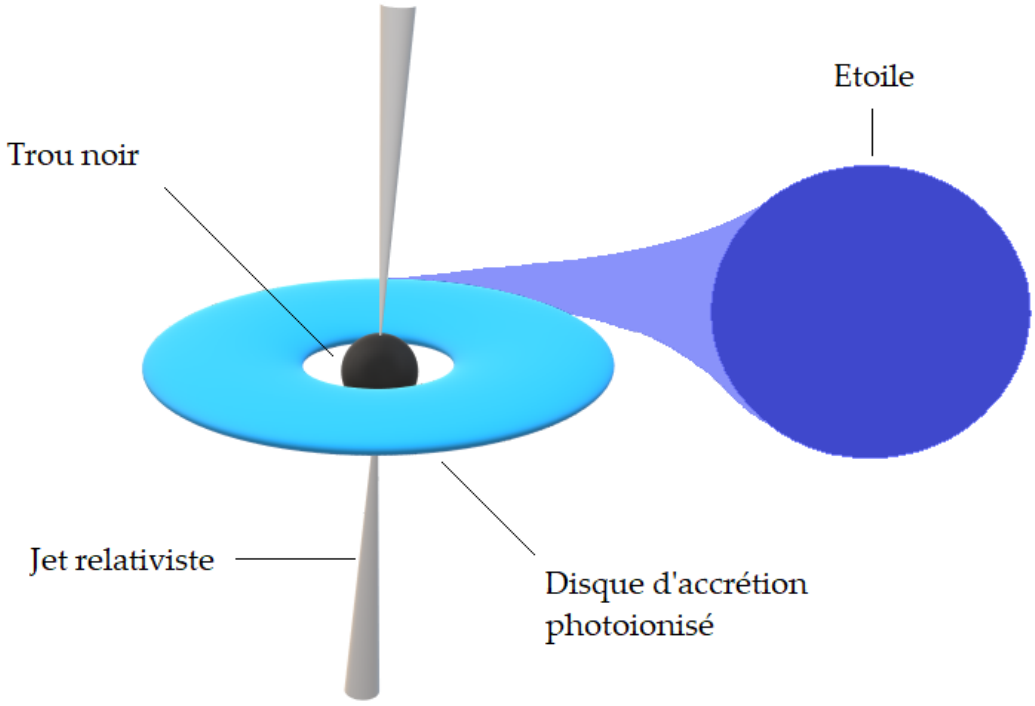


FIGURE 1 – Schéma d'un système binaire X avec son disque d'accrétion photoionisé. Des jets de matière relativiste sont parfois observés de part et d'autre du disque.

émis par les NAGs est continu sur tout le spectre électromagnétique, allant du domaine radio aux rayons X et parfois même jusqu'aux rayons γ [1].
Des luminosités comprises entre 10^{41} et 10^{47} erg.s^{-1} ont été mesurées. Les réactions capables de libérer de telles quantités d'énergie ne peuvent être d'origine thermonucléaire, comme celles régissant la dynamique des étoiles. D'après le modèle de Rees [2], elles sont d'origine gravitationnelle. Cette voie peut en effet s'avérer bien plus efficace pour libérer de l'énergie radiative : l'accrétion de la matière autour d'un objet compact, tel qu'un trou noir super-massif (de masse $M_{TN} \in 10^6 - 10^9$ $M_\odot$), libère une luminosité maximale, donnée par la luminosité d'Eddington, égale à $1,5 \times 10^{46}\, M_{TN}/10^8 M_\odot$ erg.s^{-1}.
Par ailleurs, des NAGs d'une grande variété ont été observés, se différenciant notamment par leurs signatures spectrales ou leur luminosité. Historiquement, ces dissemblances ont d'abord mené les physiciens à identifier certains de ces objets comme des types de galaxies à part entière, tels que les Quasars, les Blazars ou encore les galaxies de Seyfert, de classe 1 et 2. Depuis 1993, le modèle adopté par la communauté scientifique est celui de [3], qui décrit ces galaxies comme un seul et même système que l'on observerait sous différents angles (voir figure 2). D'après

ce modèle, la source centrale d'un NAG est un trou noir super-massif pourvu d'un disque d'accrétion photoionisé.

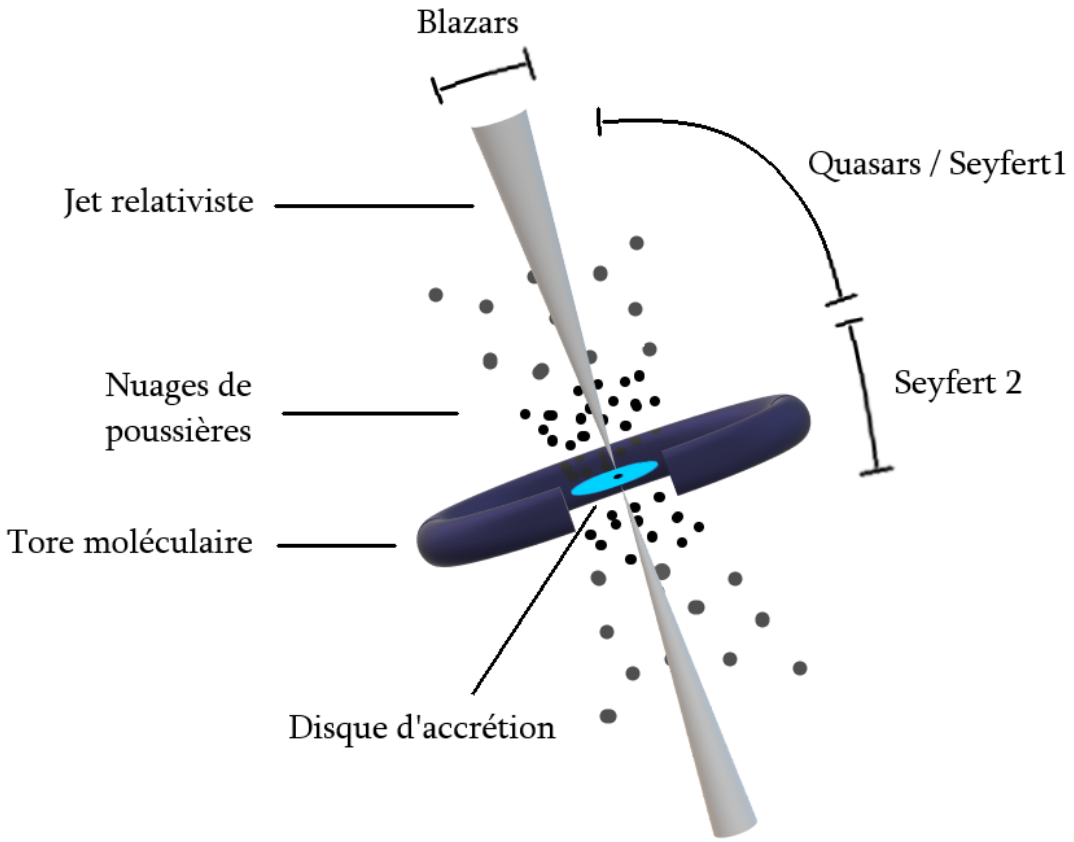


FIGURE 2 – Schéma d'un noyau actif de galaxie représentant les jets relativistes, le tore moléculaire et les nuages de poussières autour du disque d'accrétion photoionisé. Les Quasars, Blazars et galaxies de Seyfert sont des NAGs observés sous différents angles.

L'astrophysique de laboratoire

La composition, la géométrie ou encore les conditions thermodynamiques de ces objets astrophysiques sont déduites de mesures spectrales enregistrées par des télescopes en orbite, tels que Chandra ou XMM-Newton. L'interprétation d'un spectre est cependant difficile, car elle fait appel à une physique d'une grande complexité et d'une grande variété. Pour comprendre le comportement de la matière dans ces milieux photoionisés, on doit en effet modéliser la source du rayonnement, sa propagation dans le milieu et les processus microscopiques impliqués dans les plasmas chauds.

Les modèles de physique utilisés pour répondre à ces problématiques n'avaient,

il y a peu encore, pas pu être validés ni confrontés à des mesures réalisées en laboratoire. Principalement motivé par la quête de la fusion nucléaire contrôlée, le développement récent d'installations à haute puissance a permis l'émergence d'une nouvelle discipline : l'astrophysique de laboratoire. Ces grandes installations peuvent en effet être mises à profit pour produire des sources de rayonnement X intenses et étendues spectralement. Depuis les premières expériences de Bailey *et al* [4] et Morita *et al* en 2001 [5], il a été démontré que de telles sources permettaient de créer des plasmas représentatifs de disques d'accrétion à partir de cibles de faible densité.
Ces expériences ont révélé des différences notables d'interprétation selon les outils d'analyse utilisés – qu'ils aient été initialement développés pour des applications de laboratoire ou astrophysiques – suggérant une description mal maîtrisée des plasmas photoionisés qui pourrait remettre en cause notre conception des processus régissant par exemple les binaires X.

Objectif de l'étude

A la veille de ce doctorat, en 2013, une expérience dédiée à l'étude de plasmas photoionisés a été réalisée, dans un contexte d'astrophysique de laboratoire, sur l'installation laser LULI2000. La particularité de cette expérience était d'utiliser un jet de gaz comme cible et de bénéficier d'un large éventail de diagnostics pour caractériser la source de rayonnement primaire ainsi que les principaux paramètres des plasmas créés. L'objectif fixé pour ces trois années de thèse était d'effectuer une modélisation cohérente de l'expérience et de restituer les principaux résultats de mesure. Ce souci de cohérence nous a conduit à mettre en œuvre un modèle unique de calcul de cinétique atomique fortement hors équilibre, assez rapide pour être appelé en ligne dans une simulation d'hydrodynamique radiative et suffisamment précis pour répondre aux exigences d'une analyse spectroscopique détaillée. A cette fin, un modèle collisionnel-radiatif a été mis au point. Le traitement de la physique atomique y est basé sur un formalisme entièrement quantique où les états atomiques peuvent être décrits en termes de superconfigurations, de configurations ou de niveaux détaillés en structure fine. Ce modèle a été couplé au code de simulation d'hydrodynamique radiative ESTHER et il est, par ailleurs, au cœur du code de spectroscopie SAPHyR.

Organisation du texte

Cette étude est organisée en quatre parties. Une présentation du modèle collisionnel-radiatif implémenté dans le code SAPHyR fait l'objet de la première partie. Les

divers processus de physique atomique qui interviennent dans les plasmas considérés au cours de cette thèse ainsi que leur traitement dans SAPHyR y sont discutés.
Dans un deuxième temps, on donne une synthèse des expériences les plus remarquables ayant généré des plasmas photoionisés. L'analyse de ces plasmas avec SAPHyR est confrontée à celles des différents modèles alors utilisés pour interpréter les spectres expérimentaux.
La troisième partie de ce manuscrit traite de la campagne expérimentale du LULI. On y présente une modélisation de l'expérience ainsi qu'une interprétation des spectres d'émission et d'absorption mesurés. Les paramètres extraits de cette analyse sont ensuite comparés à ceux issus des divers diagnostics à disposition.
L'enseignement tiré de ce travail de recherche conduit finalement à un nouvel examen des spectres mesurés au cours de l'expérience de Loisel *et al* [6], l'une des plus récentes et des plus notables réalisée dans un contexte d'astrophysique de laboratoire.

Première partie

Le modèle collisionnel-radiatif SAPHyR

Chapitre 1

Avant-propos

Les plasmas chauds rencontrés en astrophysique ou produits en laboratoire sont des systèmes macroscopiques complexes, formés parfois de différents éléments atomiques avec des degrés de charges divers. En outre, chacun de ces ions multichargés se trouvent dans des états d'excitation extrêmement variés selon les conditions thermodynamiques du plasma.
Pour caractériser de tels systèmes, les physiciens cherchent notamment à observer et à reproduire leurs propriétés spectrales, c'est-à-dire leur capacité à émettre et à absorber la lumière suite à des transitions électroniques entre états atomiques.
Une telle étude nécessite de déterminer les fonctions d'onde et niveaux d'énergies de ces états multi-électroniques ainsi que leur probabilité d'occupation. Cela implique d'une part de résoudre l'équation de Schrödinger, ou de Dirac en régime relativiste, pour chacun de ces états. Cependant, dès lors qu'un ion possède plus d'un électron, une solution analytique est inenvisageable et l'on doit avoir recours à des solutions numériques, issues de modèles avec leurs lots d'hypothèses et d'approximations. La puissance des ordinateurs ne cessant de s'accroître, des codes de physique atomique de plus en plus sophistiqués voient le jour pour fournir des données atomiques de plus en plus précises.
D'autre part, le calcul des occupations des états multi-électroniques impose, en toute généralité, de résoudre les équations de cinétique atomique au moyen d'un modèle collisionnel-radiatif. Ces équations traduisent le bilan des transitions entre les états présents dans le plasma.

La première partie de ce manuscrit traite du modèle collisionnel-radiatif implémenté dans le code SAPHyR. Ce code a été développé pour fournir un outil relativement simple d'utilisation afin d'aider à la conception d'expériences portant sur l'interaction laser-plasma ainsi que pour l'analyse spectrale de plasmas créés en laboratoire. Il peut être appliqué aux plasmas composés d'ions de numéro atomique

faible ou élevé et dans des régimes variés : qu'ils soient à l'équilibre thermodynamique local (ci-après ETL) ou non, coronaux ou photoionisés, optiquement minces ou épais et composés d'un seul élément atomique ou de mélanges.
Dans ce modèle, les données atomiques sont calculées à l'approximation de l'atome isolé, au moyen d'un formalisme quantique précis qui repose sur le modèle du potentiel optimisé. Les corrections dues aux effets de l'environnement plasma sont incluses *a posteriori*. Cette approche offre un gain de temps considérable puisque les données sont tabulées et peuvent être utilisées quelles que soient les conditions du plasma.
De plus, pour des raisons de temps de calcul et de taille mémoire, le foisonnement de degré de charge et d'états excités dans les plasmas d'ions multi-chargés impose, le plus souvent, de limiter le niveau de description de ces populations. Cela est particulièrement vrai dans le cas de structures électroniques complexes telles que celles des éléments lourds, avec de nombreux électrons liés. Sans champ électrique ou magnétique externe, les états atomiques sont dégénérés en niveaux. S'ils présentent des énergies comparables, ces niveaux peuvent être regroupés en configurations puis en superconfigurations. Dans SAPHyR, l'ensemble des équations de cinétique atomique sont résolues dans cette dernière représentation.

A cette échelle, le modèle est suffisamment rapide pour être incorporé dans une simulation d'hydrodynamique radiative, calculant le degré d'ionisation et les propriétés spectrales du plasma à chaque pas de temps et dans chacune des mailles de la simulation. On parle de calcul en ligne. Néanmoins, pour interpréter des mesures spectroscopiques, la représentation atomique doit être suffisamment riche pour permettre d'identifier les raies observées et en déduire des informations concernant l'état du plasma. Pour y parvenir, les populations ioniques obtenues à l'issue de la résolution des équations de cinétique atomique sont réparties, en s'appuyant sur des hypothèses de distributions particulières, en configurations puis en niveaux, voire en états. SAPHyR peut ainsi servir aussi bien à décrire la physique atomique dans une simulation d'hydrodynamique radiative qu'à l'analyse de spectres détaillés.

Chapitre 2

Distribution des populations ioniques dans les plasmas

Un plasma peut être décrit comme un gaz d'électrons dits libres, interagissant avec un gaz d'ions en présence, éventuellement, d'un champ de rayonnement. De nombreux mécanismes sont à l'œuvre dans ces milieux. A l'échelle atomique, les populations ioniques sont connectées entre elles à travers des processus de transitions. Chacun d'entre eux contribue, directement ou indirectement, au rayonnement émis et/ou absorbé par le plasma. Il existe pour tout processus de transition un processus inverse qui lui correspond. Les couples de processus élémentaires qui interviennent dans le calcul des occupations des populations sont généralement répartis en deux catégories : lié-lié et lié-libre. Les premiers impliquent un changement de l'état électronique d'un ion sans variation de son degré de charge, par excitation ou désexcitation d'un électron lié. Les seconds au contraire modifient ce degré de charge par ionisation ou recombinaison.
L'importance relative de ces processus dépend des conditions du plasmas étudié. On distingue ainsi différents types de plasmas, selon que les populations atomiques sont gouvernées par les processus collisionnels ou radiatifs.

Dans ce chapitre, on donne tout d'abord une description des processus élémentaires [1] lié-lié et lié-libre. Il vient ensuite une présentation des différents régimes d'équilibre caractérisant les plasmas.

1. Les processus multi-photoniques seront considérés comme négligeables, leur probabilité d'occurrence étant extrêmement faible dans les plasmas qui font l'objet de cette étude.

2.1 Processus de transition atomique dans les plasmas

Par la suite, le symbole X désigne un élément atomique, Z^* son degré de charge et q l'ensemble des nombres quantiques caractérisant son état électronique. Un électron est représenté par la lettre e et l'énergie d'un photon par $h\nu$.
Pour obtenir l'abondance des différents états atomiques d'un plasma, il incombe de déterminer les taux de transition associés aux processus lié-lié et lié-libre, définis comme le nombre de transitions par unité de temps.

Processus lié-lié : excitation et désexcitation

L'excitation (la désexcitation) d'un atome ou d'un ion est un mécanisme qui amène le système à un niveau d'énergie supérieur (resp. inférieur). Elle peut s'opérer suivant deux voies.

1) Émission et absorption d'un photon

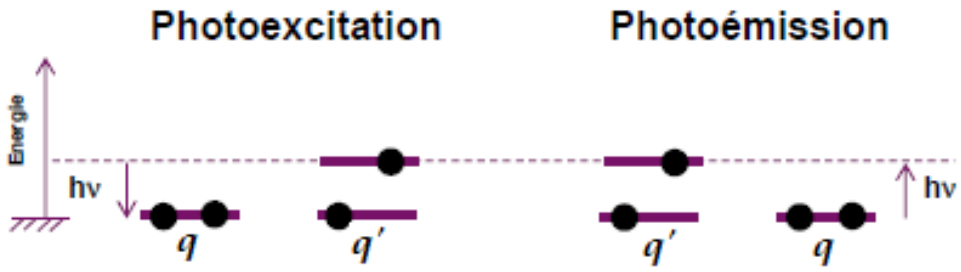


FIGURE 2.1 – Illustration des transitions lié-lié entre les états q et q' suite à l'émission et à l'absorption d'un photon. Un cercle noir représente un électron lié et un trait vertical le niveau d'énergie de l'état qui lui correspond.

Un état électronique $X_{z^*,q}$ peut être amené à un niveau d'énergie supérieur ou inférieur par absorption ou émission d'un photon suivant la transition :

$$X_{z^*,q} + h\nu \Leftrightarrow X_{z^*,q'}$$

tel qu'illustré figure 2.1. Ce sont ces processus qui conduisent à la formation des raies spectrales. Les niveaux d'énergie électronique sont discrets, par conséquent, l'énergie $h\nu$ du photon émis ou absorbé est caractéristique des états $X_{z^*,q}$ et $X_{z^*,q'}$ présents dans le plasma.
Le taux de photoexcitation $\tau^{er}_{z^*,q;z^*,q'}$ est associé à l'absorption. En revanche, deux

types de processus contribuent au taux de désexcitation radiative $\tau^{dr}_{z^*,q';z^*,q}$: l'émission induite et l'émission spontanée. La première dépend du champ radiatif tandis que la seconde ne dépend que de la probabilité de transition de l'état excité, instable et avec une durée de vie limitée, vers un état de plus basse énergie.

2) Collision avec un électron libre

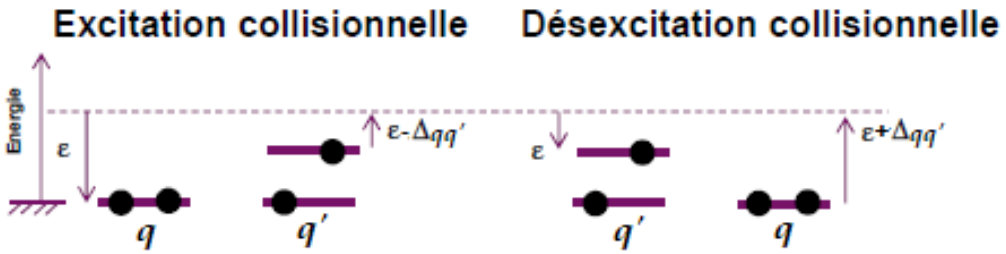


FIGURE 2.2 – Schéma des processus d'excitation et de désexcitation par collision avec un électron libre d'énergie ϵ. $\Delta qq'$ est la différence d'énergie entre les états q et q'.

L'excitation ou la désexcitation par collision avec un électron libre, comme schématisé figure 2.2, est le second couple de processus lié-lié. Dans ce cas, l'énergie échangée par l'électron est sous forme cinétique. Ce processus s'écrit :

$$X_{z^*,q} + e^-_1 \Leftrightarrow X_{z^*,q'} + e^-_2$$

La conservation de l'énergie se traduit par $\epsilon_1 = \epsilon_2 + \Delta E_{q,q'}$, où $\Delta E_{q,q'} = E_{q'} - E_q > 0$ est la différence d'énergie entre les deux états.
Les taux d'excitation et de désexcitation collisionnelle sont notés respectivement $\tau^{ec}_{z^*,q;z^*,q'}$ et $\tau^{dc}_{z^*,q';z^*,q}$.

Processus lié-libre : ionisation et recombinaison

Un processus est dit ionisant lorsqu'un ion se voit arracher l'un de ses électrons liés. Inversement, la recombinaison implique qu'un électron du continuum est capté par le noyau atomique. Trois couples de tels processus sont identifiés.

1) Photoionisation et recombinaison radiative

La photoionisation et la recombinaison radiative entraînent respectivement l'absorption et l'émission d'un photon suivant :

$$X_{z^*,q} + h\nu \Leftrightarrow X_{z^*+1,q'} + e^-$$

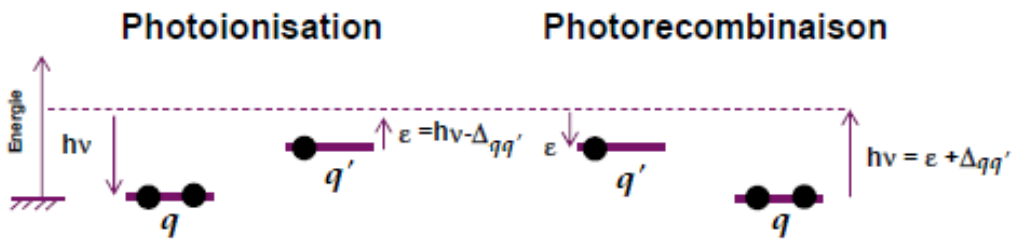


FIGURE 2.3 – Schéma des processus lié-libre de photoionisation et de recombinaison.

Pour éjecter un électron lié, le photon absorbé doit avoir une énergie au moins égale à la différence d'énergie $\Delta E_{q,q'}$ entre les états $X_{z^*,q}$ et $X_{z^*+1,q'}$, aussi appelée énergie d'ionisation. Spectralement, cette condition se traduit par la présence d'un seuil photoélectrique situé à cette énergie. Réciproquement, la capture d'un électron d'énergie ϵ par une espèce ionique entraîne l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = \epsilon + \Delta E_{q,q'}$ (voir figure 2.3). Les taux associés sont $\tau^{\text{photo}}_{z^*,q;z^*+1,q'}$ et $\tau^{rr}_{z^*+1,q';z^*,q}$.

2) Ionisation par impact électronique et recombinaison à trois corps

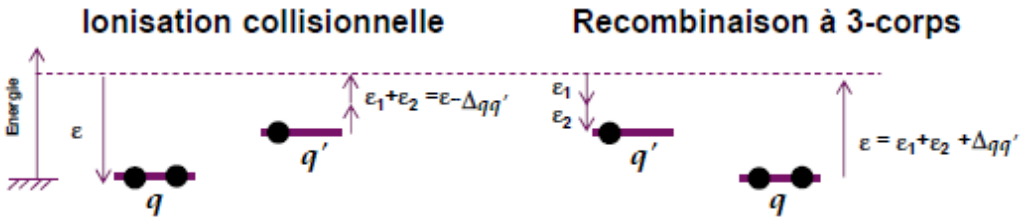


FIGURE 2.4 – Représentation de l'ionisation collisionnelle et de la recombinaison à 3-corps.

La variation du degré de charge d'un ion peut se faire *via* les collisions avec les électrons du continuum selon :

$$X_{z^*,q} + e^- \Leftrightarrow X_{z^*+1,q'} + e_1^- + e_2^-$$

En effet, si un électron libre entre en collision avec un ion, celui-ci peut, sous réserve d'une énergie cinétique suffisante, arracher un électron du cortège électronique de l'ion en question, qui se voit donc attribuer un degré de charge supérieur (figure 2.4). Il s'agit de l'ionisation collisionnelle dont le taux est noté $\tau^{ic}_{z^*,q;z^*+1,q'}$.
A l'inverse, un électron libre peut recombiner avec un ion par collision en cédant une partie de son énergie et de son impulsion à un second électron du continuum. Il s'agit d'une réaction à trois corps. A ce titre, son traitement s'avère particulièrement complexe et il est utile d'identifier les situations où l'on peut s'en passer.

3) Autoionisation et capture diélectronique

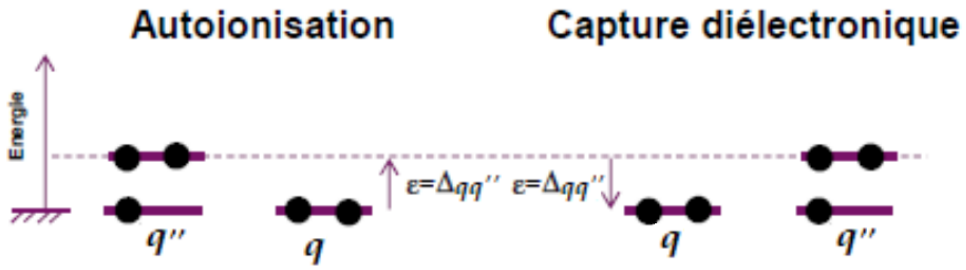


FIGURE 2.5 – Représentation de l'autoionisation et de la capture diélectronique.

L'autoionisation, historiquement qualifiée d'effet Auger, et la capture diélectronique sont des processus non radiatifs qui modifient le degré de charge tel que :

$$X_{z^*,q''} \Leftrightarrow X_{z^*+1,q} + e^-$$

Un état autoionisant est, le plus souvent, un état ionique au moins doublement excité (z^*, q'') qui peut se ramener à un état plus lié $(z^* + 1, q)$ par émission d'un électron. La différence d'énergie $\Delta E_{q,q''} = E_{z^*,q''} - E_{z^*+1,q}$ est positive bien que le degré d'ionisation de l'état $(\{z^* + 1, q\})$ soit supérieur à celui de l'état autoionisant (voir figure 2.5).
Le processus inverse est la capture diélectronique. L'ion $X_{z^*+1,q}$ se place dans l'état (z^*, q'') suite à la rencontre d'un électron d'énergie $\epsilon = E_{z^*,q''} - E_{z^*+1,q}$. Leur taux respectifs sont notés $\tau^{\text{Auger}}_{qq''}$ et $\tau^{cd}_{z^*+1,q'';z^*,q}$.

Équations bilans

A travers ces processus, il existe des voies de peuplement et de dépeuplement entre les populations ioniques du plasma. Le nombre de transition, par unité de temps, d'un état j vers un état i est $T_{j\to i} \cdot n_j$, où $T_{j\to i}$ représente la somme des taux de transitions de j vers i et n_j le nombre initial d'états j. En prenant toutes les transitions possibles en compte, l'évolution temporelle du nombre d'états i est donnée par :

$$\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}t} = \sum_{j\neq i} n_j T_{j\to i} - n_i \sum_{j\neq i} T_{i\to j} \tag{2.1}$$

En construisant cette équation pour chacun des états du plasma, on aboutit à un système qui forme ce qu'on appelle les équations de cinétique atomique. Ce système

peut s'écrire de manière condensée sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{n}}{\mathrm{d}t} = T \cdot \mathbf{n} \tag{2.2}$$

avec $\mathbf{n}$ le vecteur des populations et T la matrice des taux de transition, de taille $N \times N$ où N est le nombre de populations considérées.
Il est à noter que la matrice T est singulière, on a $\det T = 0$. Afin de fermer le système d'équations 2.2, l'une des lignes de cette matrice peut être remplacée par la condition de quasi-neutralité inhérente aux plasmas :

$$\sum_i q_i n_i = n_e \tag{2.3}$$

où q_i est la charge électrique de l'espèce ionique i et n_e la densité d'électrons libres dans le plasma.

À T figé, l'équation 2.2 admet une solution asymptotique en temps. Si celle-ci est atteinte avant une variation de la matrice T (suite à des modifications sensibles des conditions plasma), il suffit de résoudre l'équation homogène :

$$T \cdot \mathbf{n} = 0 \tag{2.4}$$

On parle dès lors de régime stationnaire.

2.2 Régimes d'équilibre

Les taux de transition dépendants des conditions thermodynamiques du plasma, des limites peuvent être identifiées lorsque certains taux deviennent prépondérants. A chacun de ces régimes d'équilibre correspond une modélisation de la distribution des populations ioniques qui leur est propre.

Équilibres thermodynamique

L'équilibre thermodynamique complet

Un système est en équilibre thermodynamique complet (ETC) lorsque le taux de chacun des processus de transitions précédemment décrits est exactement compensé par celui de son processus inverse. Autrement dit, les populations satisfont au *principe du bilan détaillé*, qui s'exprime ainsi.
Soient i et j des états quelconques du plasma, de densité n_i et n_j respectivement. Si

$\tau_{i\to j}$ est le taux d'un processus de transition peuplant les états j à partir des états i, alors :

$$\tau_{i\to j} n_i = \tau_{j\to i} n_j \tag{2.5}$$

Ce bilan est respecté si les conditions suivantes sont satisfaites.

- L'intensité spectrale $I_{h\nu}$ du champ radiatif est décrite par une loi Planckienne de la forme :

$$I_{h\nu}(T_r) \propto \frac{h\nu^3}{\exp(\frac{h\nu}{k_B T_r}) - 1} \tag{2.6}$$

  où k_B est la constante de Boltzmann. Le paramètre T_r a les dimensions d'une température. Il s'agit de la température radiative.

- La distribution en énergie des électrons libres du plasma suit une statistique de Fermi-Dirac, caractérisée par une température électronique T_e telle que :

$$n_e(\epsilon) \propto \frac{1}{\exp(\frac{\epsilon-\mu}{k_B T_e}) + 1} \tag{2.7}$$

  avec ϵ l'énergie cinétique des électrons et μ le potentiel chimique du plasma.
  On attribue de même une température ionique T_i aux ions.

- Le système est en équilibre thermique, mécanique et chimique. Il est décrit par des valeurs uniques de température, de pression et de potentiel chimique, d'où $T_e = T_i = T_r$. De plus, les échanges entre le système et le milieu extérieur sont eux aussi à l'équilibre. Il est donc invariant dans le temps.

En vertu de ce principe, la distribution de tous les états ioniques du plasma est donnée analytiquement. Les états d'un ion qui appartiennent à un même degré de charge sont distribués selon la statistique de Boltzmann :

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-\beta(E_i - E_j)} \tag{2.8}$$

Les coefficients g_i représentent la dégénérescence des états d'énergie E_i et $\beta = 1/k_B T$.
Les ions de degré de charge voisins obéissent à l'équation de Saha :

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = \frac{2}{n_e} \left(\frac{2\pi m_e}{\beta h^2} \right)^{3/2} \frac{P_{z+1}(T)}{P_z(T)} e^{-\beta \Delta E} \tag{2.9}$$

où $\Delta E = E_{z+1,0} - E_{z,0}$ est le potentiel d'ionisation entre les ions dans leur état fondamental respectifs et

$$P_z(T) = \sum_i g_{z,i} e^{-\beta(E_{z,i} - \mu)}$$

est la fonction de partition de l'ion de charge z. $E_{z,i}$ correspond à l'énergie de l'ion

de charge z dans l'état i.

Ce régime d'équilibre est en particulier atteint à haute densité, lorsque les collisions entre particules sont si importantes que le système se thermalise. D'après le critère de Griem [7], l'ETC est assuré si la densité électronique n_e vérifie l'inégalité 2.10 pour chaque paires de niveaux d'énergies E_1 et E_2 dans les ions du plasma.

$$n_e\ [\mathrm{cm}^{-3}] \geq 9,2 \times 10^{17} \left(\frac{E_2 - E_1}{Ryd}\right)^3 \left(\frac{k_B T_e}{Ryd}\right)^{1/2} \tag{2.10}$$

où 1 Ryd $= 13,6$ eV est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène.

L'équilibre thermodynamique local

Un plasma est rarement décrit par un ETC. Il est plus fréquent de rencontrer la notion d'équilibre thermodynamique local (ETL) lorsque des gradients de températures ou de densités sont présents dans le milieu considéré et/ou lorsque le champ de rayonnement n'est pas décrit par une distribution planckienne. Cet équilibre correspond à des états qui sont proches de l'ETC localement : en tout point, les grandeurs thermodynamiques du plasma sont définies au voisinage de ces points et les ions et les électrons sont répartis selon les mêmes distributions thermiques, à la température $T_e = T_i$.

Hors de l'équilibre thermodynamique local

Le cas le plus général est celui des systèmes hors de l'équilibre thermodynamique local (ci-après HETL), au sens où aucune hypothèse de distribution n'est requise pour décrire les électrons, ions et photons du plasma. Dès lors, le bilan détaillé ne s'applique plus et l'on doit résoudre les équations 2.2 au moyen d'un modèle collisionnel-radiatif pour obtenir les niveaux d'occupation de chaque état atomique. Il est à noter que si des températures peuvent tout de même être définies à travers les distributions 2.6 et 2.7, rien n'impose qu'elles soient égales.

Limites des faibles densités

L'équilibre coronal

L'équilibre coronal (EC) est un modèle de plasma HETL stationnaire, historiquement développé pour décrire la couronne solaire. Il repose sur les hypothèses suivantes :

- Les niveaux d'occupation des états excités, mis à part les états métastables, sont très faibles devant celui de l'état fondamental de chaque ion.
- Les processus ionisants sont majoritairement d'origine collisionnelle, le champ radiatif n'est pas assez intense pour que la photoionisation soit efficace.
- En revanche, les processus de désexcitation et de recombinaison sont gouvernés par les processus radiatifs. Les plasmas concernés ont une densité si faible que la désexcitation collisionnelle, la recombinaison à trois corps et la capture diélectronique sont négligeables.

Cette dernière condition impose une limite supérieure sur la densité n_e. Par exemple, dans un système hydrogénique de numéro atomique Z, la recombinaison collisionnelle est dominée par la recombinaison radiative [8] si :

$$n_e\ [\mathrm{cm}^{-3}] \leq 5,9 \times 10^{10} Z^6 (k_B T_e)^{1/2} \exp\left(\frac{0,1 Z^2}{k_B T_e}\right) \tag{2.11}$$

L'équation 2.2 s'en trouve significativement simplifiée et le rapport des probabilités d'occupation des ions de charge Z^* et $Z^* + 1$ est donné par celui des taux d'ionisation collisionnelle et de recombinaison radiative :

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = \frac{\tau^c_{z,z+1}}{\tau^{rr}_{z+1,z}} \tag{2.12}$$

L'équilibre de photoionisation

En présence d'un champ radiatif très intense, la photoionisation devient le processus ionisant dominant dans les plasmas peu denses et HETL. A l'équilibre de photoionisation, le taux de ce processus est contrebalancé par celui de la recombinaison radiative, soit :

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = \frac{\tau^{photo}_{z,z+1}}{\tau^{rr}_{z+1,z}} \tag{2.13}$$

Une discussion plus approfondie sur les plasmas photoionisés fait l'objet du chapitre 6 de ce manuscrit.

2.3 Illustration des différents régimes d'équilibre

Ces différents régimes d'équilibre sont représentés sur la figure 2.6, où l'évolution du degré moyen d'ionisation Z^* d'un plasma de néon est tracé en fonction de la densité n_e. Trois plasmas sont considérés : des températures T_r et T_e de 30 eV [2] caractérisent le premier, le second a une température T_e de 30 eV mais un champ radiatif nul, tandis que le troisième possède un champ radiatif planckien de 60 eV et $T_e = 30$ eV.

Pour une densité importante, le taux de recombinaison à trois corps, fonction de n_e^2, devient le processus dominant. Un ETL s'établit dans le plasma, en présence ou non de champ radiatif. On observe ainsi une décroissance de Z^* avec la densité sur la figure 2.6 et les trois courbes se rejoignent lorsque $n_e > 10^{22}$ (région **A**).

A mesure que la densité baisse, le taux de recombinaison radiative devient de plus en plus important. Sans champ radiatif, l'ionisation reste néanmoins pilotée par les collisions. Les taux de ces processus finissent par se compenser pour atteindre l'EC. Puisque ces taux évoluent comme n_e, le paramètre Z^* devient constant avec la densité (région **B**).

Enfin, si le champ radiatif est intense, la photoionisation est le processus ionisant dominant aux faibles densités. Le néon peut alors être totalement ionisé (région **C**) si le champ est suffisamment intense pour arracher les électrons en couche K.

2. Par la suite, lorsque les températures sont associées à des énergies, il est entendu qu'elles sont multipliées par la constante de Boltzmann k_B.

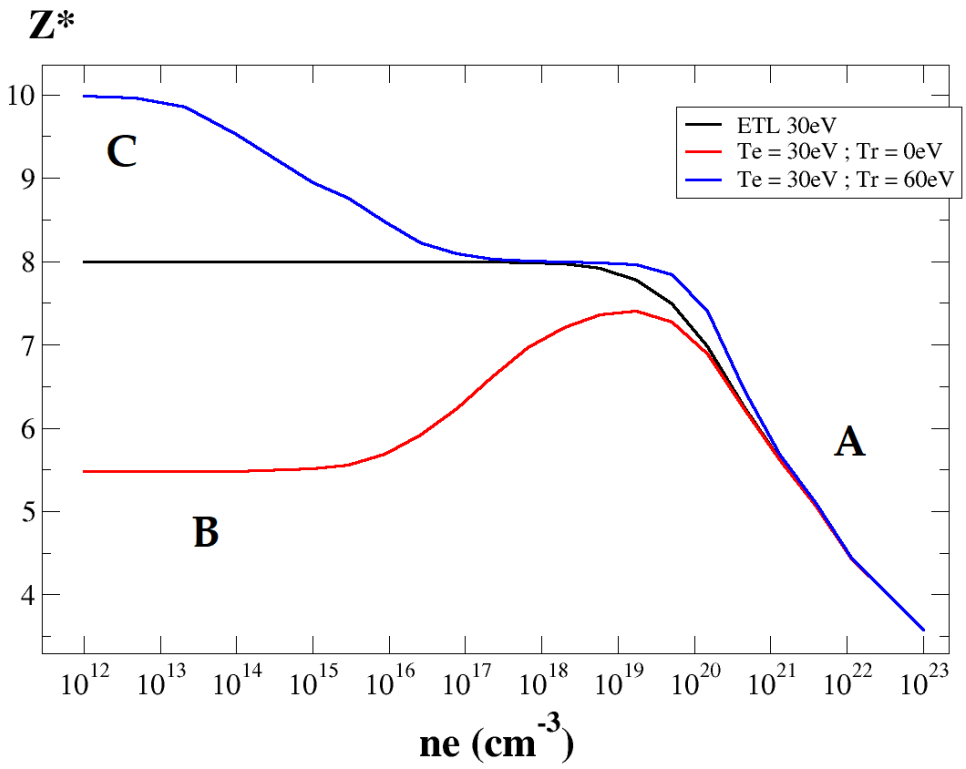


FIGURE 2.6 – Evolution de l'ionisation moyenne d'un plasma de néon calculée par SAPHyR en fonction de la densité électronique. Trois cas sont comparés : 1) le bain de photon est en équilibre thermodynamique avec le gaz d'électrons libres (courbe noire), 2) il n'y a pas de champ radiatif dans le plasma (courbe rouge) et 3) le champ radiatif est particulièrement intense (courbe bleue). Si les trois courbes sont distinctes aux faibles densités, elles se rejoignent à mesure que n_e augmente, lorsque l'ETL est établit.

Chapitre 3

Les données atomiques

Le taux de transition associé à un processus élémentaire dépend notamment des énergies des espèces ioniques considérées ainsi que d'une section efficace qui lui est associée. Leurs calculs relèvent de la mécanique quantique et dépend du modèle utilisé. La précision d'un modèle collisionnel-radiatif repose en grande partie sur la qualité de ces données atomiques.
Dans SAPHyR, elles sont calculées à l'approximation de l'atome isolé ce qui permet de les enregistrer dans une base de données compacte. Elles sont corrigées ultérieurement pour prendre en compte les effets de l'environnement plasma.

Ce chapitre est dédié au traitement de la physique atomique dans SAPHyR. Les représentations de la structure électronique des atomes, utilisées pour résoudre l'équation 2.2, y sont définies dans un premier temps. Le calcul des niveaux d'énergies de ces populations est discuté dans un deuxième temps. On donne enfin le calcul des sections efficaces des différents processus de transition.

3.1 Les différentes représentations

Notations spectroscopiques

Dans un ion multichargé, chaque électron, ou état mono-électronique, est décrit par un jeu de 4 nombres quantiques : n, l, m_l et m_s dans le cas non-relativiste et n, l, j, m_j dans le cas relativiste. Le nombre quantique n désigne le numéro de la couche principale occupée par l'électron, l son moment orbital et j son moment angulaire total. Il est usuel d'associer des lettres à chaque valeur de n et l, telles qu'indiquées dans le tableau 3.1. Les nombres m_l, m_j et m_s sont les projections des moments l, j et du spin respectivement sur un axe arbitraire, aussi appelé *axe de quantification*.

Rappelons les contraintes suivantes sur ces nombres quantiques :

$n \in \mathbb{N}$

$l \in [0, n-1]$ $\qquad$ $m_l \in [-l, l]$

$|l - 1/2| \leq j \leq l + 1/2$ $\qquad$ $m_j \in [-j, j]$

$s = 1/2$ $\qquad$ $m_s = -1/2$ ou $1/2$

D'après le principe d'exclusion de Pauli, interdisant à deux électrons d'occuper le même état monoélectronique, une couche n contient tout au plus $2n^2$ électrons. Par ailleurs, si le numéro de la couche principale n'est en théorie pas limité, SAPHyR ne retient que les états ayant des électrons jusqu'à la couche $n = 10$.

	nombre principal n					**nombre azimutal l**				
chiffre	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4
lettre	K	L	M	N	O	s	p	d	f	g

TABLE 3.1 – Notations usuelles pour désigner les premières couches et sous-couches électroniques.

SuperConfigurations

Afin de rendre le temps de calcul abordable, les équations de cinétique atomique 2.2 ne sont pas résolues dans SAPHyR pour chacun des états atomiques mais à l'échelle des SuperConfigurations (SCs). Une SC est ici définie par le nombre d'électrons q_n contenus dans chaque couche n. Soit :

$$SC \equiv (n=1)^{q_1}(n=2)^{q_2}...(n=10)^{q_{10}}$$

Un atome à 2 électrons peut ainsi être représenté par 55 SCs distinctes.
Une SC contient $g_{SC} = \prod_{n=1}^{n_{\max}} \frac{(2n^2)!}{q_n!(2n^2 - q_n)!}$ états atomiques. Il s'agit de son poids statistique. A titre d'exemple, la SC avec 2 électrons : $1^1 2^1$, est dégénérée 16 fois.

Configurations

En se limitant à une description non relativiste, chaque SC regroupe un certain nombre de configurations. Une configuration est définie par le nombre d'électrons q_{nl} contenus dans chaque sous-couche nl :

$$C \equiv (n_1 l_1)^{q_1} (n_2 l_2)^{q_2} \ldots (n_{10} l_{10})^{q_{10}}$$

Le poids statistique d'une configuration est $g_C = \prod_{i=1}^{n_{\max}} \frac{(2(2l_i+1))!}{q_i!(2(2l_i+1)-q_i)!}$. Pour reprendre l'exemple précédent, la SC $1^1 2^1$ contient les configurations $1s^1 2s^1$ et $1s^1 2p^1$, de poids respectifs 4 et 12.

3.2 Calcul des énergies

On fait l'hypothèse que l'énergie E_{SC} d'une SC résulte de la moyenne statistique des énergies E_C des configurations qu'elle contient :

$$E_{SC} = \frac{\sum_{C \in SC} g_C E_C}{\sum_{C \in SC} g_C} \tag{3.1}$$

L'énergie d'une configuration est donnée par [9] :

$$\begin{aligned} E_C = & \sum_i q_i \left[I(n_i l_i, n_i l_i) + (\frac{q_i - 1}{2}) \sum_k^{2l_i} f_k(l_i, l_i) F^k(n_i l_i, n_i l_i) \right] \\ & + \sum_{i=2} \sum_{j=1}^{i-1} q_i q_j \left[F^0(n_i l_i, n_j l_j) + \sum_{k=|l_i - l_j|}^{l_i + l_j} g_k(l_i, l_j) G^k(n_i l_i, n_j l_j) \right] \end{aligned} \tag{3.2}$$

Dans cette équation, $I(n_i l_i, n_i l_i)$ est une intégrale qui dépend des fonctions radiales mono-électroniques $P(nl, r)$ suivant :

$$I(n_i l_i, n_i l_i) = -\frac{1}{2} \int_0^\infty P(n_i l_i, r) L P(n_i l_i, r) \mathrm{d}r$$

où l'opérateur L est défini comme :

$$L = \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2} + \frac{2Z}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}$$

Les fonctions F^k et G^k sont des intégrales de Slater :

$$F^k(nl, n'l') = \int_0^\infty \int_0^\infty P(nl, r) P(nl, r) \frac{\min(s, r)^k}{\max(s, r)^{k+1}} P(n'l', s) P(n'l', s) \mathrm{d}r \mathrm{d}s \tag{3.3}$$

$$G^k(nl, n'l') = \int_0^\infty \int_0^\infty P(nl, r)P(n'l', r)\frac{\min(s, r)^k}{\max(s, r)^{k+1}}P(n'l', s)P(nl, s)\mathrm{d}r\mathrm{d}s \quad (3.4)$$

La somme $\sum_k f_k(l_i, l_i)F^k(n_i l_i, n_i l_i)$ et le terme $F^0(n_i l_i, n_j l_j) + \sum_k g_k(l_i, l_j)G^k(n_i l_i, n_j l_j)$ sont les interactions moyennes par paire d'électrons équivalent et non-équivalent respectivement, où $f_k(l_i, l_i)$ et $g_k(l_i, l_j)$ sont des coefficients angulaires algébriques qui s'expriment à l'aide des symboles $3-$j [10].
Dans SAPHyR, les fonctions d'onde mono-électroniques sont calculées dans un potentiel central optimisé tel que décrit par Talman et Shadwick [11], adapté de façon à permettre la minimisation de l'énergie de la SC parente. Dans cette approche, une procédure itérative est appliquée pour rendre auto-cohérents le potentiel et les fonctions d'onde mono-électroniques dans lequel elles sont évaluées.

Avec la convention adoptée dans ce manuscrit, les énergies des électrons liés sont comptées négativement et celles des électrons libres positivement.

3.3 Calcul des sections efficaces

A l'exception de l'autoionisation, tous les taux de transition sont décrits au moyen de sections efficaces. Considérons un état i qui, par interaction avec une particule k, passe dans un état f. La section efficace de ce processus peut être définie comme la probabilité de transition par unité de temps, par état i et par unité de flux de particules k. On rappelle que ce sont ici des fonctions indépendantes des conditions du plasma que l'on peut conserver dans une base de données pour une utilisation ultérieure du calcul des taux.

Il est à noter que les sections efficaces d'un processus et de son inverse sont reliées entre elles par une relation de microréversibilité, dont la dérivation est donnée dans [12]. Pour chaque couple de processus, on ne présente donc la formule que d'une section efficace, la seconde se déduisant de la relation de micro-réversibilité associée.
Les sections efficaces sont calculées entre Configurations suivant le formalisme proposé par Pindzola [13], puis moyennées pour former des sections efficaces entre SCs selon :

$$\sigma_{SC\to SC'} = \sum_{\substack{C\in SC \\ C'\in SC'}} \frac{g_C \sigma_{C,C'}}{g_{SC}} \quad (3.5)$$

Processus lié-lié

1) La photoexcitation

Les sections efficaces des processus radiatifs sont calculées à l'approximation dipolaire [10] [1]. Soit la réaction de photoexcitation suivante :

$$(n_1 l_1)^{p_1}(n_2 l_2)^{p_2} + h\nu \rightarrow (n_1 l_1)^{p_1-1}(n_2 l_2)^{p_2+1}$$

où p_i est le nombre d'électrons occupant la couche (n_i, l_i). La section efficace correspondante est :

$$\sigma_{12}^{er}(h\nu) = \frac{8\pi^2}{3c} \times h\nu \times p_1 \frac{(4l_2 + 2 - p_2)\max(l_1, l_2)}{(4l_1 + 2)(4l_2 + 2)} |D(12)|^2 \tag{3.6}$$

En notant l'opérateur position $\hat{r}$, $D(12) = \int_0^\infty P_{n_1 l_1}(r)\hat{r}P_{n_2 l_2}(r)\mathrm{d}r$ est l'élément de matrice dipolaire radial, dont le calcul dépend de celui des fonctions d'onde mono-électroniques.

2) L'excitation collisionnelle

La section efficace d'excitation collisionnelle pour la transition :

$$(n_1 l_1)^{p_1}(n_2 l_2)^{p_2} + k_i l_i \rightarrow (n_1 l_1)^{p_1-1}(n_2 l_2)^{p_2+1} + k_d l_d$$

est calculée telle que :

$$\sigma_{C,C'}^{ec}(k_i) = \frac{8\pi}{k_i^3 k_d} \times p_1(4l_2 + 2 - p_2) \sum_{l_i l_d} (2l_i + 1)(2l_d + 1)|M(2d, 1i)|^2 \tag{3.7}$$

k_i et k_d représentent les énergies cinétiques des électrons incident et diffusé respectivement. L'élément de matrice $M(2d, 1i)$ est une somme de produits de coefficients angulaires avec des intégrales radiales du type 3.3 et 3.4, et dont l'expression est donnée dans [13].

On observe sur la figure 3.1 un bon accord entre les sections efficaces obtenues avec l'équation 3.7 et celles calculées par Clark et Abdallah [14], pour les transitions $2p \rightarrow 3l$ ($l = 0$, 1 ou 2) issues de la configuration fondamentale de l'ion N_e^{5+}.

1. Cette approximation repose sur l'hypothèse que la variation spatiale du champ électromagnétique est négligeable sur une distance de l'ordre de la taille de l'atome. Cela n'est plus valable dans le domaine des rayons X durs (à partir de ~ 5 keV).

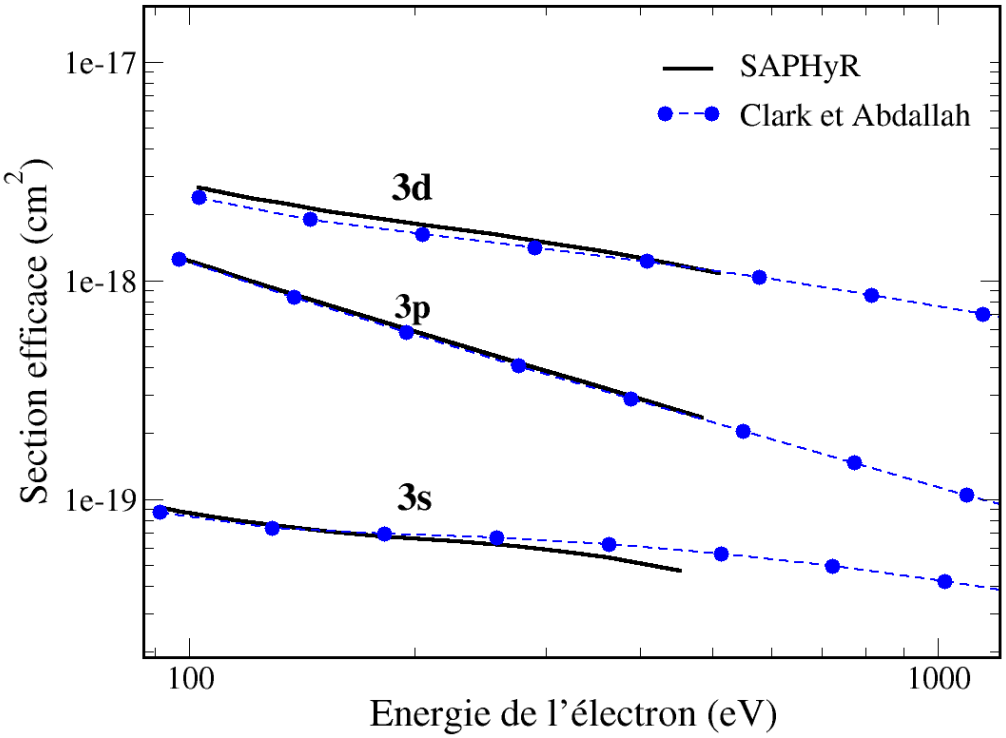


FIGURE 3.1 – Sections efficaces d'excitation collisionnelle calculées par SAPHyR (en noir) et Clark et Abdallah [14] (en bleu) pour les transitions $2p \rightarrow 3l$ à partir de la configuration $1s^2 2s^2 2p$ de l'ion Ne^{5+}.

Processus lié-libre

1) La photoionisation

On considère la transition :

$$(n_1 l_1)^{p_1} + h\nu \rightarrow (n_1 l_1)^{p_1 - 1} + k_e l_e$$

où k_e est relié à l'énergie de l'électron éjecté ($\frac{\hbar^2 k_e^2}{2m_e}$). La section efficace de ce processus de photoionisation est :

$$\sigma_{C,C'}^{photo}(h\nu) = p_1 \times \frac{8\pi^2}{3c} \times h\nu \frac{\max(l_1, l_2)}{4l_1 + 2} |D(1e)|^2 \tag{3.8}$$

Les sections efficaces de photoionisation des trois premières sous-couches de l'ion Ne^{5+} déduites de l'équation 3.8 sont confrontées à celles calculées par Clark et Abdallah [14] sur la figure 3.2, ainsi qu'à des calculs réalisés à l'aide du code MCDF développé par Bruneau [15]. Là encore, on constate que les trois calculs donnent des

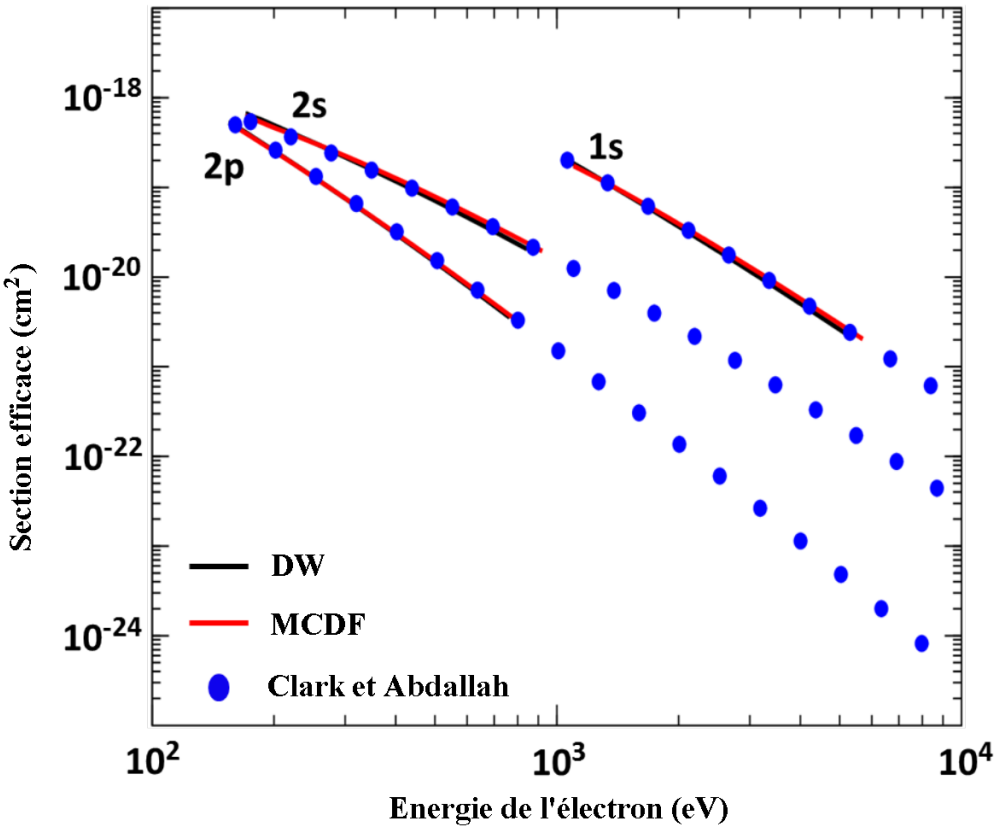


FIGURE 3.2 – Section efficace de photoionisation des sous-couches $1s$, $2s$ et $2p$ de la configuration $1s^2 2s^2 2p$ de l'ion Ne^{5+}. Les valeurs calculées par SAPHyR (en noir) sont comparées à celles de la référence [14] ainsi qu'à celles du modèle MCDF de [15].

résultats comparables.

2) L'ionisation collisionnelle

Si l'on décrit la transition issue d'une ionisation par impact électronique telle que :

$$(n_1 l_1)^{p_1} + k_i l_i \rightarrow (n_1 l_1)^{p_1 - 1} + k_f l_f + k_e l_e$$

la section efficace correspondante est donnée par :

$$\sigma^{ic}_{C,C'}(\epsilon_i) = p_1 \int_0^{E_{max}/2} \frac{32}{k_i^3 k_f k_e} \sum_{l_i, l_f, l_e} (2l_i + 1)(2l_f + 1)(2l_e + 1)|M(ef, 1i)|^2 \mathrm{d}\epsilon_f \qquad (3.9)$$

Avec cette notation, les indices i et f désignent respectivement l'état initial et l'état final de l'électron diffusé, e celui de l'électron éjecté et $E_{max} = \epsilon_i - \Delta E$ où ΔE est la différence d'énergie entre les deux états atomiques de l'électron diffusé.

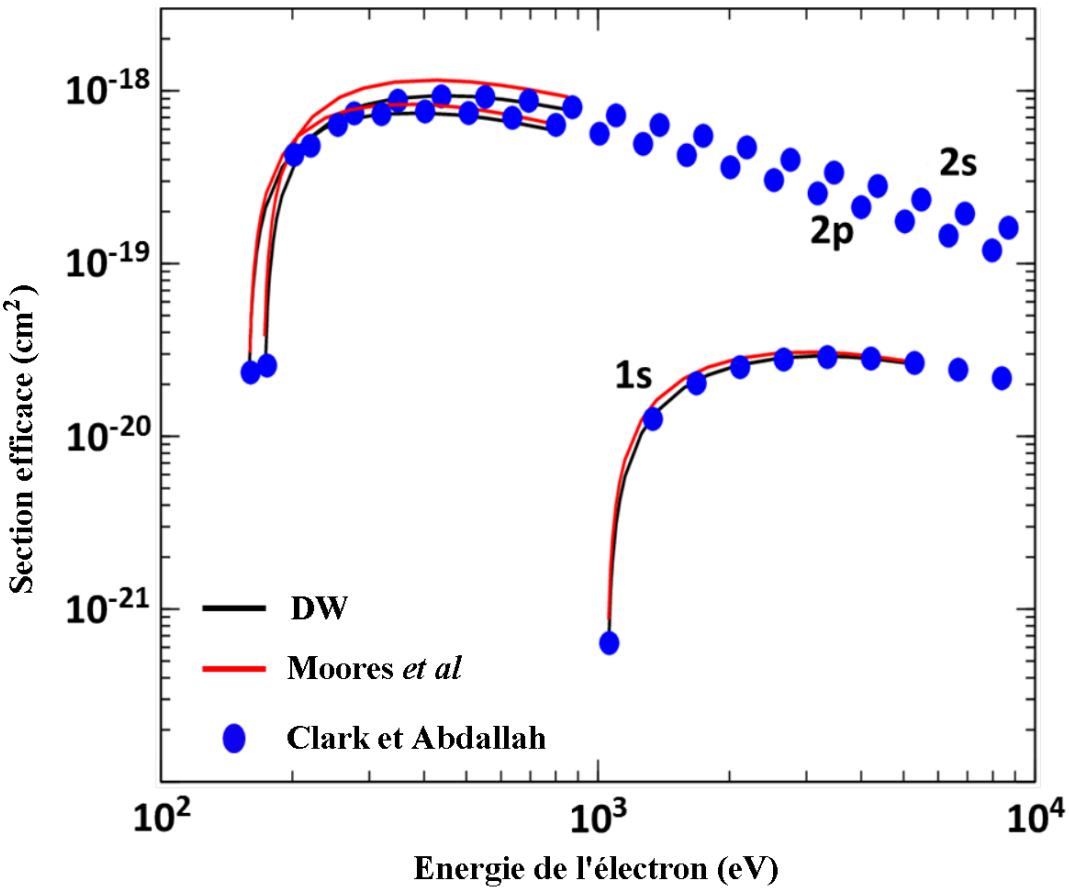


FIGURE 3.3 – Sections efficaces d'ionisation par impact électronique des sous-couches $1s$, $2s$ et $2p$ de la configuration fondamentale de l'ion Ne^{5+} ($1s^2 2s^2 2p$) calculées par SAPHyR (en noir), déduites des formules semi-empiriques proposées par Moores *et al* [16] (en rouge) ou données par Clark et Abdallah [14] (en bleu).

On compare de nouveau sur la figure 3.3 cette section efficace à celle de la référence [14] pour l'ionisation des sous-couches citées précédemment. Sur ce domaine d'énergie, les écarts relatifs ne dépassent jamais 30%. Sont également reportés sur cette figure les résultats du fit proposé par Moores *et al* [16]. Ces trois approches donnent ici aussi des résultats compatibles.

3) Autoionisation et capture diélectronique

Pour le processus d'autoionisation, la notion de section efficace n'a pas de sens puisque la transition s'effectue sans l'intervention d'une particule k, pour reprendre la définition de la section efficace donnée en introduction de cette section. Dans le cas d'une transition reliant deux configurations, deux situations sont à distinguer, selon que les électrons de transition soient issus d'orbitales distinctes ou de la même orbitale. Dans le premier cas, la réaction s'écrit :

$$(n_1 l_1)^{p_1}(n_2 l_2)^{p_2}(n_3 l_3)^{p_3} \rightarrow (n_1 l_1)^{p_1+1}(n_2 l_2)^{p_2-1}(n_3 l_3)^{p_3-1} + k_4 l_4$$

dont le taux est donné par :

$$A_{C,C'}^{Auger} = p_2 p_3 \frac{(4l_1 + 2 - p_1)(4l_4 + 2)|M(14,23)|^2}{k_4} \tag{3.10}$$

Dans le second cas, soit lorsque :

$$(n_1 l_1)^{p_1}(n_2 l_2)^{p_2} \rightarrow (n_1 l_1)^{p_1+1}(n_2 l_2)^{p_2-2} + k_3 l_3$$

le taux d'autoionisation est :

$$A_{C,C'}^{Auger} = p_2(p_2 - 1) \frac{(4l_1 + 2 - p_1)(4l_2 + 2)(4l_3 + 2)|M(13,22)|^2}{k_3(4l_2 + 1)} \tag{3.11}$$

SC	MCDF	MPO
K^0L^2	$9,43\ (13)$	$9,91\ (13)$
$K^0L^1M^1$	$9,23\ (12)$	$1,17\ (13)$
K^0M^2	$1,34\ (12)$	$1,45\ (12)$
K^1L^2	$3,78\ (13)$	$4,05\ (13)$
K^1L^3	$9,57\ (13)$	$8,65\ (14)$
K^1L^4	$1,63\ (14)$	$1,46\ (14)$

TABLE 3.2 – Taux d'autoionisation pour différentes superconfigurations des ions Ne^{5+} à Ne^{8+} calculés par SAPHyR (MPO) et par le code MCDF [15]. La notation $x(y)$ représente le nombre $x \times 10^y$.

Le taux d'autoionisation connectant deux SCs est déduit de la moyenne statistique des taux d'autoionisation entre configurations :

$$A_{SC,SC'}^{Auger} = \frac{\sum_C \sum_{C'} A_{C,C'}^{Auger}}{\sum_C g_C} \tag{3.12}$$

Un exemple de taux d'autoionisation de différentes SCs des ions Ne^{5+} à Ne^{8+} est donnée dans le tableau 3.2. Pour la comparaison, les mêmes taux calculés par le code MCDF [15] sont aussi présentés. Une nouvelle fois, on constate un bon accord entre les deux approches. L'écart maximal est de $27\,\%$ pour la transition $K^0L^1M^1 \rightarrow K^1{+}\epsilon$.

Chapitre 4

Le calcul de la cinétique atomique

Le calcul de la balance d'ionisation dans un milieu HETL peut s'avérer très sensible au nombre et à la nature des états atomiques retenus pour décrire le système, ainsi qu'à la façon dont sont traités les effets d'environnement plasma.

4.1 Influence des états excités

En s'appuyant sur une représentation des états atomiques basée sur la notion de superconfiguration, on peut facilement inclure un grand nombre d'états excités dans le calcul de la cinétique atomique. Dans cette étude, on a fait le choix de ne retenir, par degré de charge, qu'un ensemble de SCs regroupant la SC fondamentale (celle ayant l'énergie la plus basse) ainsi que les SCs simplement et doublement excitées par rapport à la SC fondamentale. Les excitations impliquent ici n'importe quelle couche peuplée de la SC fondamentale. Par exemple, on peut obtenir les SCs une fois excitées $1^2 2^1 n^1$ avec $n \in [3, 10]$ à partir de la SC fondamentale $1^2 2^2$.

Une illustration de l'effet de la prise en compte des états excités sur le calcul de la balance d'ionisation dans un plasma de néon avec $T_i = 15$ eV, $T_e = 25$ eV, $T_r = 50$ eV et $\rho = 1 \times 10^{-3}$ g/cm^{-3}, est présentée sur la figure 4.1. En ne retenant que les SCs fondamentales, l'ionisation moyenne est égale à $7,9$. En rajoutant les SCs simplement puis doublement excitées, l'ionisation décroit fortement pour atteindre $6,7$ puis $6,4$.

4.2 Influence de l'environnement plasma

Les énergies des configurations calculées à l'approximation de l'atome isolé doivent être corrigées pour prendre en compte certains effets induits par l'environnement plasma. Parmi ceux-ci, on ne retient que celui relatif à l'abaissement des potentiels

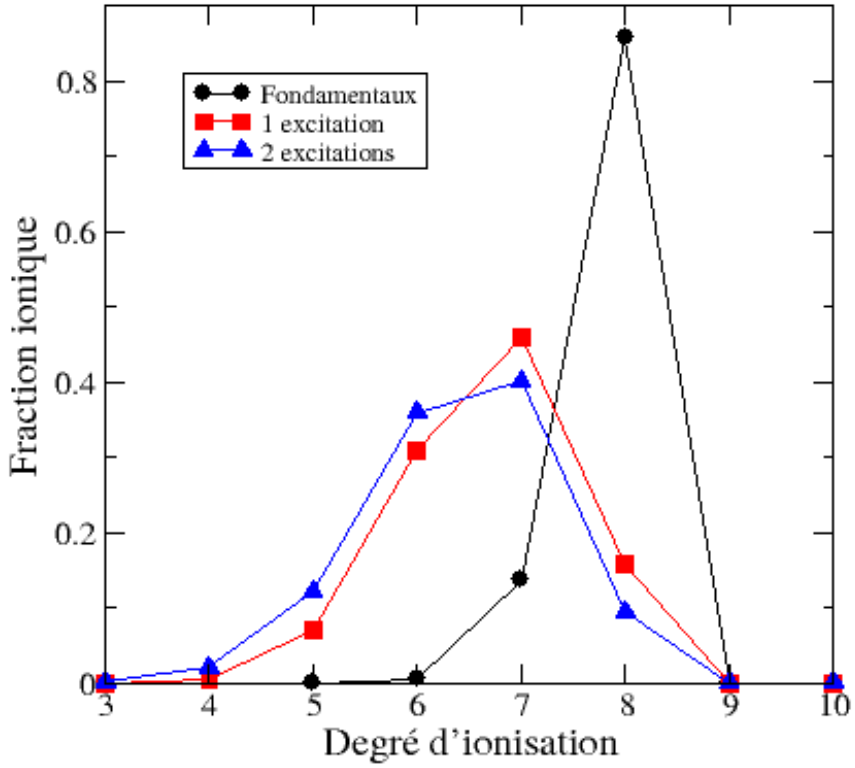


FIGURE 4.1 – Distributions ioniques calculées par SAPHyR dans un plasma de néon lorsque seules les SC fondamentales sont prises en compte (courbe noire), en ajoutant les SC une fois excitées (courbe rouge) et deux fois excitées (courbe bleue).

d'ionisation résultant de l'interaction des électrons liés avec les électrons du continuum. Cet effet est illustré sur la figure 4.2. Il a pour conséquence de réduire le nombre d'états atomiques accessibles. Cette réduction est d'autant plus importante que la densité électronique est élevée. Si ces états étaient occupés à l'approximation de l'atome isolé, leur disparition peut se traduire par une augmentation du degré d'ionisation de l'atome. On parle alors d'ionisation par pression.
Ces effets de densité sont décrits de différentes façons dans SAPHyR.

Le modèle de la sphère ionique

L'une d'elle correspond au modèle de la sphère ionique proposé par Armstrong [17]. Pour assurer l'électroneutralité du plasma, la distribution des électrons libres est supposée uniforme et constante autour d'un ion sur une sphère de rayon $R_0 = \sqrt[1/3]{3/4\pi n_i}$ (rayon de Wigner-Seitz), où n_i est la densité ionique du plasma. Le potentiel perturbateur issu de la distribution de charge libres dans cette sphère est obtenu en résolvant l'équation de Poisson. Dans un modèle à particules indépendantes, et sous réserve que la perturbation soit modérée, il introduit une correction en énergie

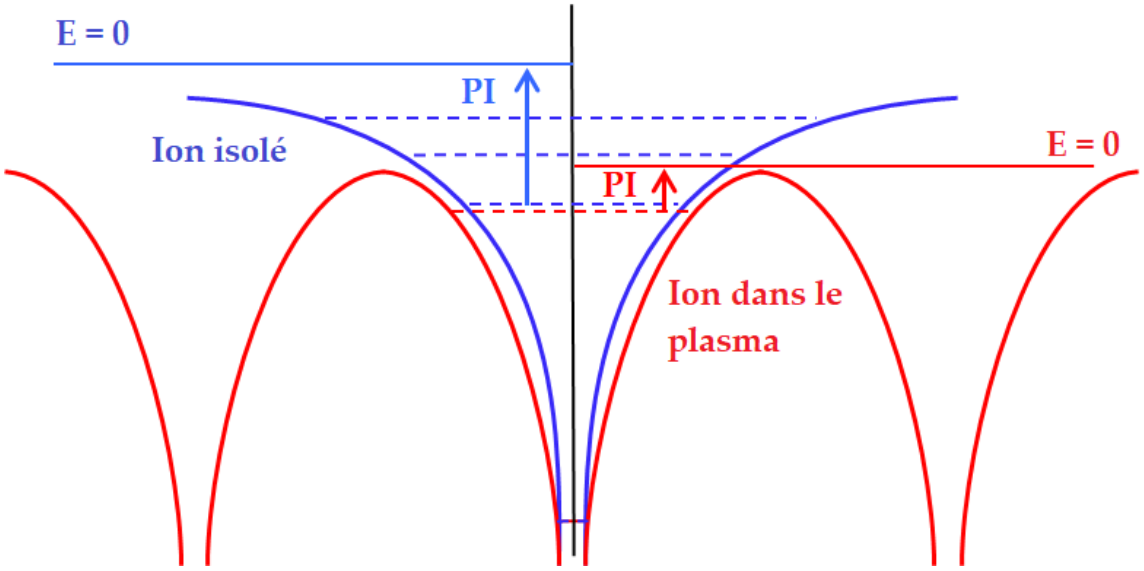


FIGURE 4.2 – Illustration de l'abaissement du potentiel d'ionisation (PI) lorsque les effets de densité sont pris en compte.

$\Delta\epsilon_{nl}$ sur les énergies mono-électroniques, donnée par :

$$\Delta\epsilon_{nl} = \frac{Z_{nl}}{2R_0}\left[3 - \left(\frac{r_{nl}}{R_0}\right)^2\right] \tag{4.1}$$

Dans cette expression, le paramètre Z_{nl} correspond à la charge coulombienne effective du noyau telle qu'elle serait "ressentie" par un électron en sous-couche (n, l) et r_{nl} à la distance moyenne de l'électron au noyau.
Dans la pratique, les milieux auxquels on s'intéresse ici étant relativement dilués, on ne retient que le premier terme de cette correction : $\Delta\epsilon_{nl} = \frac{3Z_{nl}}{2R_0}$. Lorsque $\Delta\epsilon_{nl} > \epsilon_{nl}$, l'électron en couche (n, l) n'est plus considéré comme lié à l'atome, où ϵ_{nl} désigne l'énergie de liaison de l'électron, évaluée ici en l'absence de l'environnement plasma.

On compare sur la figure 4.3 les distributions de charge calculées par SAPHyR en utilisant le modèle de la sphère ionique (courbe noire) et sans prendre en compte les effets de densité (courbe rouge), dans un plasma de néon représentatif de ceux rencontrés dans cette étude ($T_i = 15$ eV, $T_e = 25$ eV, $T_r = 50$ eV et $\rho = 1 \times 10^{-3}$ g/cm^{-3}). Le degré moyen d'ionisation passe alors de $6,37$ à l'approximation de l'atome isolé, à $6,71$ avec le modèle de la sphère ionique.

Le modèle de Stewart-Pyatt

Une seconde façon de décrire les effets de densité repose sur le modèle de Stewart-Pyatt [18]. On utilise ici une forme simplifiée du modèle original où, dans un modèle

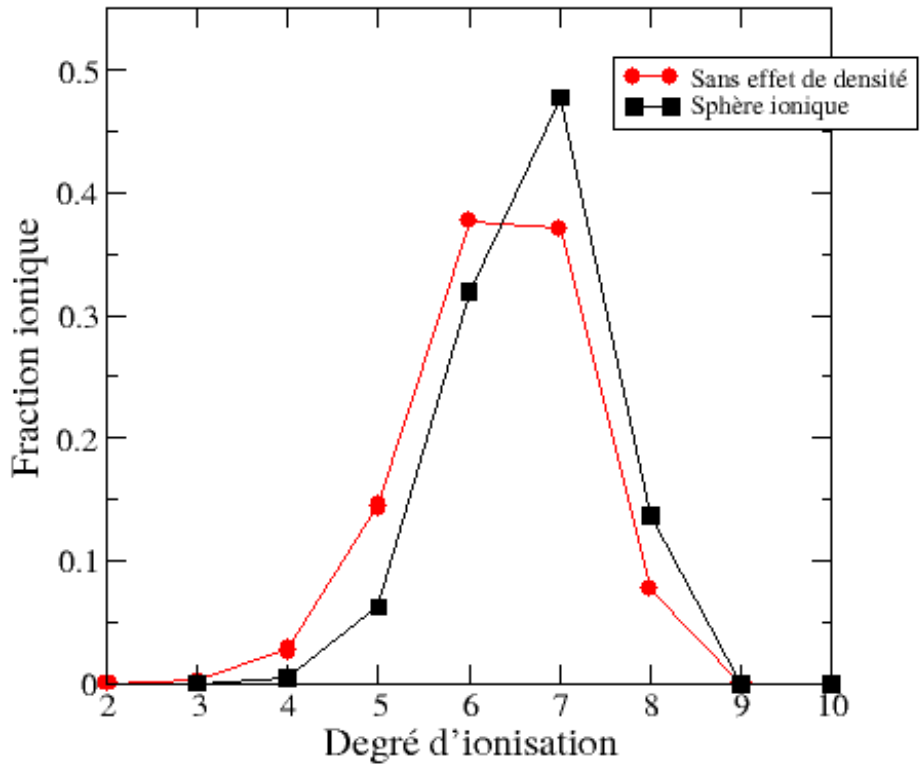


FIGURE 4.3 – Distributions ioniques d'un plasma de néon ($T_i = 15$ eV, $T_e = 25$ eV, $T_r = 50$ eV et $\rho = 1 \times 10^{-3}$ g/cm^{-3}) calculées avec (courbe noire) et sans (courbe rouge) prise en compte de l'environnement plasma.

à particules indépendantes, la correction en énergie prend la forme [18, 19] :

$$\Delta\epsilon_{nl} = \frac{3Z_{nl}}{2R_0}\left[\sqrt[2/3]{1+\left(\frac{\lambda_D}{R_0}\right)^3} - \left(\frac{\lambda_D}{R_0}\right)^2\right] \tag{4.2}$$

λ_D est la longueur de Debye, restreinte à la contribution électronique : $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e}}$. L'équation 4.2 tend vers 4.1 dans la limite des faibles températures et/ou des hautes densités, soit lorsque $\lambda_D \ll R_0$. Dans la limite opposée ($\lambda_D \gg R_0$), $\Delta\epsilon_{nl} \simeq \frac{Z_{nl}}{\lambda_D}$ ce qui correspond au modèle de Debye-Hückel [20].

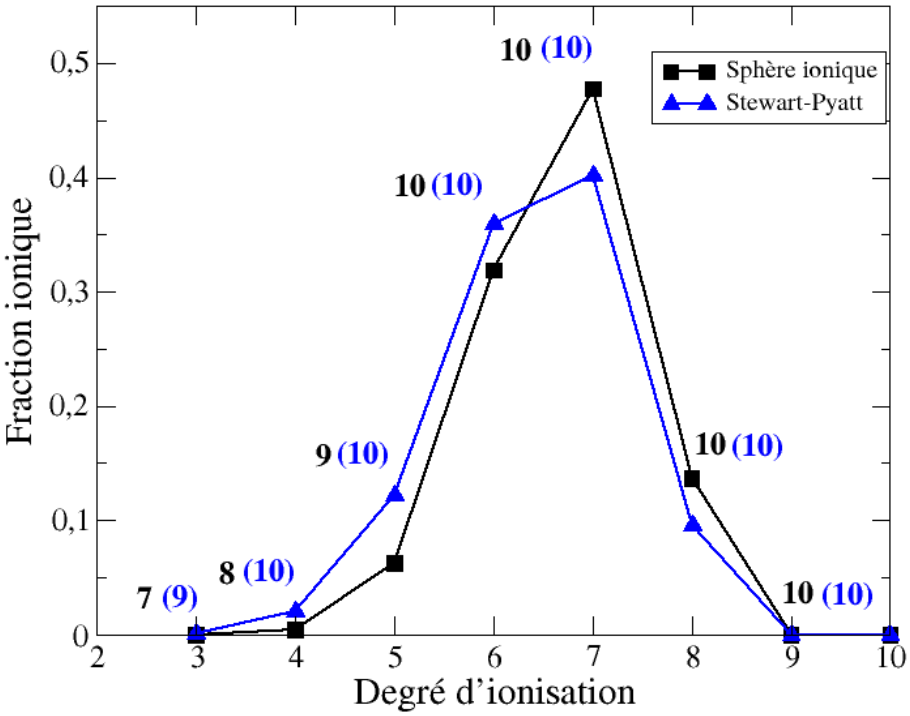


FIGURE 4.4 – États de charge d'un plasma de néon calculés avec le modèle de la sphère ionique ou avec celui de Stewart-Pyatt. Pour chaque degré d'ionisation, les dernières couches principales liées retenues par les deux modèles sont indiquées. Les paramètres plasmas sont identiques à ceux de la figure 4.3.

Les fractions ioniques calculées avec les deux modèles dans le même plasma de néon que précédemment sont comparées sur la figure 4.4. Plus d'états liés sont retenus par le modèle de Stewart-Pyatt, ce qui se traduit dans ces conditions par un degré d'ionisation inférieur, avec $Z^*_{SP} = 6,42$.

4.3 Formulation des taux

Les taux de transitions tels qu'ils sont implémentés dans SAPHyR sont réunis dans le tableau 4.1. Ils dépendent des distributions en énergie du champ radiatif ou des électrons libres selon le processus considéré. Par exemple, lorsque la distribution électronique est décrite par l'équation 2.7 à T_e, le taux de photoionisation entre un état j et un état k s'écrit :

$$\tau_{jk}^{photo} = \frac{4\pi}{h} \int_{\Delta E_{jk}}^{\infty} \mathrm{d}(h\nu) \sigma_{jk}^{photo} \frac{I_{h\nu}}{h\nu} \left[1 - \frac{1}{1 + e^{\beta_e (h\nu - \Delta E_{jk} - \mu)}} \right] \tag{4.3}$$

où $I_{h\nu}$ correspond à la densité de flux radiatif. Le terme le plus à droite de cette équation représente l'espace des phases disponible pour l'électron arraché du cortège électronique, aussi appelé "Pauli blocking factor".
Le taux du processus inverse, la recombinaison radiative, est exprimé au moyen de la relation de microréversibilité donnée dans [12] :

$$g_j \frac{\sigma_{jk}^{photo}(\epsilon + \Delta E_{jk})}{\epsilon + \Delta E_{jk}} = g_k \frac{m_e^{3/2} c}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \lambda(\epsilon) \theta(\epsilon) \sigma_{kj}^{rr}(\epsilon) \tag{4.4}$$

où l'on a introduit les fonctions :

$$\theta(\epsilon) \equiv \frac{v(\epsilon)}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{(\epsilon / m_e c^2 + 1)^2}} \tag{4.5}$$

et :

$$\lambda(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{1 + \frac{\epsilon}{2 m_e c^2}} (1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2}) \tag{4.6}$$

Photo-excitation & décroissance radiative

$$\tau_{jk}^{er} = \frac{4\pi}{h}\int_0^\infty \mathrm{d}(h\nu)\sigma_{jk}^{er}\frac{I_{h\nu}}{h\nu}$$
$$\tau_{kj}^{dr} = \frac{g_j}{g_k}e^{\beta_e\Delta E_{jk}}\frac{4\pi}{h}\int_0^\infty \mathrm{d}(h\nu)\sigma_{jk}^{er}e^{\beta_r h\nu}\frac{I_{h\nu}}{h\nu}$$

Excitation & désexcitation collisionnelle

$$\tau_{jk}^{\mathrm{ec}} = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\int_{\Delta E_{jk}}^\infty \mathrm{d}\epsilon\lambda(\epsilon)\frac{1}{1+e^{\beta_e(\epsilon-\mu)}}c\theta(\epsilon)\sigma_{jk}^{ec}\frac{1}{1+e^{-\beta_e(\epsilon-\Delta E_{jk}-\mu)}}$$
$$\tau_{kj}^{\mathrm{dc}} = \frac{g_j}{g_k}\frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\int_{\Delta E_{jk}}^\infty \mathrm{d}\epsilon\lambda(\epsilon)\frac{1}{1+e^{\beta_e(\epsilon-\Delta E_{jk}-\mu)}}c\theta(\epsilon)\sigma_{jk}^{ec}\frac{1}{1+e^{-\beta_e(\epsilon-\mu)}}$$

Photoionisation & recombinaison radiative

$$\tau_{jk}^{\mathrm{photo}} = \frac{4\pi}{h}\int_{\Delta E_{jk}}^\infty \mathrm{d}(h\nu)\sigma_{jk}^{photo}\frac{I_{h\nu}}{h\nu}\frac{1}{1+e^{-\beta_e(h\nu-\Delta E_{jk}-\mu)}}$$
$$\tau_{kj}^{\mathrm{rr}} = \frac{4\pi}{h}\frac{g_j}{g_k}\int_{\Delta E_{jk}}^\infty \mathrm{d}(h\nu)\sigma_{jk}^{photo}e^{\beta_r h\nu}\frac{I_{h\nu}}{h\nu}\frac{1}{1+e^{\beta_e(h\nu-\Delta E_{jk}-\mu)}}$$

Ionisation par impact électronique & recombinaison à trois corps

$$\tau_{jk}^{\mathrm{ic}} = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\int_{\Delta E_{jk}}^\infty \mathrm{d}\epsilon\lambda(\epsilon)\theta(\epsilon)\int_0^{\epsilon-\Delta E_{jk}}\mathrm{d}\epsilon_1\sigma_{jk}^{ic}\frac{1}{1+e^{\beta_e(\epsilon-\mu)}}\frac{1}{1+e^{-\beta_e(\epsilon_1-\mu)}}\frac{1}{1+e^{-\beta_e(\epsilon-\Delta E_{jk}-\epsilon_1-\mu)}}$$
$$\tau_{kj}^{\mathrm{3c}} = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\frac{g_j}{g_k}\int_{\Delta E_{jk}}^\infty \mathrm{d}\epsilon\lambda(\epsilon)\theta(\epsilon)\int_0^{\epsilon-\Delta E_{jk}}\mathrm{d}\epsilon_1\sigma_{jk}^{ic}\frac{1}{1+e^{\beta_e(\epsilon_1-\mu)}}\frac{1}{1+e^{\beta_e(\epsilon-\Delta E_{jk}-\epsilon_1-\mu)}}\frac{1}{1+e^{-\beta_e(\epsilon-\mu)}}$$

Autoionisation et capture diélectronique

$$\tau_{jk}^{\mathrm{Auger}} = \frac{A_{jk}^{\mathrm{Auger}}}{1+e^{-\beta_e(\Delta E_{jk}-\mu)}}$$
$$\tau_{kj}^{\mathrm{cd}} = \frac{g_j}{g_k}\frac{A_{jk}^{\mathrm{Auger}}}{1+e^{\beta_e(\Delta E_{jk}-\mu)}}$$

TABLE 4.1 – Calcul des taux de transitions associés à chaque processus élémentaire, à partir des énergies des configurations, des sections efficaces correspondantes et des distributions électronique et radiative du plasma.

Chapitre 5

Le calcul des spectres

Une fois les équations de cinétique atomique résolues, des opacité et émissivité spectrales peuvent être calculées avec un niveau de détail qui dépend de l'application considérée.
Dans une simulation d'hydrodynamique radiative, on fait l'hypothèse que les émissivité et opacité calculées à l'échelle des SCs sont suffisantes pour décrire les effets du rayonnement sur la dynamique du plasma. Il est à noter que ce niveau de détail est d'une plus grande précision que celui d'une approche de type ion moyen [21].
En revanche, une représentation en niveaux est nécessaire pour analyser des spectres enregistrés avec une bonne résolution.

Le principe du calcul des opacités et émissivités réalisé par SAPHyR est discuté ci-après. Les différents processus contribuant au calcul du profil d'une raie spectrale sont ensuite présentés. Enfin, on décrit le calcul d'une intensité spectrale basé sur la résolution de l'équation du transfert radiatif.

5.1 Opacités et émissivités

On décompose l'opacité $\kappa_{h\nu}$ en fonction des différents processus qui contribuent à l'absorption d'un photon [22] :

$$\kappa_{h\nu} = n_{ion} \left[\sum_i p_i \sum_j \sigma^{abs}_{i,j\,;\,h\nu} \left(1 - \frac{p_j g_i}{p_i g_j} \right) + \sigma^{diff} \right] \tag{5.1}$$

où n_{ion} est la densité ionique du plasma, p_i la probabilité d'occupation de l'état i et σ^{diff} est la section efficace de diffusion, donnée par la formule non relativiste classique de Thomson :
$\sigma^{diff} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\alpha\hbar}{m_e c} \right)^2 = 6,65 \times 10^{-29}$ cm^2.

La section efficace $\sigma^{abs}_{i,j\ ;\ h\nu} = \sigma^{er}_{i,j\ ;\ h\nu} + \sigma^{photo}_{i,j\ ;\ h\nu} + \sigma^{Brem}_{i,j\ ;\ h\nu}$ est la somme des sections efficaces des processus d'absorption, avec $\sigma^{Brem}_{i,j\ ;\ h\nu}$ la section efficace du Bremsstrahlung inverse [1] dont l'expression est donnée dans [23]. La diffusion et le Bremstrahlung sont des processus libre-libre, ils influencent la répartition des photons et électrons du continuum.
De manière similaire, l'émissivité s'exprime comme :

$$\epsilon_{h\nu} = n_{ion}\frac{2h\nu^3}{c^2}\sum_j p_j \sum_i \frac{g_i}{g_i}\sigma^{abs}_{i,j\ ;\ h\nu} \tag{5.2}$$

À la différence de l'équation 5.1, les émissivités ne contiennent aucun termes associés à la diffusion Thomson.
À noter que, lorsque le rayonnement est en équilibre avec la matière, opacité et émissivité sont reliées par la loi de Kirchoff [24] :

$$\frac{\epsilon_{h\nu}}{\kappa_{h\nu}} = B_{h\nu}(T) \tag{5.3}$$

où $B_{h\nu}(T)$ correspond à la distribution planckienne 2.6 de température T.
Les contributions des processus lié-lié (impliquant 2 électrons liés au sein d'un même degré de charge), lié-libre (connectant des degrés de charge consécutifs et impliquant 1 électron lié et 1 électron libre) et libre-libre à l'opacité d'un plasma de néon HETL ($T_i = 15$ eV, $T_e = 25$ eV, $T_r = 50$ eV et $\rho = 1 \times 10^{-3}$ g/cm^3) sont présentées sur la figure 5.1. Il s'agit d'un calcul réalisé à l'échelle des SCs.

5.2 Échelles de résolution d'un spectre

Pour une utilisation dans une simulation d'hydrodynamique radiative, les émissivités et opacités du plasma sont calculées, en raison du temps de calcul, entre SCs. Les spectres ainsi produits sont qualifiés de spectres STA (pour "Super Transition Array"). Pour des applications de spectroscopie, les spectres sont ici calculés à l'échelle des niveaux atomiques. On parle alors de spectres DLA (pour "Detailed Line Accounting").

Afin de générer des spectres DLA, les probabilités d'occupation des SCs déduites du calcul de la cinétique atomique doivent être réparties jusqu'à l'échelle des ni-

1. En présence d'un champ généré par une espèce ionique, la trajectoire d'un électron (et plus généralement d'une particule chargée) est déviée, ce qui entraîne une variation de son énergie. D'après les équations de Maxwell, la décélération de l'électron s'accompagne de l'émission d'un photon. Le Bremsstrahlung (rayonnement de freinage en allemand) est le rayonnement continu issu de ce mécanisme. Le processus inverse correspond à l'accélération d'un électron suite à l'absorption d'un photon.

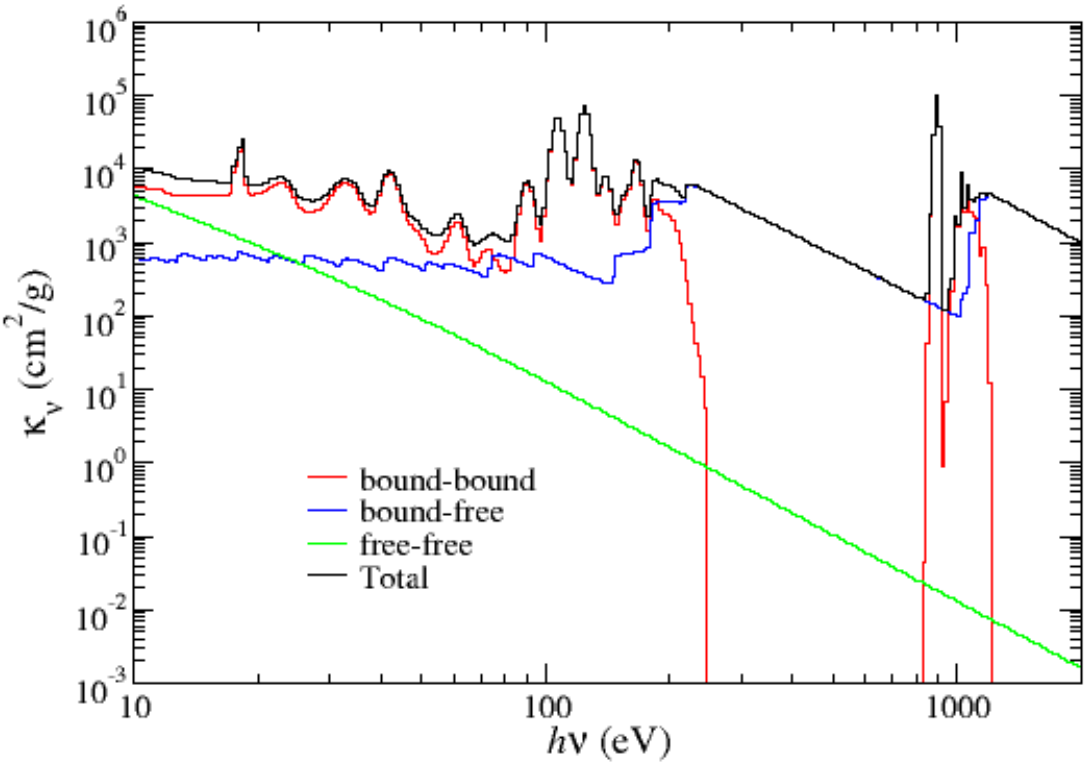


FIGURE 5.1 – Composantes lié-lié, lié-libre et libre-libre des opacités 5.1 calculées par SAPHyR entre superconfigurations dans un plasma de néon.

veaux atomiques. Cette répartition s'effectue en deux étapes. Dans la première, les occupations des configurations P_C, sont déduites de celles des SCs en fonction de la température électronique T_e suivant la statistique de Boltzmann (2.8). Soit :

$$P_C = \frac{g_C \, e^{-E_C/kT_e}}{A} \tag{5.4}$$

où A est un facteur de normalisation de sorte que $P_{SC} = \sum_{C \in SC} P_C$. Cette hypothèse est justifiée pour des plasmas thermiques suffisamment collisionnels.
Les rapports des occupations des configurations $1s^1 2s^1$ et $1s^1 2p^1$ de l'hélium, du carbone 4 fois ionisé et du néon 8 fois ionisé en fonction de T_e sont présentés sur la figure 5.2. Ces rapports tendent vers une distribution statistique, c'est-à-dire vers $g_{1s^1 2p^1}/g_{1s^1 2s^1} = 3$ lorsque la température augmente.

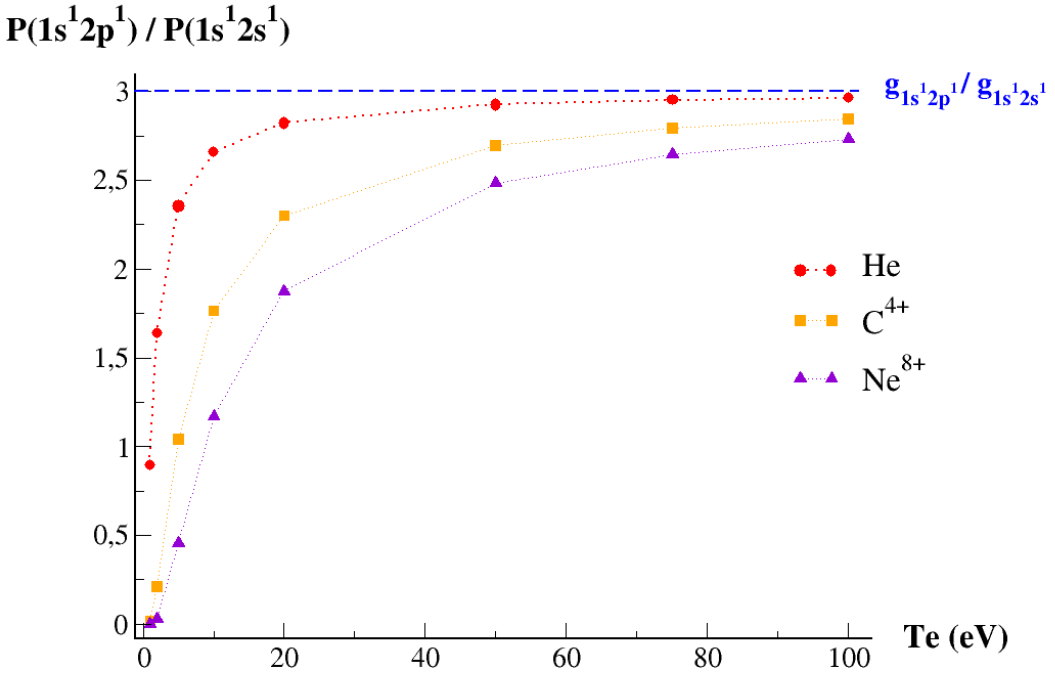


FIGURE 5.2 – Rapport des occupations des configurations $1s^1 2p^1$ sur $1s^1 2s^1$ en fonction de la température électronique calculé dans SAPHyR.

Dans une deuxième étape, on fait l'hypothèse que les niveaux sont distribués statistiquement au sein d'une même configuration selon :

$$P_{niveau} = \frac{(2J+1)P_C}{g_C} \tag{5.5}$$

où J est le nombre quantique du moment angulaire total du niveau considéré. Cette approximation est justifiée si la dispersion en énergie des niveaux d'une configura-

tion est faible comparée à la température électronique.

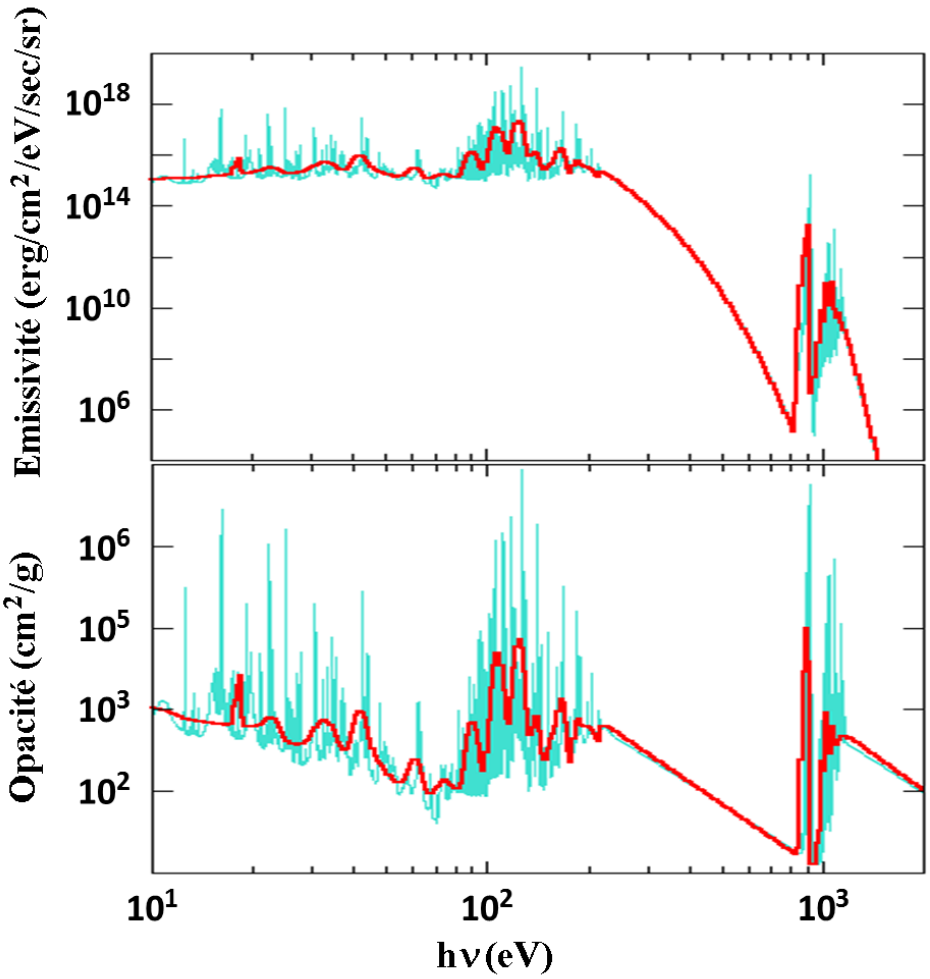


FIGURE 5.3 – Opacités (figure du bas) et émissivités (figure du haut) calculées par SAPHyR dans un plasma de néon à l'échelle des SCs (courbes rouge) et des niveaux (courbes cyan).

Une fois les occupations des niveaux établies, les énergies et sections efficaces associées à ces populations sont encore nécessaires pour calculer leurs émissivités et opacités. On utilise un ensemble de données atomiques (énergies de transitions et forces d'oscillateur) contenues dans une volumineuse base de données alimentée par des résultats de calcul obtenus à l'aide du code MCDF développé par Bruneau [15].

L'enrichissement d'un spectre avec une représentation de la structure atomique de plus en plus détaillée est illustré sur la figure 5.3. On y compare les opacités et émissivités spectrales STA et DLA calculées par SAPHyR dans un plasma de néon ($T_i = 15$ eV, $T_e = 25$ eV, $T_r = 50$ eV et $\rho = 1 \times 10^{-3}$ g/cm^3).

5.3 Le profil de raie

L'absorption ou l'émission d'un photon suite à un processus lié-lié n'est pas strictement monochromatique. La probabilité de ces processus, bien que centrée autour de la différence d'énergie $\Delta E_{qq'}$ entre les états liés q et q', est non nulle pour un photon d'énergie $h\nu = \Delta E_{qq'} + \delta h\nu$. On observe ainsi des raies habillées d'un profil $\phi_{h\nu}$, dont l'évaluation dépend notamment des conditions du plasma et des propriétés intrinsèques des états q et q' impliqués dans la transition.
Dans le cadre de cette étude, les divers mécanismes microscopiques qui contribuent à l'élargissement d'une raie sont les suivants.

- Les ions sont animés, par agitation thermique, d'une vitesse moyenne $v = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_{ion}}}$ selon la direction d'observation. Par effet Doppler, ce mouvement entraîne un élargissement en fréquence : $\Delta\nu = \frac{2\nu_0}{c} v$.
- La durée de vie finie des états liés impliqués dans une transition est, en vertu du principe d'Heisenberg, une source d'élargissement naturel : $\Delta\nu = \tau/2\pi$. Le taux τ est la somme des taux de transition des processus contribuant à cet élargissement, à savoir la désexcitation radiative et l'autoionisation.
- Les collisions électroniques diminuent la durée de vie des états excités. Cet effet se traduit par un élargissement $\Delta\nu$ proportionnel à $\tau^{dc}_{qq'}$.
- A ces élargissements s'ajoute celui associé au traitement statistique des faisceaux de transition non-résolus, dont le formalisme est donnée par Bauche *et al* [25].

Les profils de raies sont décrits dans SAPHyR par une fonction de Voigt, produit de convolution de fonctions gaussienne et lorentzienne :

$$\mathrm{V}_{\sigma,\Gamma} = \mathrm{G}_{\sigma} * \mathrm{L}_{\Gamma} \tag{5.6}$$

avec σ, l'écart type de la distribution gaussienne et Γ, la largeur de la distribution lorentzienne. La fonction gaussienne décrit l'élargissement spectral par effet Doppler ainsi que les élargissements relatifs au traitement statistique des faisceaux non-résolus, lorsque les spectres sont calculés à l'échelle des SCs. La fonction lorentzienne prend en compte l'élargissement naturel d'une raie et celui dû aux collisions électroniques. A noter que le traitement de l'effet Stark est décrit dans SAPHyR par un module distinct, MCJJ et que cet effet est négligeable dans les plasmas dilués considérés ici. Au travers de ces mécanismes, le profil de Voigt est sensible aux températures T_e, T_i et à la densité n_e du plasma.
On a tracé, sur la figure 5.4, le profil de Voigt issu de fonctions de Gauss et de Lorentz avec $\sigma = \gamma = 1$. On remarque que celui-ci tend vers la distribution lorentzienne à mesure que l'on s'éloigne du centre de la raie (en $x = 0$ sur la figure 5.4).

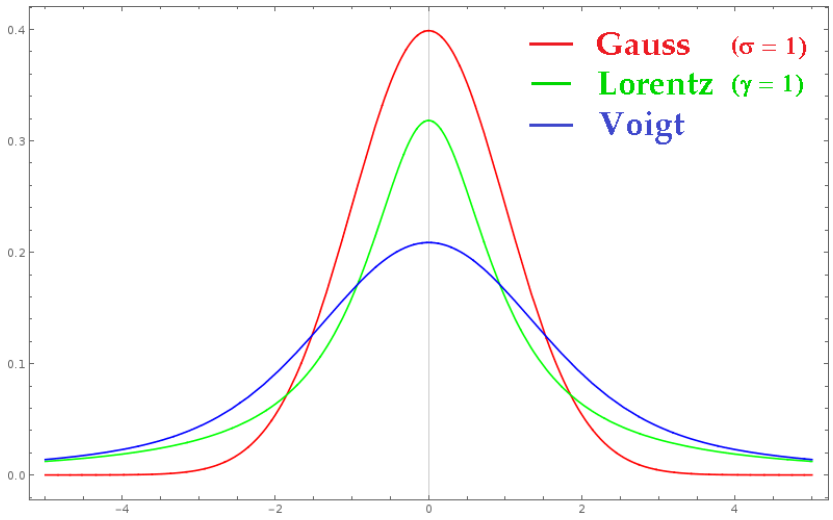


FIGURE 5.4 – Fonctions de distribution gaussienne, lorentzienne et de Voigt, centrées en $x = 0$ et normalisées à l'unité.

5.4 Le transfert radiatif

Pour évaluer l'intensité spectrale émergeant d'un milieu, on doit effectuer un calcul de transfert du rayonnement. Si l'on considère un système à une dimension suivant l'axe x et en négligeant la diffusion, l'équation du transfert radiatif s'écrit :

$$\frac{1}{c}\partial_t I_{h\nu} + \partial_x I_{h\nu} = \epsilon_{h\nu} - \kappa_{h\nu} I_{h\nu} \tag{5.7}$$

$I_{h\nu}$ est ici exprimée en erg/cm^2/eV/s/sr.

Dans le cadre de cette étude, la propagation des photons est supposée instantanée. L'équation 5.7 est alors traitée en régime stationnaire et devient :

$$\frac{\mathrm{d}I_{h\nu}}{\mathrm{d}x} = \epsilon_{h\nu} - \kappa_{h\nu} I_{h\nu} \tag{5.8}$$

Cette approximation est valable tant que le temps de parcours des photons dans le plasma ($= c/L$) est inférieur au temps caractéristique du champ radiatif.
Pour un plasma homogène, la solution de l'équation 5.8 est donnée par :

$$I_{h\nu} = \frac{\epsilon_{h\nu}}{\kappa_{h\nu}} \left[1 - e^{-\int_0^L \kappa_{h\nu} \mathrm{d}x}\right] + S_{h\nu} e^{-\int_0^L \kappa_{h\nu} \mathrm{d}x} \tag{5.9}$$

où le terme source $S_{h\nu}$ correspond à l'intensité provenant de l'environnement extérieur au milieu considéré et L désigne la longueur de celui-ci.

Deuxième partie

Les plasmas photoionisés en laboratoire

Chapitre 6

Production d'un plasma photoionisé

6.1 Le paramètre de photoionisation

La comparaison entre un système astrophysique et celui de laboratoire se justifie si l'on parvient à isoler des grandeurs qui rendent compte d'un comportement semblable de la matière. On présente ici *le paramètre de photoionisation*, qui, comme son nom l'indique, permet de faire ce lien dans le cas des plasmas photoionisés.
Considérons dans ce qui suit un plasma peu dense et HETL. Pour de tels systèmes, seuls trois des processus de transition lié-libre décrits précédemment dictent l'évolution des populations atomiques du plasma : la photoionisation, l'ionisation collisionnelle et la recombinaison radiative. La recombinaison à trois corps en particulier, qui fait intervenir deux électrons du continu et dont le taux est proportionnel à n_e^2, est négligée.
Les équations de cinétique atomique 2.2 s'en trouvent significativement simplifiées et le calcul de la densité n_j des ions de charge j est donné par :

$$\frac{\mathrm{dn}_j}{\mathrm{dt}} = \tau^{rr}_{j+1,j} n_{j+1} - (\tau^{photo}_{j,j+1} + \tau^{ic}_{j,j+1}) n_j \tag{6.1}$$

En régime stationnaire, les deux limites de plasmas dilués précédemment définies peuvent être identifiées dans cette équation :

- si $\tau^{photo}_{j,j+1} \ll \tau^{ic}_{j,j+1}$, le plasma est coronal
- à l'inverse, si $\tau^{photo}_{j,j+1} \gg \tau^{ic}_{j,j+1}$, le plasma est photoionisé

En découle naturellement le besoin de définir un paramètre, uniquement dépendant de grandeurs macroscopiques, qui permette de distinguer ces deux régimes. Il s'agit du paramètre de photoionisation, noté ξ et invoqué pour la première fois par Tarter et *al* [26] en 1969. En substance, ce paramètre correspond au rapport de l'énergie radiative caractéristique de la source ionisante sur la densité du milieu considéré. Cela étant dit, plusieurs définitions ont depuis été adoptées pour ce pa-

ramètre selon que l'on utilise la luminosité de la source, son flux, leur moyenne, ou encore la densité électronique ou ionique du plasma. Nous utiliserons par la suite la définition suivante, utilisée par exemple par [27] et [28] :

$$\xi \equiv \frac{L}{n_e r^2}. \tag{6.2}$$

où L correspond à la luminosité de la source au dessus du potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène (de 1 Ryd$= 13,6$ eV) et r à la distance entre la source et le plasma photoionisé. En supposant la source comme ponctuelle, L/r^2 correspond au flux radiatif irradiant le milieu.
Soit $L_{h\nu}$ la luminosité de la source à la fréquence ν. On pose :

$$L_{h\nu} = L\, s_{h\nu} \quad \text{avec} \quad \int_{Ryd}^{\infty} s_{h\nu} \mathrm{d}(h\nu) = 1 \tag{6.3}$$

et

$$\phi_{j,j+1} = \frac{1}{4\pi} \int_{Ryd}^{\infty} \sigma_{j,j+1}^{photo} \frac{s_{h\nu}}{h\nu} \mathrm{d}(h\nu) \tag{6.4}$$

Le taux de photoionisation s'exprime alors avec le paramètre ξ tel que :

$$\tau_{j,j+1}^{photo} = n_e \xi \phi_{j,j+1} \tag{6.5}$$

En régime stationnaire, l'équation 6.1 devient :

$$\frac{n_{j+1}}{n_j} = \frac{\tau_{j,j+1}^{ic}}{\tau_{j+1,j}^{rr}} (1 + \frac{\xi \phi_{j,j+1} n_e}{\tau_{j,j+1}^{ic}}) \tag{6.6}$$

On retrouve ainsi les deux limites précédemment définies en fonction de ξ : le plasma est coronal si $\frac{\xi \phi_{j,j+1} n_e}{\tau_{j,j+1}^{ic}} \ll 1$ et photoionisé si $\frac{\xi \phi_{j,j+1} n_e}{\tau_{j,j+1}^{ic}} \gg 1$.
Dans les disques d'accrétion d'intérêts pour cette étude, c'est à dire ceux rencontrés dans les systèmes binaires X ou dans les noyaux actifs de galaxies, ce paramètre peut prendre des valeurs comprises entre 1 et 10^4 erg.cm/s^{-1} [27, 29], en fonction du système et de la région étudiés. Par ailleurs, ξ semble être aussi dépendant du numéro atomique Z de l'espèce ionique considérée. Cette tendance est manifeste dans les articles de [29, 30] où la modélisation du NAG le plus célèbre, "NGC-1068", implique des valeurs croissantes de ξ avec Z afin de reproduire les mesures spectroscopiques issues des observatoires *Chandra* et XMM-Newton.

Il faut donc pour produire un plasma en laboratoire représentatif d'un disque d'accrétion disposer d'une cible de faible densité ainsi que d'une source radiative intense. En utilisant des sources parmi les plus intenses disponibles en laboratoire,

plusieurs tentatives pour produire de tels plasmas ont vu le jour et ont permis à différents modèles de physique atomique d'être comparés à des données expérimentales.

6.2 Limitations en laboratoire

Néanmoins, certaines réserves peuvent être émises concernant la pertinence du paramètre ξ. Dans sa définition originale, ce n'est pas n_e mais la densité du milieux (n_{ion}) qui apparait au dénominateur. Si ce détail ne change que peu de choses en milieu cosmique, il peut affecter d'un ordre de grandeur la valeur de ξ en laboratoire. Dans le premier cas, les électrons libres sont majoritairement issus d'atomes d'hydrogène. Le degré moyen d'ionisation du plasma Z^* reste donc proche de 1 et n_e ne varie pas sensiblement avec la luminosité L de la source. Dans le second cas, l'évolution de ξ en fonction de L n'est pas linéaire puisque n_e augmente à mesure que le plasma est ionisé par une source radiative de plus en plus intense, jusqu'à ce que l'élément étudié soit complètement ionisé, soit lorsque $n_e = Z_{atome} \times n_{ion}$. Dès lors, comme le remarque Liedhal [28], l'évolution de ξ en fonction de L n'est plus équivalente entre les deux systèmes.
La définition donnée par l'équation 6.2 a été adoptée dans cette étude car elle permet une comparaison relativement aisée entre les diverses expériences d'astrophysique de laboratoire présentées dans le chapitre 7, celles-ci produisant des plasmas photoionisés composés d'éléments atomiques distincts. De plus, il a semblé plus pertinent de retenir la densité électronique afin que le paramètre ξ donne une représentation plus fidèle de l'importance relative entre la photoionisation, dont l'efficacité dépend de L, et l'ionisation collisionnelle, qui dépend de n_e.

Par ailleurs, les spectres des sources photoionisantes utilisées en laboratoire sont, comme nous allons le voir, relativement proches de ceux des corps noirs. On les décrits par la loi de Planck 2.6 et sont caractérisée par une température T_C, dite de couleur. D'après la loi de Stephan-Boltzmann, pour un corps de rayon R :

$$L = \int \mathrm{d}S \int cos\theta \mathrm{d}\Omega \int_0^\infty I_{h\nu}(T_c)\mathrm{d}\nu = 4\pi R^2\, \sigma T_C^4 \tag{6.7}$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann. L'énergie radiative perçue par le plasma à une distance r de la source peut alors s'exprimer en fonction du paramètre de dilution géométrique, $\eta = (\frac{R}{r})^2$, ou de la température de brillance T_B suivant :

$$\frac{L}{r^2} = 4\pi\eta\sigma T_C^4 = 4\pi\sigma T_B^4 \tag{6.8}$$

Autrement dit :

$$T_B = \eta^{1/4} T_C \tag{6.9}$$

et

$$\xi = 4\pi\sigma \frac{T_B^4}{n_e} \tag{6.10}$$

Avec cette description, la source est entièrement définie par les paramètres T_C et T_B. Pour s'en rendre compte, on a tracé sur la figure 6.1 les spectres de trois rayonnements planckiens de même énergie radiative totale ($T_B = 50$ eV) mais de températures de couleur croissantes ($T_C = 50, 100$ et 150 eV). A mesure que T_C augmente, l'intensité spectrale maximale décroit mais le spectre se déplace vers les hautes énergies. La source avec $T_C = 150$ eV sera la plus efficace pour exciter des électrons de la couche K du néon par exemple.

Les sources radiatives dans les disques d'accrétion en revanche sont généralement

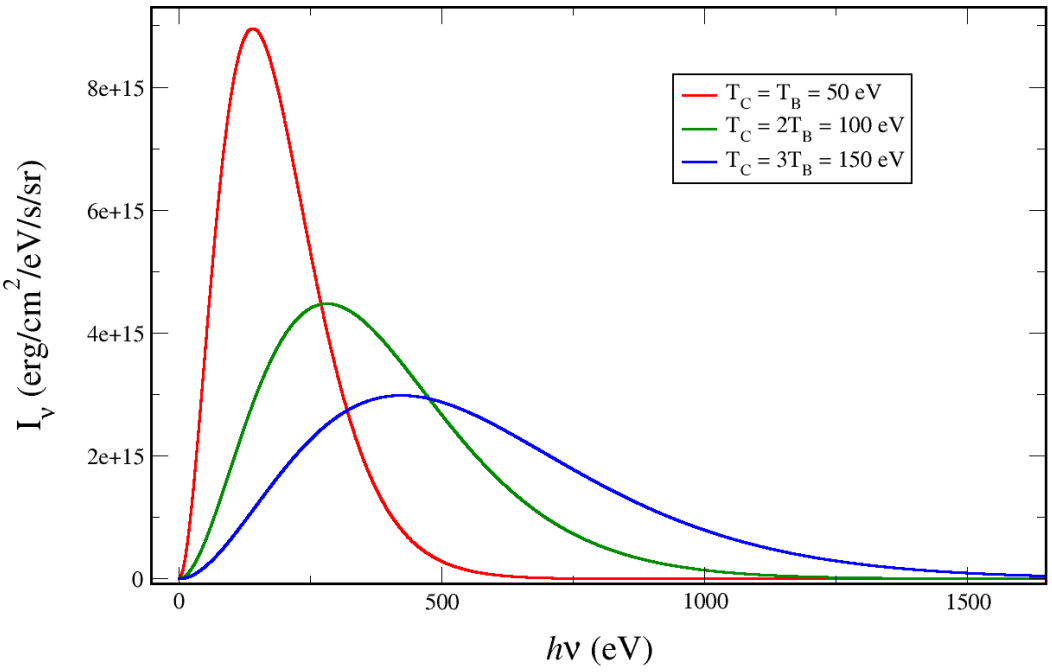


FIGURE 6.1 – Spectres de trois sources radiatives définies par une température T_B de 50 eV et des températures T_C égale (courbe rouge), 2 fois (courbe verte) et 3 fois (courbe bleue) plus grandes.

modélisées dans le domaine des rayons X durs par une loi de puissance, caractérisée

par un indice spectral α [1] [31] selon :

$$I_{h\nu} \propto h\nu^{-\alpha} \tag{6.11}$$

D'après [32], α est de l'ordre de $0,9$ dans les NAGs. Ce comportement spectral est attribué à la diffusion Compton inverse [33] : les électrons relativistes situés de part et d'autre du disque diffusent la lumière qui en émane. Les photons diffusés ont alors une énergie supérieure aux photons initiaux, au détriment des électrons. Ce processus peut s'avérer très efficace pour générer des photons dans le domaine des rayons X. Dans la limite ultra-relativiste, l'énergie du photon diffusé $h\nu_{diff}$ s'exprime en fonction de celle du photon initial $h\nu_{in}$ selon : $h\nu_{diff} \approx \gamma^2 h\nu_{in}$ où $\gamma = 1/\sqrt{1-(\frac{v_e}{c})^2}$ est le facteur de Lorentz avec v_e la vitesse de l'électron.
La loi de puissance ne cesse d'être croissante vers les plus basses énergies, contrairement au corps noir dont le maximum, donné par la loi du déplacement de Wien, se situe à $\sim 2,8\ T_C$. Il en ressort que, pour une densité d'énergie radiative égale dans le domaine des rayons X, la luminosité du corps noir est inférieure à celle du disque d'accrétion.
Sur la base de cet argument, certains considèrent que le paramètre ξ en laboratoire est sous-estimé par rapport à son équivalent astrophysique [6, 28]. Nous opposons à cela que l'état d'ionisation du plasma, en présence de photons de basses énergies, risque de s'en trouver modifié. Ne sachant pas si cette influence peut être négligée, nous choisissons d'exclure cette prescription.

Nous avons mentionné précédemment un second critère à imposer dans les expériences d'astrophysique de laboratoire pour être représentatives d'un disque d'accrétion vis à vis du transfert radiatif : les masses surfaciques (ou colonnes de densité) des deux plasmas doivent être comparables.
Le système astrophysique est extrêmement dilué mais de grande dimension par rapport au plasma de laboratoire. Il possède ainsi des masses surfaciques significatives, qui varient d'un élément atomique à l'autre : dans le cas de l'hydrogène ou de l'hélium, éléments les plus abondants dans un disque, des valeurs de l'ordre 10^{22} atomes/cm^2 sont rencontrées, tandis que celles des éléments plus lourds se situent entre 10^{17} et 10^{18} atomes/cm^2 [29].
Du point de vue expérimental, des masses surfaciques élevées sont par ailleurs souhaitables pour obtenir des mesures spectroscopiques de qualité : il faut en effet que le nombre d'atomes soit important pour que leurs signatures, en émission aussi bien

1. On rencontre aussi l'expression de la loi de puissance en fonction de l'indice de photon : $\Gamma = \alpha + 1$.

qu'en absorption, sortent du bruit de fond. Cela peut s'avérer difficile à réaliser puisque le gaz doit rester suffisamment ténu pour minimiser les processus collisonnels, tandis que son volume est limité par les contraintes expérimentales. Cette limitation provient notamment du fait que, pour maximiser l'énergie radiative qui parvient au plasma ($\propto L/r^2$), la cible doit être placée au plus près de la source. Cependant, ses dimensions doivent être inférieures à la distance r, sans quoi le chauffage induit par la source se fait de manière inhomogène et entraîne des gradients de températures dans le plasma, tels qu'illustrés sur la figure 6.2. Ces gradients constituent une difficulté supplémentaire concernant la modélisation de l'expérience.
Les dispositifs expérimentaux présentés dans ce manuscrit ont été conçus pour atteindre le meilleur compromis entre la densité et la dimension du système.

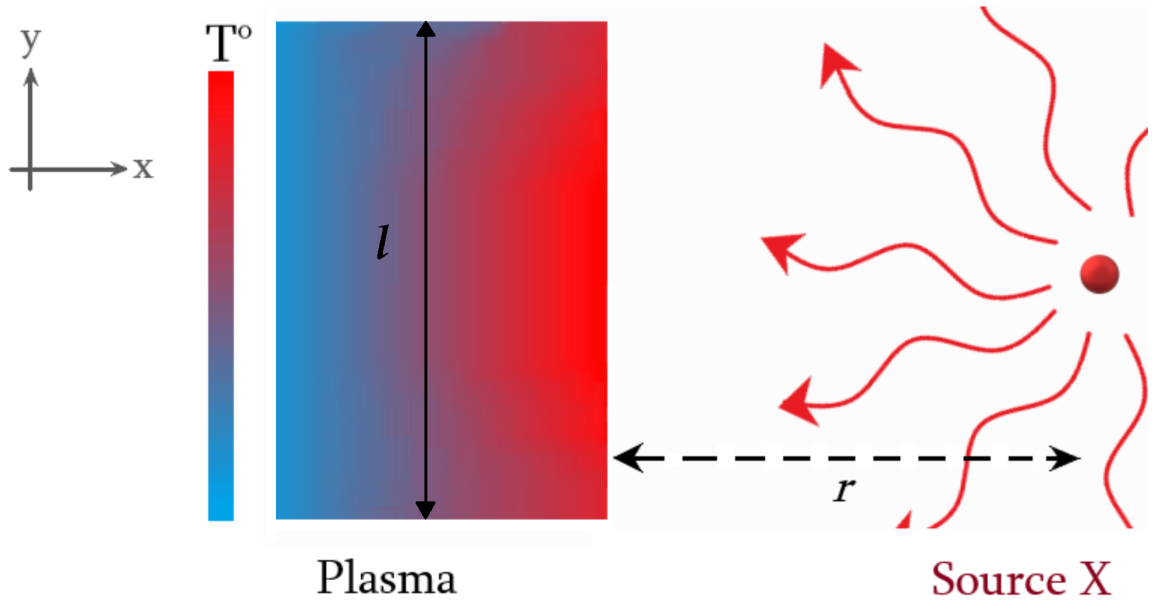


FIGURE 6.2 – Schéma d'un chauffage inhomogène du plasma lorsque sa longueur l suivant l'axe y est proche de la distance r du plasma à la source. La dilution géométrique de la source X se traduit par une variation de la densité d'énergie radiative parvenant au plasma avec y. Si $l \ll r$, cette variation devient négligeable. Par ailleurs, le chauffage devient homogène suivant l'axe x si la durée du rayonnement est suffisante.

Enfin, des mesures spectroscopiques en absorption et en émission sont souhaitées avec une résolution spectrale suffisante pour tester certaines des approximations utilisées dans les différents modèles. De telles mesures sont complémentaires : l'absorption d'un photon permet d'étudier la transition d'un électron vers un état plus excité, tandis que l'émission d'un photon résulte du processus inverse, l'électron provenant d'un état excité passe dans un état plus fondamental.

Chapitre 7

Les expériences de plasmas photoionisés

Les campagnes expérimentales présentées dans ce chapitre, au nombre de six, sont celles qui, au regard des remarques précédentes, ont généré les plasmas photoionisés les plus représentatifs de plasmas astrophysiques. Elles ont par ailleurs fait l'objet d'analyses approfondies et ainsi permis de nombreuses comparaisons entre les différents modèles collisionnels-radiatifs à disposition.
On a fait le choix de recenser ces campagnes expérimentales en fonction de la source radiative utilisée. D'après ce critère, deux catégories comprenant trois expériences chacune se distinguent.
La première de ces catégories regroupe celles qui mettent en jeu le rayonnement de la machine à striction axiale, dite Z-pinch, du *Sandia National Laboratory*. Dans la seconde sont réunies celles qui utilisent des lasers pour générer une source photoionisante.

La comparaison entre les différentes analyses de ces expériences et celles issues du modèle SAPHyR présenté en première partie de ce manuscrit, donne l'occasion de tester la pertinence de son utilisation pour interpréter les mesures spectroscopiques obtenues dans l'expérience du LULI, présentée dans le chapitre suivant.

7.1 Utilisation du *Z-pinch* pour créer la source photoionisante

Bailey *et al*, 2001

L'expérience de Bailey *et al* [4], pionnière dans le domaine, visait principalement à démontrer la faculté de l'installation à produire un plasma photoionisé et à mesu-

rer son spectre d'absorption avec une sensibilité et une résolution suffisantes. L'enjeu était, notamment, d'anticiper les besoins des expériences futures en termes de diagnostics, et d'amener à une optimisation de la géométrie du dispositif sur cette installation pour atteindre de plus grandes valeurs de ξ.
Suivant le schéma expérimental de la figure 7.1, une cellule de gaz de néon est exposée au rayonnement du Z-pinch, utilisé non seulement comme source photoionisante mais aussi comme sonde pour la spectroscopie d'absorption (*i.e* : comme backlighter), pour obtenir un paramètre $\xi > 1$ erg.cm.s^{-1}. Avec une densité ionique de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} et une séparation de 1 cm entre les deux fenêtres de la cellule, cette expérience permet également de reproduire un signal en transmission qui provient de masses surfaciques proches de celles rencontrées dans les disques d'accrétion des binaires X par exemple.

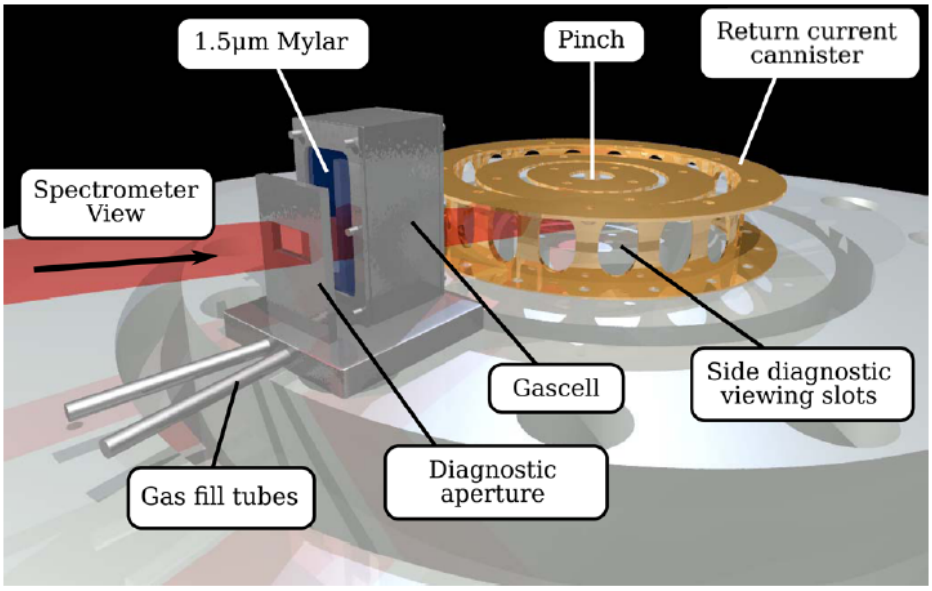
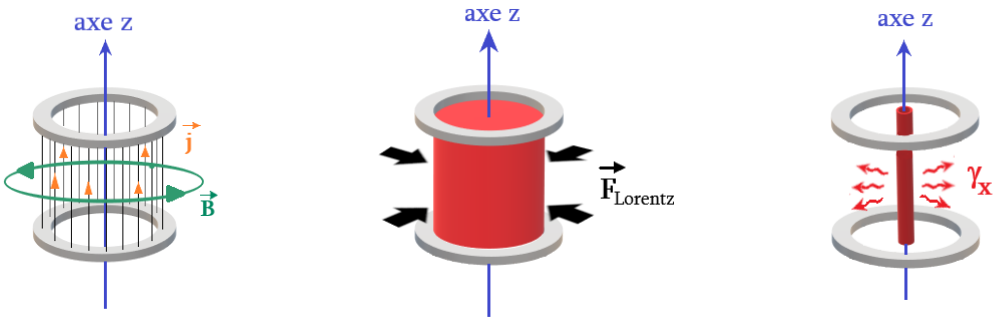


FIGURE 7.1 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour photoioniser une cellule de gaz sur la machine Z et enregistrer des mesures en transmission. Figure tirée de [34].

La source X

Le rayonnement du Z-pinch est généré par le mécanisme suivant :
Considérons un réseau cylindrique de fils métalliques reliés à une cathode et une anode. On injecte un courant électrique I très intense dans ces conducteurs, jusqu'à des dizaines de MA. Un champ magnétique est généré par auto-induction dont l'expression est donnée par le théorème d'Ampère : $\vec{B}(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\vec{u_\theta}$ (figure 7.2a), où r est la distance par rapport à l'axe cylindrique et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. L'énergie intense délivrée dans les fils provoque leur vaporisation et leur conversion

en un plasma. Sous l'action de la force de Lorentz, $\vec{F}_{Lorentz} = \vec{j} \times \vec{B}$ [1], le plasma est compressé sur l'axe cylindrique, ou "z", à l'origine du nom de l'installation (figure 7.2b). Cette contraction est contrecarrée par l'augmentation de la pression dans le plasma, jusqu'au "point de stagnation" (figure 7.2c). Durant cette phase, les particules chargées émettent un Bremsstrahlung : leur énergie cinétique est convertie en rayonnement X continu qui peut, en bonne approximation, être associé au rayonnement d'un corps noir. On distingue ainsi deux régimes caractéristiques de ce rayonnement : le premier se traduit par une augmentation de son intensité à mesure que le plasma est compressé et dure près de ~ 100 ns, le second, de l'ordre de quelques ns, correspond au pic d'intensité qui est atteint au point de stagnation.



(a) Champ magnétique $\vec{B}$ induit par le courant $\vec{j}$ délivré dans les fils conducteurs.

(b) Le plasma se contracte, ou implose, sous l'effet de la force de Lorentz, $\vec{F}_{Lorentz}$ et commence à émettre.

(c) Phase de stagnation où le plasma atteint sa taille minimale. Cette phase correspond au pic d'intensité du rayonnement X.

FIGURE 7.2 – Illustration de l'émission X par striction axiale.

A la SANDIA, un cylindre en acier inoxydable couvert d'or et de 5 cm de diamètre autour de l'axe z sert de chemin de retour pour le courant traversant le plasma. En découpant des fentes dans ce cylindre, plusieurs échantillons peuvent être exposés simultanément au rayonnement X, comme le montre la figure 7.1.

Dans l'expérience menée par Bailey *et al*, un courant de 20 MA est délivré dans des fils en tungstène de 2 cm de longueur. Le réseau cylindrique de fils voit son diamètre initial de 4 cm être réduit à 0.2 cm au point de stagnation. Une source X de ~ 135 TW caractérisée par un corps noir dont la température atteint près de 200 eV, sur une durée d'environ $7,5$ ns, est ainsi générée au pic d'intensité. Ces propriétés ont été mesurées par des diagnostics spectroscopiques indépendants.

1. Puisque les conducteurs sont des fils, la densité de courant $\vec{j}$ est linéique et s'exprime en fonction de I comme : $\vec{j} = I\vec{u_z}$.

La cible

La cible se présente sous la forme d'une cellule de gaz qui présente l'avantage d'un contrôle précis de sa densité. Celle-ci est déduite de la pression injectée dans la cellule, à travers l'équation d'état du gaz parfait. En contrepartie, les parois de la cellule complexifient la modélisation des interactions entre le rayonnement du Z-pinch et le gaz. En effet, la source traverse une fenêtre de $1,5$ μm d'épaisseur en mylar, mélange d'atomes de carbone, d'oxygène et d'hydrogène, avant de photoioniser le néon. Les éléments C, O et H sont eux-même ionisés et perturbent l'évolution hydrodynamique du plasma de néon.

Le rayonnement arrivant sur la face avant de la cellule, placée à $5,7$ cm de l'axe z, est essentiellement issu du Z-pinch mais comprend aussi l'émission des parois en or du cylindre de la figure 7.1. Il a été évalué que l'énergie radiative correspondante est celle d'un corps noir avec une température de brillance (T_B) de 48 eV tandis que $T_B \simeq 44$ eV sur la face arrière de la cellule.

Analyses spectroscopiques

Pour obtenir un spectre en transmission, l'intensité mesurée doit être divisée par celle obtenue, de manière indépendante, en l'absence de gaz dans la cellule. On nommera ce signal I_0. Cette mesure n'étant pas disponible dans l'expérience, I_0 est évalué à partir de la partie continue du spectre où aucune structure d'absorption n'est observée. Pour illustrer ce propos, on a généré avec SAPHyR le spectre d'absorption d'un plasma de néon dans les conditions expérimentales sus-mentionnées. Le signal I_0 extrapolé à partir d'un tel spectre est présenté sur la figure 7.3.

Le spectromètre utilisé dispose de deux voies d'enregistrement, procurant deux spectres d'absorption par tir avec des résolutions spatiales de $1,1$ mm et $1,68$ mm. Ils sont néanmoins intégrés sur la durée du pic d'émission du Z-pinch, de $\sim 7,5$ ns. Sa résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda$ est de 900, soit $\Delta\lambda_{max} = 1,6 \times 10^{-2}$ Å sur le domaine étudié qui va de 10 à 14 Å [2]. Compte tenu des températures et densités atteintes dans cette expérience, les élargissements naturels des raies et ceux dûs aux effets de l'environnement plasma sont surpassés par l'élargissement induit par cette résolution instrumentale. Les profils de raies ne peuvent donc être envisagés ici comme diagnostics du plasma.

2. Pour rappel, la relation de conversion entre longueurs d'onde et fréquences est la suivante : $h\nu[eV] \simeq 1240/\lambda[nm]$

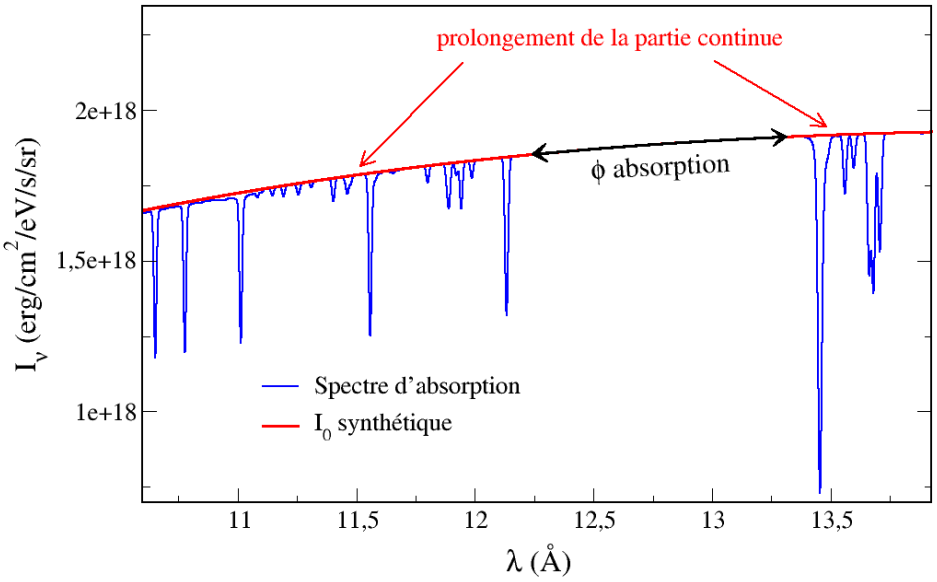


FIGURE 7.3 – Acquisition d'un signal I_0 à partir d'un spectre d'absorption.

- Dans une première analyse de ces spectres, les raies associées aux transitions héliumoïdes (du type $1s^2 \rightarrow 1snp$, avec $n \leq 8$) et lithiumoïdes ($1s^2 2l \rightarrow 1s2lnl'$, $n \leq 7$) du néon sont identifiées, tandis qu'aucune raies issues d'ions de degré de charge inférieur ne sont observées. Les populations relatives des ions Ne^{7+} et Ne^{8+} sont estimées par la méthode de la "courbe de croissance" [35]. Cette méthode, fréquemment usitée par la communauté astrophysique, est particulièrement adaptée lorsque la résolution instrumentale ne permet pas de résoudre les profils de raies et lorsque celles-ci ne sont pas saturées. Les abondances des différentes espèces ioniques du plasma sont alors proportionnelles aux largeurs équivalentes, notées W_i, de ces raies. Une largeur équivalente est définie comme suit. Si l'on représente la surface sous une raie d'absorption par un rectangle dont la hauteur va de 0 jusqu'au continu, W_i désigne la largeur de ce rectangle (voir figure 7.4). Cette largeur est reliée au produit : $n_i L f$, où n_i correspond à la densité ionique de l'état initial, L à la longueur sondée et f_{ij} à la force d'oscillateur de la transition. Autrement dit, la distribution ionique du plasma est obtenue par intégration du signal associé aux raies identifiées.

  D'après le code ROBFIT [36] employé dans cette analyse, 80% des ions du plasma sont à l'état héliumoïde. Il vient alors : $Z^* = 0,2 \times 7 + 0,8 \times 8 = 7,8$. Avec $n_i = 1,06 \times 10^{18}$ cm^{-3}, on en déduit $n_e = Z^* \times n_i \simeq 8,3 \times 10^{18}$ cm^{-3}.
  En posant $T_B = \frac{1}{2}(48 + 44)$ eV, l'équation 6.2 donne :

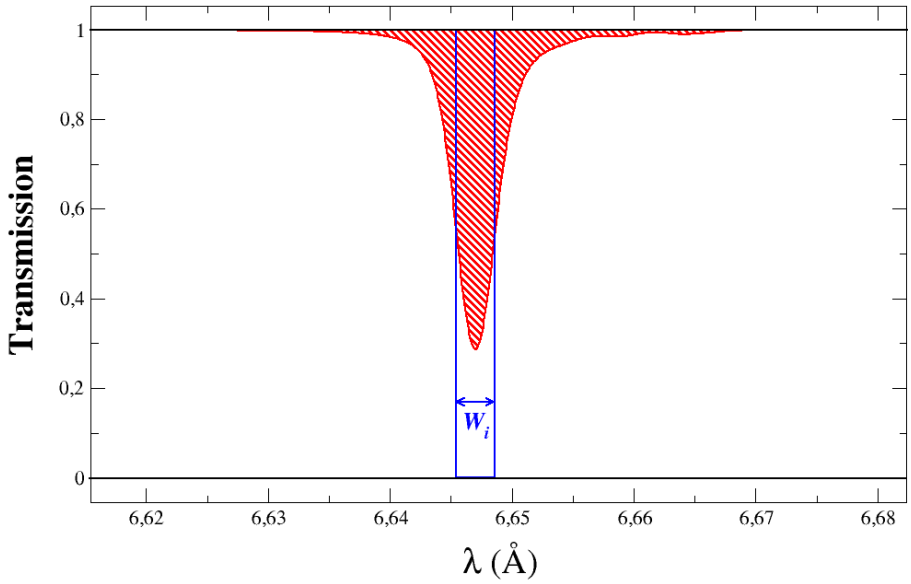


FIGURE 7.4 – Illustration du concept de largeur équivalente. La surface sous la raie d'absorption (hachurée en rouge) est remplacée par un rectangle de hauteur 1 et de largeur W_i, proportionnelle au produit $n_i f_i L$

$$\xi = \frac{4\pi\sigma T_B^4}{n_e} \simeq 7,0 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

- On trouvera dans l'article de Hall *et al* [34], une seconde analyse donnant une estimation inférieure du paramètre ξ.
  Dans un premier temps, une simulation de l'expérience est réalisée avec le code d'hydrodynamique radiative 1D Helios [37]. Cette simulation donne accès aux paramètres T_e, $T_{R\ equ}$ et Z^* du plasma à partir du flux radiatif mesuré de la source et de la densité $n_i \simeq 1 \times 10^{18}$ cm^{-3}. Dans cette étude, $T_{R\ equ}$ est définie à partir de la densité d'énergie radiative totale calculée par la simulation et de la loi de Stefan-Boltzmann 6.7. Au pic d'intensité du Z-pinch, elle prédit $T_e \simeq 30$ eV, $T_{R\ equ} \simeq 40$ eV et $Z^* \simeq 8$, d'où l'on déduit $n_e \simeq 8 \times 10^{18}$ cm^{-3}. Connaissant T_e et n_e, et en posant $T_e = T_i$, des spectres synthétiques sont ensuite générés avec le code PrismSpect [38] en ajustant la densité des différents ions du plasma afin de reproduire la mesure spectroscopique. Seuls sont retenus dans cette production les ions Ne^{7+}, Ne^{8+} et Ne^{9+}. Le meilleur résultat est obtenu pour une densité ionique totale de $1,1 \times 10^{18}$ cm^{-3}, en bon accord avec celle déduite de la pression du gaz dans la cellule, et les fractions ioniques suivantes : $9,4\%$ de Ne^{7+}, $89,9\%$ de Ne^{8+} et $0,7\%$ de Ne^{9+}, d'où $Z^* = 7,91$ (courbe magenta de la figure 7.5).
  Dans un second temps, une nouvelle production est réalisée avec le code Prism-

Spect, en supposant le champ radiatif comme planckien et dilué, pour estimer les températures T_e, T_C et T_B du plasma. Le modèle calcule pour chaque combinaison de ces températures la distribution de charges associée, qui est ensuite comparée à celle obtenue précédemment. Cette procédure permet de confronter les températures diagnostiquées par un modèle collisionnel-radiatif à celles issues d'une simulation d'hydrodynamique radiative. La minimisation de l'écart quadratique entre ces distributions amène à $T_e \simeq 30$ eV, $T_C = 100 \pm 10$ eV et $T_B = 39 \pm 2$ eV, en très bon accord avec la simulation Helios.

A titre de comparaison, la recherche des différentes températures dans le plasma a été répétée avec le code Cloudy [39], utilisé pour modéliser les plasmas photoionisés en astrophysique. A la différence de PrismSpect, Cloudy calcule T_e ainsi que la distribution en ions dans un plasma pour un champ radiatif et une densité surfacique donnés. Les températures T_e, T_C et T_B sont cette fois déterminées lorsque les densités ioniques approchent au mieux celles issues de la première étape. D'après Cloudy, $T_e \simeq 52$ eV, $T_C \simeq 97$ eV et $T_B \simeq 45$ eV, conduisant à :

$$\xi \simeq 6,2 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

On constate un écart important concernant la température électronique, avec un facteur proche de 2 entre les prédictions des codes Helios et Cloudy.

- Pour une densité ionique fixée à $1,0 \times 10^{18}$ cm^{-3}, SAPHyR produit une distribution tout à fait similaire à celles issues de la courbe de croissance, de PrismSpect et de Cloudy (voir figure 7.5) si $T_e \simeq 30$ eV, $T_B \simeq 40$ eV et $T_C \simeq 106$ eV. D'après notre modèle, $Z^* = 7.93$. Les valeurs de ξ trouvées avec SAPHyR et PrismSpect diffèrent donc de moins de 10%.

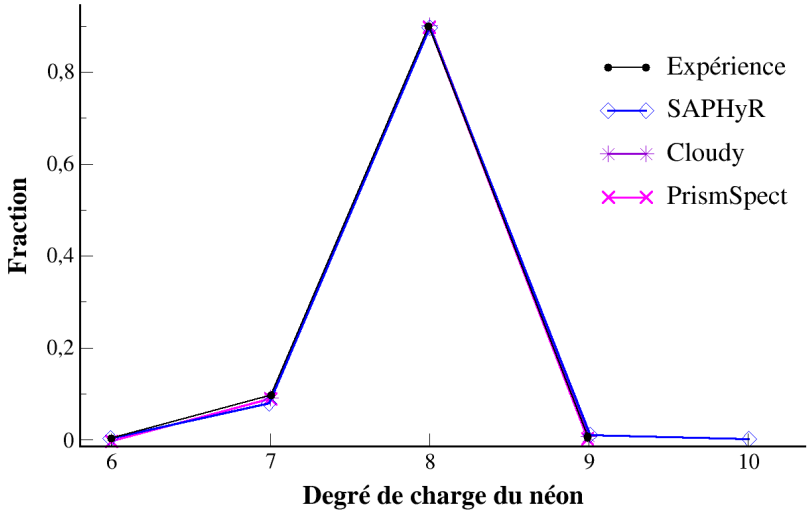


FIGURE 7.5 – Distribution ionique du plasma de néon obtenue par la méthode de la courbe de croissance (en noir, avec la légende "Expérience") et comparée à celles issues des différents modèles : SAPHyR (en bleu), Cloudy (en violet) et PrismSpect (en magenta).

Foord *et al*, 2004

En 2004, le rayonnement X du Z-pinch a été utilisé pour photoioniser une cible solide, composée à 57% de fer et à 43% de fluor de sodium (NaF) [40]. Disposant ici aussi de mesures spectroscopiques en absorption, cette approche permet d'acquérir des données atomiques sur des éléments plus lourds, avec par conséquent une structure électronique plus complexe que celle étudiée lors de la campagne expérimentale précédente.
La source radiative est une fois encore employée comme backlighter. De plus, au cours de l'augmentation progressive de l'intensité du rayonnement, l'échantillon de Fe/NaF est amené à l'état de plasma et se détend. Par ailleurs, celui-ci est placé à moins de 2 cm de la source, ce qui donne lieu à un plasma avec un paramètre ξ d'environ 20 erg.cm.s^{-1}.

La source X

Un spectromètre à réseau en transmission, calibré de manière absolue, mesure le flux radiatif issu de la source X. De nouveau, 20 MA sont injectés dans les fils en tungstène du Z-pinch, qui forment cette fois un réseau cylindrique de 2 cm de diamètre. Au point de stagnation, une puissance de 120 TW est générée sur une durée de ~ 8 ns. Le spectre de la source est proche de celui d'un corps noir avec une température T_C de 165 eV.

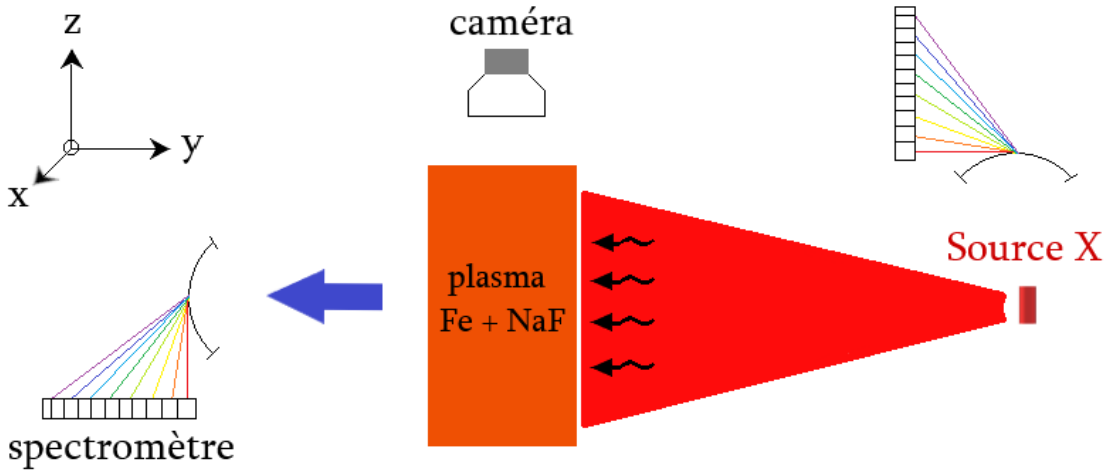


FIGURE 7.6 – Représentation schématique de la photoionisation du plasma de Fe/NaF sur la machine Z de la SANDIA. Un spectromètre mesure le spectre et l'intensité de la source X tandis qu'un second mesure l'intensité transmise à travers le plasma. Une caméra enregistre son évolution au cours de l'expérience.

La cible

Afin de rendre la modélisation de l'expérience la plus simple possible, une évolution hydrodynamique 1D du plasma est souhaitée. Pour y parvenir, l'échantillon consiste en une fine feuille rectangulaire de ~ 500 Å d'épaisseur et de grande dimension suivant l'axe z de l'installation. La détente du plasma dans cette direction est alors considérée comme négligeable. Par ailleurs, cette feuille est coincée entre deux couches de polycarbonate (matière plastique, de formule $C_{16}H_{14}O_3$) deux fois plus épaisses, qui contraignent le plasma dans le plan zOy, tel que représenté sur la figure 7.6.
D'après Foord et *al* [40], l'évolution 1D de l'échantillon de Fe/NaF lors de la montée en puissance du rayonnement est confirmée par une simulation d'hydrodynamique. Une caméra placée au dessus de la cible (voir figure 7.6) enregistre une image du plasma suivant l'axe radial du Z-pinch dont on déduit l'extension, entre $1,5$ et 2 mm. Si l'on ajoute que la masse surfacique initiale de l'échantillon, $\simeq 2,0 \times 10^{17}$ cm^{-2}, est supposée constante tout au long du tir, cette image donne accès à la densité ionique moyenne du plasma. Elle est ainsi évaluée autour de $\sim 1,2 \times 10^{18}$ cm^{-3}, 3 ns après le pic d'intensité du rayonnement, temps nécessaire d'après la simulation pour atteindre un régime stationnaire.

Analyses spectroscopiques

Le spectre d'absorption entre $8,5$ et 17 Å est mesuré par un spectromètre avec une résolution $\frac{h\nu}{\Delta h\nu}$ variant entre 500 et 800. Il est converti en spectre en transmission par division du spectre de la source, mesuré de manière absolue. Dans un plasma

de si faible densité et pour des températures relativement basses (< 200 eV), cette résolution reste insuffisante pour avoir des profils de raies sensibles aux paramètres physiques du plasma.

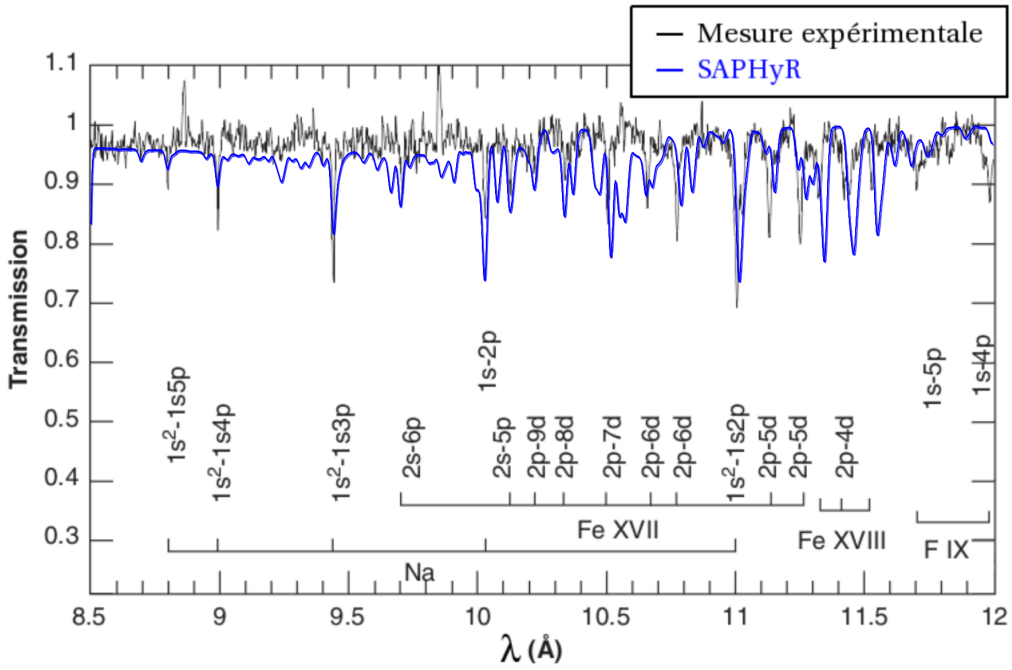


FIGURE 7.7 – Spectre en transmission (en noir) du plasma de Fe/NaF produit dans l'expérience menée par Foord *et al* [40], superposé au spectre calculé par SAPHyR (en bleu).
A noter que les raies du fer sont désignées en fonction des états de l'électron actif dans la transition associée : $n_{bas}l_{bas} - n_{haut}l_{haut}$.

- La méthode de la courbe de croissance est donc de nouveau utilisée dans cette expérience pour estimer les distributions ioniques des espèces Fe, Na et F.
  De nombreuses raies structurent le spectre d'absorption entre $8,5$ et 12Å (voir figure 7.7). Elles sont associées à des transitions issues des ions Na^{9+} ($1s^2 \rightarrow 1snp$, avec $2 \leq n \leq 5$), Na^{10+} ($1s \rightarrow 2p$), F^{8+} ($1s \rightarrow 4p$ et $1s \rightarrow 5p$), Fe^{16+} ($2l \rightarrow nl'$, avec $4 \leq n \leq 9$) et Fe^{17+} ($2p \rightarrow 4d$), telles qu'indiquées sur la figure 7.7. Autrement dit, le fluor et le sodium sont ionisés jusqu'en couche K ($n = 1$), tandis que le fer est ionisé jusqu'en couche L ($n = 2$).
  Pour estimer les fractions ioniques du sodium et du fluor, des courbes de croissances sont générées avec le modèle 1D décrit dans l'article de Foord *et al* [40], qui prend en compte l'élargissement des raies dues à l'effet Doppler macroscopique [3]. Les largeurs équivalentes des raies observées ($\propto f_{osc}ln_i$) sont reproduites

3. Les effets Doppler macroscopique et microscopique sont issus de deux mécanismes distincts.

pour des rapports Na^{10+}/Na^{9+} et F^{8+} /F^{7+} de $0,2$ et $6,0$ respectivement. Pour l'analyse du fer en revanche, les données atomiques (force d'oscillateur et position des raies) sont calculées à l'aide du code HULLAC [41]. Sa distribution de charges est ensuite adaptée pour reproduire au mieux les raies d'absorption qui lui sont associées. Cette analyse conduit à la courbe noire de la figure 7.8c avec $Z^*_{Fe} \simeq 16,1$, soit $n_e = 2 \pm 0,7 \times 10^{19}$ cm^{-3}.
Si la valeur du flux radiatif qui parvient au plasma n'est pas explicitement donnée dans [40], le paramètre de photoionisation correspondant à cette densité est évalué à :

$$\xi \simeq 20 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

Ce paramètre serait de 25 erg.cm.s^{-1} au point de stagnation, lorsque le champ radiatif est le plus intense. En inversant la relation 6.2, il semble donc que T_B varie de 79 à 75 eV.

- Trois modèles sont ensuite employés pour tenter de reproduire les distributions ainsi obtenues. Il s'agit des codes GALAXY, FLYCHK et Cloudy. Dans le cas présent, les modèles collisionnel-radiatifs GALAXY [42] et FLYCHK [43] résolvent les équations de cinétique atomique dans un plasma en régime stationnaire à partir de la densité n_e, de la température T_e et du flux radiatif. Les valeurs retenues sont donc celles mesurées 3 ns après le point de stagnation. T_e n'étant pas mesurée au cours de l'expérience, elle constitue la seule variable dans cette analyse.

  Dans un premier temps, les distributions ioniques des trois éléments sont calculées par le code GALAXY en faisant varier T_e entre 30 et 210 eV. La densité électronique est fixée à 2×10^{19} cm^{-3} et le champ radiatif est décrit par $(T_C, T_B) = (165 \text{ eV}, 75 \text{ eV})$.
  Au delà de 70 eV, la distribution ionique du fer reste sensiblement la même, avec un degré moyen d'ionisation de $16,4 \pm 0,2$. Cette indépendance en fonction de T_e traduit la grande différence d'énergie qui lie les électrons de la couche L et ceux de la couche M ($n = 3$). En deçà de cette température, le degré d'ionisation du fer diminue fortement et ne peut rendre compte des nombreuses raies de transition associées au Fe^{16+}. Cependant, quelque soit la valeur de T_e, la dispersion de cette distribution apparait toujours surestimée, avec une largeur à mi-hauteur de $1,6$,

Le premier découle de l'expansion du plasma tandis que le second résulte de l'agitation thermique des ions.

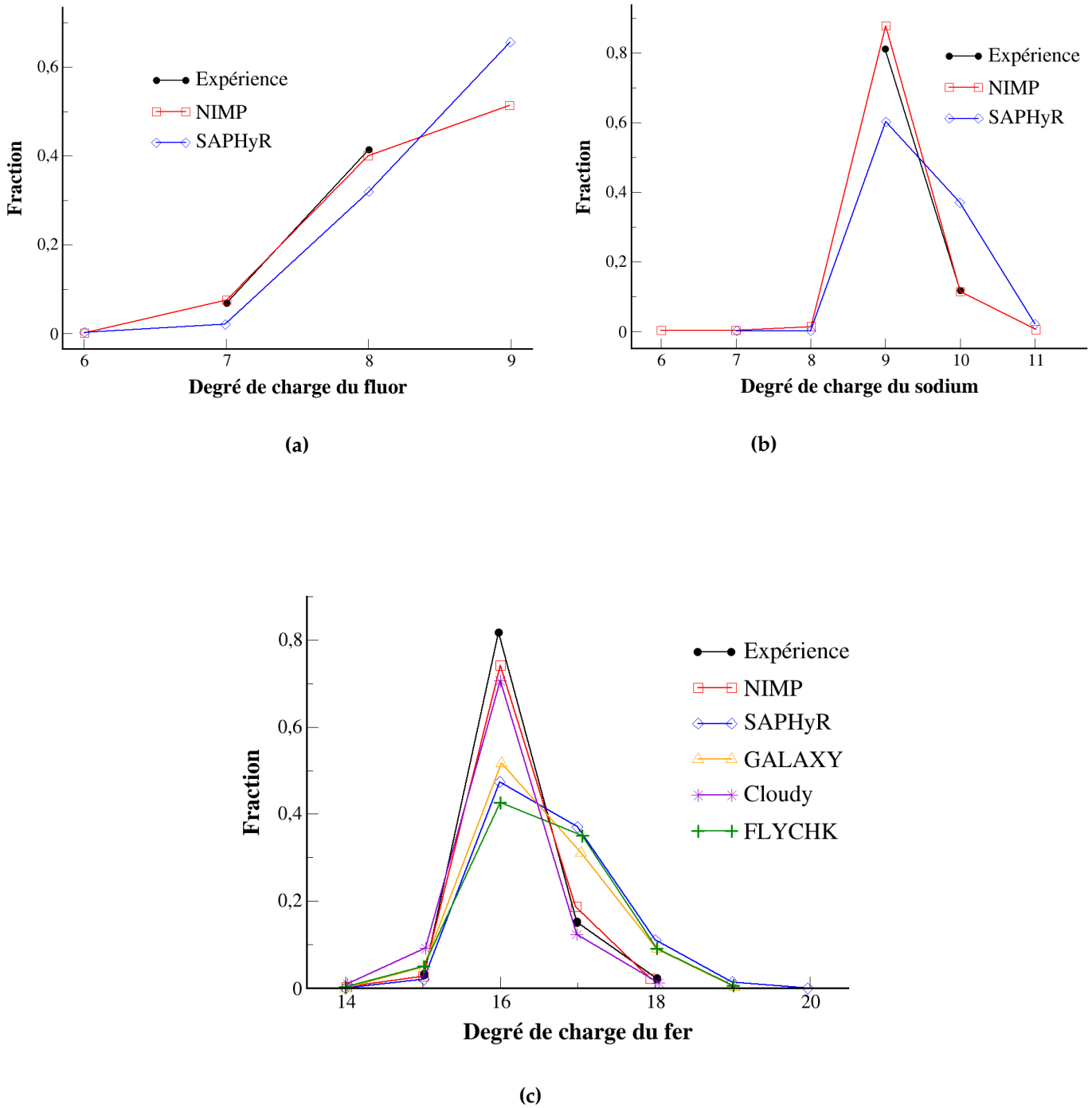


FIGURE 7.8 – Comparaison des distributions ioniques du F (figure a)), du Na (figure b)) et du Fe (figure c)) obtenues à partir des différentes analyses du spectre en transmission mesuré dans l'expérience menée par Foord et *al*. Les courbes noires avec la légende "Expérience" correspondent aux distributions obtenues par la méthode de la courbe de croissance.

contre $\sim 1,2$ d'après l'analyse issue de la courbe de croissance.
En fixant $T_e = 150$ eV, le rapport des ions F^{8+}/F^{7+} est proche de celui indiqué par la première analyse, tandis que celui des ions Na^{10+}/Na^{9+} apparait hautement surestimé.
Dans un second temps, une comparaison avec les codes Cloudy et FLYCHK portant sur la distribution ionique du fer est donnée. Cloudy prédit $T_e = 150$ eV dans le plasma et donne $Z^*_{Fe} = 16,0$ avec une largeur à mi-hauteur de $1,2$, en très bon accord avec la courbe de croissance. En revanche, comme on peut le constater sur la figure 7.8c, en imposant cette même température dans FLYCHK la distribution du fer est similaire à celle calculée par GALAXY, avec $Z^*_{Fe} = 16,5$ et une largeur de $\sim 2,1$.
En résumé, les modèles collisionnel-radiatifs GALAXY et FLYCHK semblent surestimer le degré d'ionisation du plasma au regard de la méthode de la courbe de croissance, contrairement au modèle Cloudy. A la différence des deux premiers, Cloudy simule l'évolution du plasma pour une source radiative donnée. Le champ radiatif qui intervient dans le calcul de la balance d'ionisation n'est pas celui de la source mais résulte de son couplage avec la matière. Puisque l'énergie totale de celui-ci est inférieure à celle de la source, on comprend qu'un degré d'ionisation moyen inférieur soit calculé par Cloudy en comparaison de GALAXY et FLYCHK.

- Une nouvelle tentative pour reproduire ces distributions de charge est donnée dans l'article de Rose *et al* [44], en utilisant cette fois le modèle collisionnel-radiatif NIMP. Il s'agit d'un modèle d'atome moyen.
  En imposant de même $T_e = 150$ eV et $n_e = 2 \times 10^{19}$ cm^{-3} mais un champ radiatif décrit par $T_C = 165$ eV et $T_B \sim 52$ eV, NIMP produit les distributions de charge des figures 7.8a, 7.8b et 7.8c pour le fluor, le sodium et le fer respectivement. On trouve avec ce code des rapports entre les ions hydrogéniques et héliumoïdes de 5 pour le F et de $1/8$ pour le Na. La distribution du Fe est décrite par $Z^*_{Fe} = 16,2$ et une largeur à mi-hauteur de $1,1$, soit très proche de celle issue de la méthode de la courbe de croissance.

- Dans un plasma composé des trois éléments atomiques, SAPHyR calcule les distributions ioniques présentées sur les figures 7.8a, 7.8b et 7.8c. Si les valeurs des paramètres plasma utilisées dans ce calcul correspondent à celles préconisées par NIMP, ces distributions se rapprochent d'avantage de celles obtenues par GALAXY et FLYCHK, c'est à dire avec une ionisation et une largeur qui semblent surestimées dans le cas du fer : $Z^*_{Fe} = 16,6$ et $\Delta Z^*_{Fe} \simeq 1,9$.
  Nous avons généré le spectre en transmission correspondant avec une résolution $h\nu/\Delta h\nu$ de 500 et une masse surfacique de $2,0 \times 10^{17}$ cm^{-2}. Ce spectre est

confronté à la mesure sur la figure 7.7. Les longueurs d'onde des raies du spectre synthétique coïncident avec celles de nombreuses structures identifiées sur le spectre expérimental. De plus, hormis des raies d'absorption du Fe^{17+} trop prononcées entre $11,3$ Å et $11,6$ Å (voir figure 7.7), témoignant de la surévaluation de Z^*, les amplitudes relatives des raies du sodium héliumoïde en particulier sont correctement reproduites : les rapports des raies d'absorption sur le spectre expérimental entre $1s^2 - np$ et $1s^2 - 1s2p$ sont de $0,88$, $0,59$ et $0,35$ pour $n = 3, 4$ et 5 respectivement, tandis que sur le spectre produit par SAPHyR, ces rapports sont de $0,71$, $0,57$ et $0,29$.

Loisel *et al*, 2017

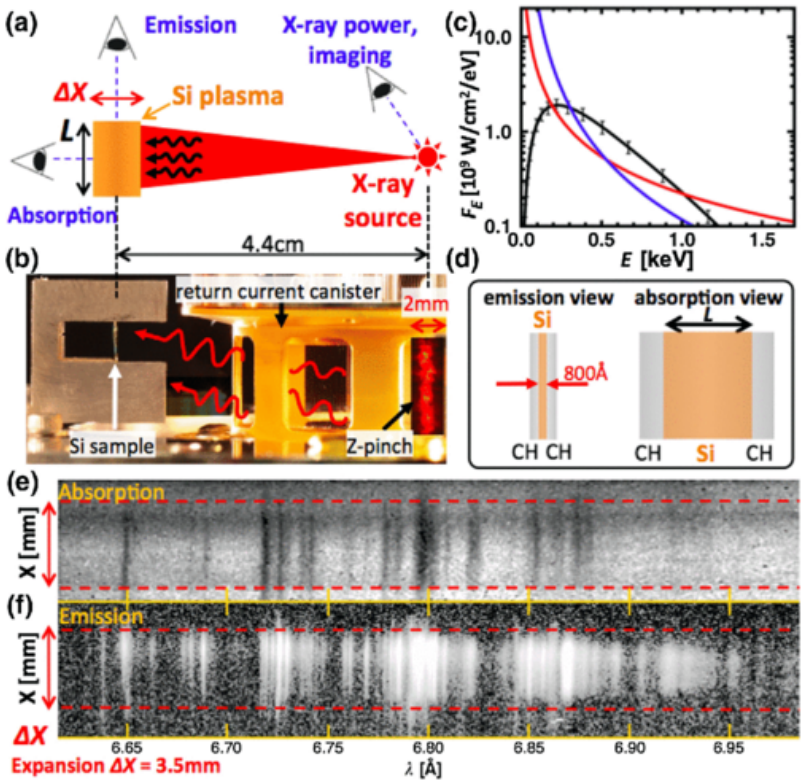


FIGURE 7.9 – Figures a) et b) : Schéma du dispositif expérimental et des diagnostics spectroscopiques utilisés par l'équipe de Loisel *et al* [6]. En émission, un spectromètre résolu spatialement permet d'évaluer l'expansion radiale du plasma tandis que sa dimension transverse est déduite des mesures spectroscopiques en transmission (figures d), e) et f)). Son épaisseur est supposée constante au cours du tir. Le spectre de la source est en noir sur la figure c). Figure extraite de [6]

Plus récemment, Loisel *et al* ont utilisé un schéma expérimental (voir figure 7.9) similaire à celui développé par l'équipe de Foord en 2004, permettant de photoioniser du silicium en couche L avec un paramètre ξ de l'ordre de ~ 20 erg.cm.s^{-1}. Ce dispositif se distingue par la richesse de son équipement instrumental, puisqu'il bénéficie non seulement de mesures spectroscopiques à la fois en absorption et en émission, mais aussi d'un diagnostic indépendant pour évaluer la densité du plasma.
D'autre part, 8 tirs sont effectués dans les même conditions, avec comme seule variable la longueur L de la cible, représentée sur la figure 7.9, qui n'influence que l'émission propre du plasma. Les mesures spectroscopiques, enregistrées par deux spectromètres indépendants, sont ainsi moyennées sur ces tirs. Une déviation standard maximale de $\sim 11\%$ est observée, démontrant ainsi la grande reproductibilité de l'expérience.

La source X

Les propriétés de la source diffèrent quelque peu de celles décrites auparavant. Désormais, 26 MA sont libérés dans des fils en acier, générant une source X de $1,6$ MJ et d'une largeur temporelle à mi-hauteur évaluée à ~ 3 ns. La puissance absolue est ici mesurée par un bolomètre, autour de 220 TW au maximum de son intensité.
Le rayonnement atteignant la cible est estimé grâce au code de facteur de forme VISRAD [45]. L'irradiance correspondante est maximale autour de ~ 300 eV (voir figure 7.11) et vaut, après intégration sur tout le spectre, $1,6 \times 10^{19}$ erg.s^{-1}cm^{-2}. Bien que ce champ radiatif ne soit pas planckien, comme souligné dans l'article [6], le corps noir équivalent serait décrit par des températures T_C et T_B de 80 eV et 63 eV respectivement.

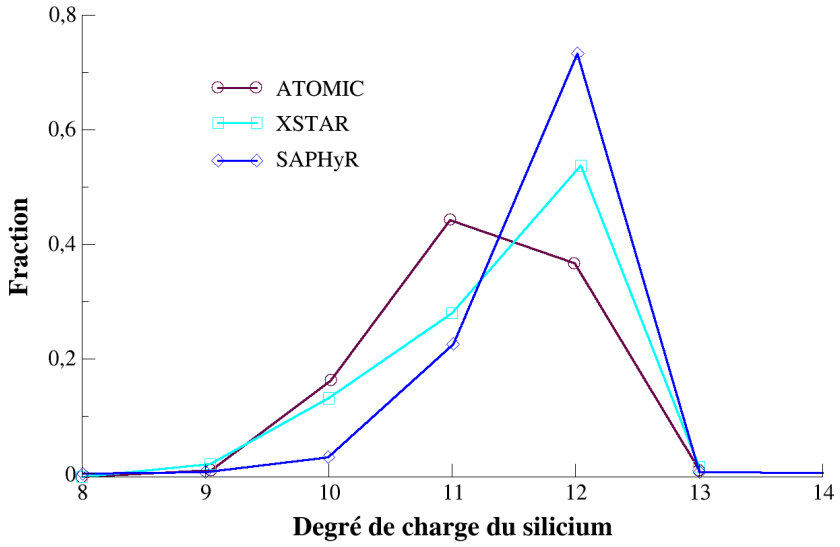
La cible

A l'image du dispositif de Foord *et al*, la cible consiste en une feuille solide, de 800 Å d'épaisseur, comprimée par deux couches de plastique de 1 mm d'épaisseur. La feuille est chauffée durant la montée en puissance du Z-pinch et se détend, formant un plasma qui est ensuite photoionisé au point de stagnation. Une expansion quasi mono-dimensionnelle du plasma est de nouveau attendue.
L'échantillon est ici composé à 67% de silicium et à 33% d'oxygène. Il est placé à $4,4$ cm de l'axe z, ce qui, en comparaison de la campagne précédente, implique une dilution géométrique plus importante de la source radiative. Sa densité plus faible permet cependant d'obtenir un paramètre de photoionisation sensiblement équivalent.
L'expansion du plasma se déduit, comme le montre la figure 7.9, de mesures de spectroscopie X résolues spatialement et intégrées temporellement. D'après les spectres d'émission, le plasma s'étend sur $3,5$ mm au point de stagnation du Z-pinch. Sa densité surfacique est évaluée à $3,1 \times 10^{17} \pm 5\%$ Si/cm^{-2} par un diagnostic indépendant, de spectroscopie par diffusion de Rutherford. Ces deux mesures amènent à une densité ionique de $8,5 \times 10^{17}$ Si/cm^3. De même, on déduit pour l'oxygène une densité de $\sim 4 \times 10^{17}$ O/cm^3.

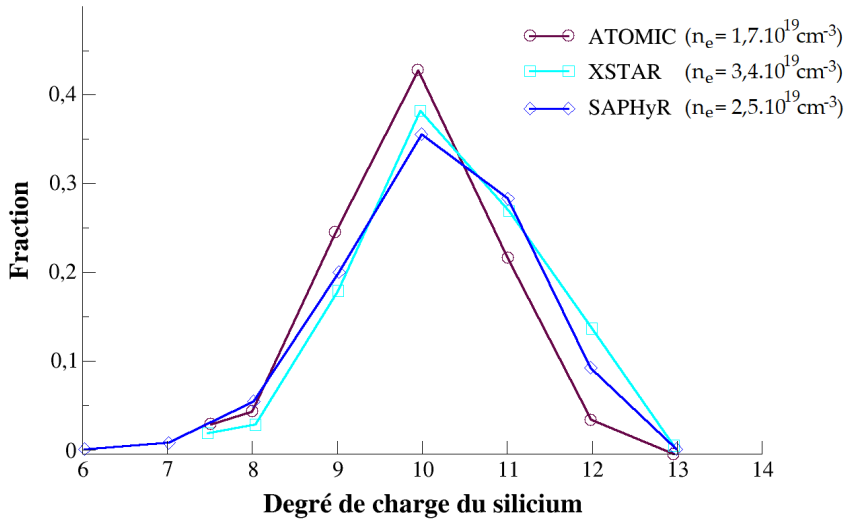
Analyses spectroscopiques

Les spectromètres collectent des signaux intégrés en temps entre $6,6$ et $7,0$ Å, domaine spectral où seules sont attendues les transitions du Si, avec une résolution $h\nu/\Delta h\nu$ de 2400 en transmission et de 2800 à 4400 en émission. Deux tirs sont réalisés avec un échantillon de longueur $L = 3$ mm, trois avec $L = 6$ mm et trois autres avec $L = 12$ mm. A chacune de ces longueurs est associé un spectre d'émission, moyenné

sur le nombre de tirs correspondants. En revanche, le spectre d'absorption analysé ci-après est issu de la moyenne des signaux enregistrés sur les 8 tirs. On obtient le spectre en transmission de la figure 7.11 en divisant ce signal par le I_0 mesuré par le bolomètre.



(a)



(b)

FIGURE 7.10 – Distributions ioniques du Si issues des modèles ATOMIC (en violet), XSTAR (en cyan) et SAPHyR (en bleu). Celles de la figure 7.10a sont obtenues avec une densité n_e de $8,5 \times 10^{18}$ cm^{-3}, une température T_e de 33 eV et une irradiance de $1,6 \times 10^{19}$ erg.s^{-1}cm^{-2}. En revanche, celles de la figure 7.10b sont obtenues en adaptant n_e et T_e afin de reproduire au mieux le spectre en transmission mesuré.

- En émission, des raies issues de Si ionisé entre 9 et 12 fois sont observées. Ces raies proviennent de décroissances radiatives vers des états fondamentaux ou, à l'exception du Si^{12+}, vers des états excités. Les plus intenses sont associées aux ions lithiumoïdes (Si^{11+}). Les transitions entre ces mêmes états sont identifiées en transmission, qui comprend également des structures issues d'ions Si^{8+} (voir figure 7.11). Les raies les plus prononcées sont cette fois associées aux ions Si^{10+}.
- Bien que ces mesures soient calibrées relativement, le rapport de certaines raies d'absorption peut servir de diagnostic en température. En particulier, pour des températures de la dizaine d'eV et compte tenu des densités électroniques présumées, on s'attend à ce que les états $1s^2 2s$ et $1s^2 2p$ du silicium lithiumoïde (Si^{11+}) atteignent un équilibre thermodynamique local [6, 46]. Dans ces conditions, leur abondance relative, donnée par le rapport des raies d'absorption qui leur sont associées, dépend essentiellement de la température T_e du plasma à travers l'équation de Boltzmann 2.8. Elle est ainsi estimée à 33 ± 7 eV.
- Deux modèles collisionnel-radiatifs sont utilisés et comparés pour reproduire les données spectroscopiques. Il s'agit des codes ATOMIC [47] et XSTAR [48]. Ce dernier a été spécifiquement développé pour interpréter des mesures issues de systèmes astrophysiques. Pour une densité, une température T_e et un champ radiatif donnés, ces codes calculent la distribution de charge du plasma de Si en régime stationnaire et produisent les spectres détaillés correspondants. A partir des valeurs mentionnées ci-dessus, ATOMIC et XSTAR prédisent les distributions de la figure 7.10a, avec $Z^* = 11,2$ et $11,4$ respectivement. Les spectres synthétiques générés dans ces conditions ne reproduisent pas toutes les structures d'absorption mesurées : les raies associées au Si^{9+} sont absentes tandis que celles du Si^{12+} sont trop prononcées. En revanche, on trouve un bon accord avec la mesure si l'on impose $Z^* \simeq 10$, en augmentant la densité du plasma, d'un facteur $\times 2$ avec ATOMIC et d'un facteur $\times 4$ avec XSTAR. Les distributions correspondantes sont présentées sur la figure 7.10b. Autrement dit, l'utilisation de ces modèles comme diagnostics semble mener à une surestimation de la densité du plasma.
- En imposant $n_e = 8,5 \times 10^{18}$ cm^{-3}, $T_e = 33$ eV et des températures $(T_C,\ T_B) = (80\text{ eV}, 63\text{ eV})$, SAPHyR reproduit une distribution des ions Si similaire à XSTAR, c'est à dire avec un Z^* voisin de 12 (voir figure 7.10a). Le spectre en transmission qui en résulte est comparé au spectre expérimental sur la figure 7.11. De nouveau, les raies du Si^{9+} font défauts lorsque celles du Si^{12+} semblent surestimées. En augmentant la densité électronique d'un facteur $\times 3$, on obtient, comme les autres codes, $Z^* \simeq 10$ ainsi qu'un spectre synthétique plus proche de la mesure (voir figure 7.11).

En résumé, on retiendra de ces mesures qu'un plasma de Si avec $Z^* \simeq 10$ et une densité ionique de $8,5 \times 10^{17}$ cm^{-3} est produit sur l'installation du Z-pinch. Le flux qui parvient au plasma étant équivalent à celui d'un corps noir de température $T_B \simeq 61$ eV, on en déduit d'après l'équation 6.2 :

$$\xi \simeq 20 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

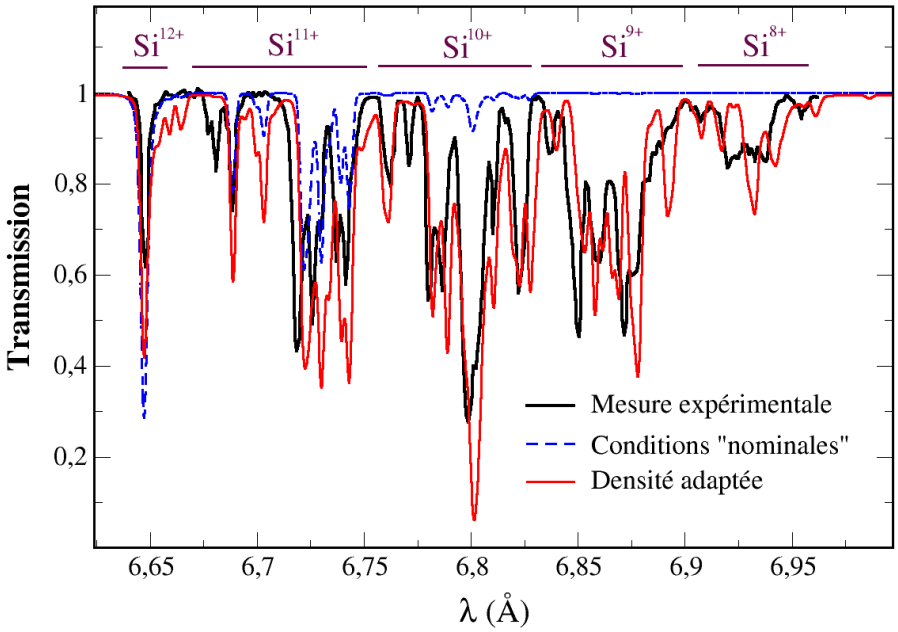


FIGURE 7.11 – Spectres en transmission du plasma de Si mesuré dans l'expérience de Loisel *et al* (en noir) ; et reproduit par SAPHyR pour une densité $n_e = 8,5 \times 10^{18}$ cm^3 (conditions "nominales") et en ajustant n_e d'un facteur 3 (densité adaptée). Quelque soit le code utilisé (ATOMIC, XSTAR ou SAPHyR), la densité doit être augmentée par rapport à la valeur déduite par le diagnostic de diffusion Rutherford afin de reproduire les structures spectrales observées.

7.2 Utilisation des lasers pour créer la source photoionisante

Morita et al, 2001

Nous avons identifié l'expérience de Morita *et al* [5] sur l'installation ILE (Institue of Laser Engineering) à Osaka comme étant la première tentative pour générer des plasmas photoionisés en laboratoire à l'aide de lasers. En tant que telle, il s'agissait de démontrer qu'un plasma établi par des processus photoionisants pouvait être obtenu en utilisant des cavités radiatives en or. Le dispositif expérimental représenté sur la figure 7.13 offre la possibilité d'enregistrer les spectres d'émission et d'absorption d'un plasma photoionisé ($\xi \geq 3$ erg.cm.s^{-1}) composé d'éléments C et H.

La source X

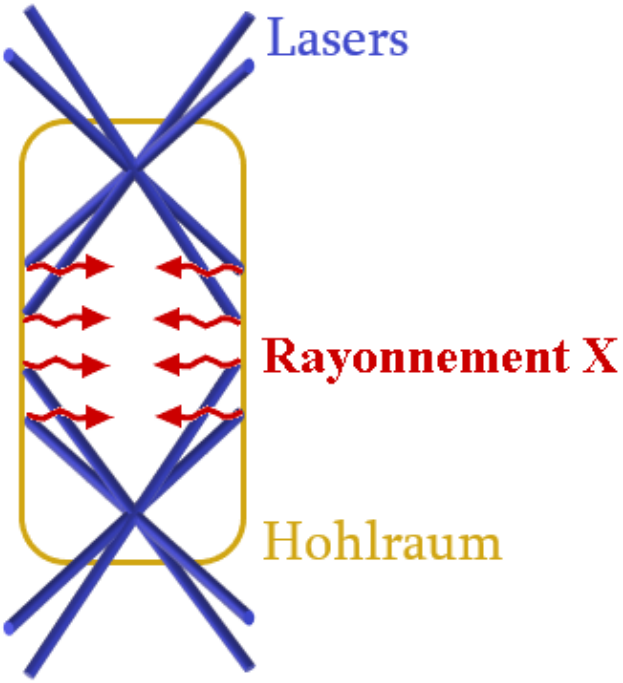


FIGURE 7.12 – Principe de génération d'un rayonnement quasi- planckien à partir de faisceaux lasers.
Les parois intérieures de la cavité sont chauffées par les lasers. Elles sont généralement composées d'un élément lourd tel que l'or, ou d'un mélange d'éléments lourds.

Les travaux relatifs à l'atteinte de la fusion par confinement inertiel (FCI) créée par laser en schéma d'attaque indirecte a mené au développement de cavités cylindriques qui, une fois leurs parois internes irradiées par des lasers intenses, tel que

sur la figure 7.12, peuvent produire un rayonnement X proche de celui d'un corps noir. Ces cavités radiatives sont plus communément appelées *Hohlraums*.

Ces cavités peuvent servir de source photoionisante en confectionnant un trou au niveau de la paroi en plus de ceux d'entrée des lasers. Dans le schéma expérimental de la figure 7.13, proposé par Morita *et al*, deux cavités en or séparées de 500 μm sont chacune irradiées par un laser de 300 J sur une durée de 1 ns. Le rayonnement quasi-planckien issu de ces cavités est mesuré autour de 80 eV et dure près de $1,5$ ns.

La cible

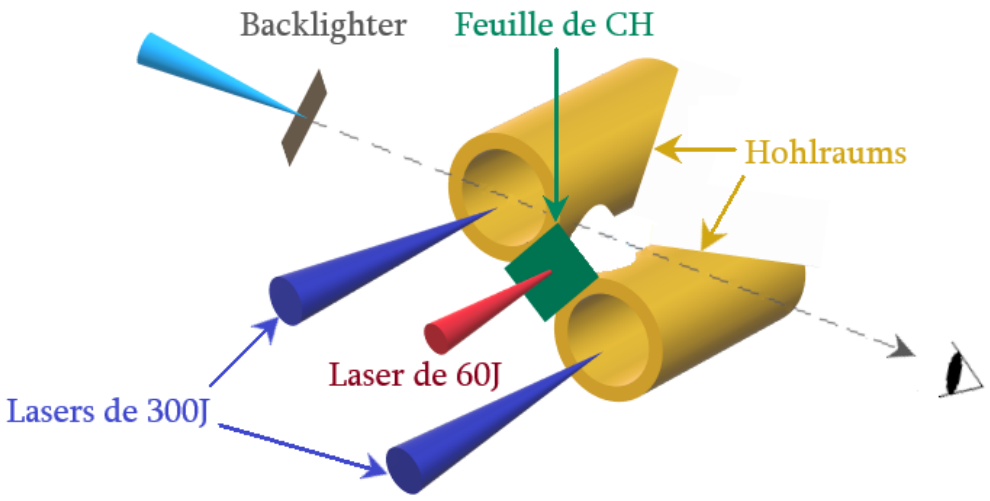


FIGURE 7.13 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour préformer un plasma de CH et le photoioniser au moyen de cavités radiatives.

La cible initialement solide consiste en une feuille de CH de $0,2$ μm maintenue par deux couches d'or de 100 Å. Cette feuille est amenée à l'état de plasma par un laser indépendant de 60 J avec une impulsion de 170 ps. Le plasma de faible densité se propage alors dans l'espace entre les cavités. L'évolution de la température électronique et de la densité ionique du plasma sont ici évaluées par une simulation d'hydrodynamique radiative 1D avec le code Lagrangien ILESTA-1D [49]. D'après cette simulation, les deux paramètres se stabilisent après 4 ns autour de 8 eV et 2×10^{19} cm^{-3} respectivement. La source photoionisante est générée lorsque le plasma atteint ce régime stationnaire, c'est à dire avec un retard de 4 ns par rapport à sa création. Cette chronologie est présentée sur la figure 7.14.

En utilisant deux cavités, ce dispositif assure non seulement une irradiation homogène du plasma mais permet de plus d'optimiser la fraction du rayonnement

X qui photoionise le plasma. On trouve dans l'article de Morita et *al* pour le paramètre ξ la valeur de 13 erg.cm.s^{-1}, calculée en fonction de la densité ionique du plasma. Cela suggère un facteur de dilution de 50%, une valeur remarquablement haute dans ce type d'expérience.

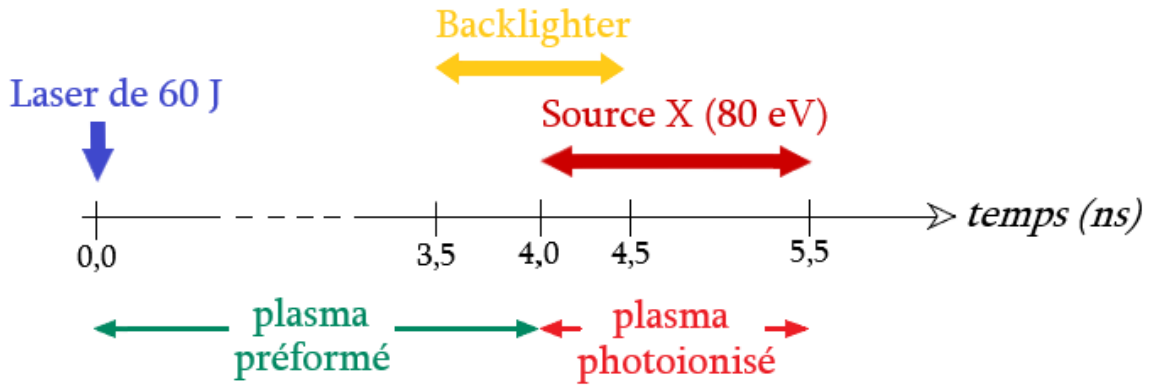


FIGURE 7.14 – Phases successives de l'expérience menée par Morita et *al*. Les sources radiatives utilisées apparaissent au-dessus de l'axe temporel tandis que la nature du plasma étudié est présentée en dessous de cet axe. Le décalage temporel de ces sources permet de mesurer des spectres en absorption et en émission, issus du plasma préformé puis photoionisé.

Analyse spectroscopique

Un seul spectromètre enregistre un signal entre 280 et 400 eV, résolu temporellement ($\Delta t = 60$ ps). Au cours d'un tir, des spectres d'absorption et d'émission sont enregistrés sur des temps distincts par cet unique appareil. Le backligther indiqué sur la figure 7.13 procure un spectre d'absorption pendant ~ 1 ns, près de $3,5$ ns après que le plasma soit établi par le laser de 60 J. Le spectre d'absorption ne montre pas de structures d'ion héliumoïde ou hydrogénique. Ces ions ne sont donc pas présents lorsque le plasma est préformé.

Les raies d'émission observées après irradiation par les cavités sont identifiées comme les transitions $1s^2 \rightarrow 1snp$, avec n allant de 2 à 4, des ions héliumoïdes du carbone (C^{4+}). Il apparait donc que la source X amène le plasma à un degré d'ionisation supérieur.
Autrement dit, et bien que la mesure spectroscopique ne soit pas comparée à un spectre issu d'un modèle collisionnel-radiatif, sa résolution temporelle met en évidence qu'un plasma de carbone est établi par des processus photoionisants.

Enfin, si la densité électronique n'est pas mesurée directement dans cette expérience, le spectre d'émission propre du plasma permet de l'évaluer. En effet, puisque

des raies héliumoïdes sont observées on a, en première approximation, $Z_C^* \simeq 4$. L'hydrogène est complètement ionisé, d'où un degré moyen d'ionisation $Z^* \simeq 2,5$. Avec la densité ionique calculée par la simulation ILESTA-1D, on en déduit $n_e \simeq 5 \times 10^{19}$ cm^{-3} et avec la définition 6.2 :

$$\xi \simeq 5,3 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

Pour obtenir une estimation plus précise de n_e, nous avons calculé la distribution de charge du plasma de CH avec SAPHyR. Avec les valeurs de T_C, T_B, T_e et n_i données ci-dessus, notre modèle prédit la distribution de charge du carbone de la figure 7.15. Le degré moyen d'ionisation correspondant est de $3,6$. On en déduit $n_e \simeq 4,6 \times 10^{19}$ cm^{-3}, d'où :

$$\xi \simeq 5,7 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

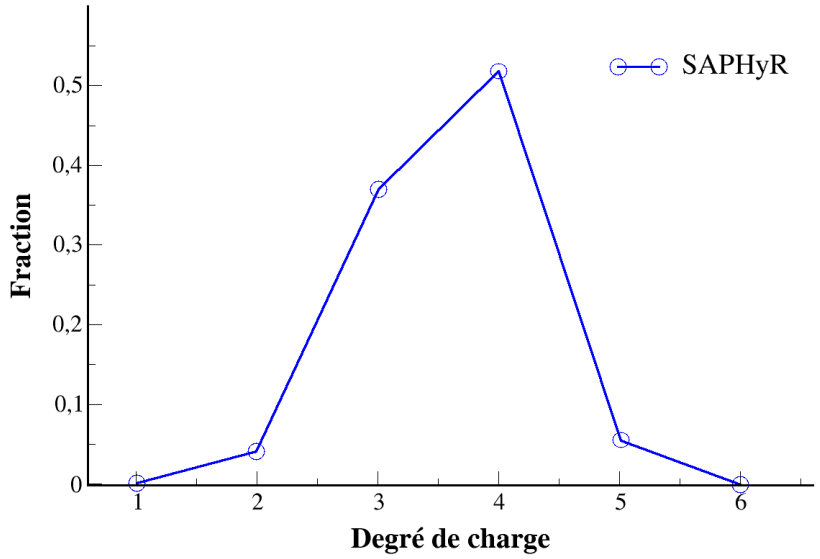


FIGURE 7.15 – Distribution ionique du carbone calculée par SAPHyR dans les conditions déduites des résultats de simulations réalisées à l'aide du code ILESTA-1D.

Wang *et al*, 2008

Le dispositif expérimental dit "dog-bone" est utilisé en 2008 par Wang *et al* [50] sur l'installation GEKKO-XII à l'université d'Osaka (Japon), pour produire un plasma photoionisé d'azote et mesurer son spectre d'émission.
Dans ce schéma (voir figure 7.16) une colonne d'azote est placée au centre du hohlraum, assurant ainsi une dilution géométrique minimale de la source radiative. Par conséquent, et bien que l'énergie délivrée par l'installation soit très inférieure à celle du Z-pinch, un plasma photoionisé avec un paramètre ξ du même ordre de grandeur, autour de 10 erg.cm.s^{-1}, est obtenu dans cette expérience.

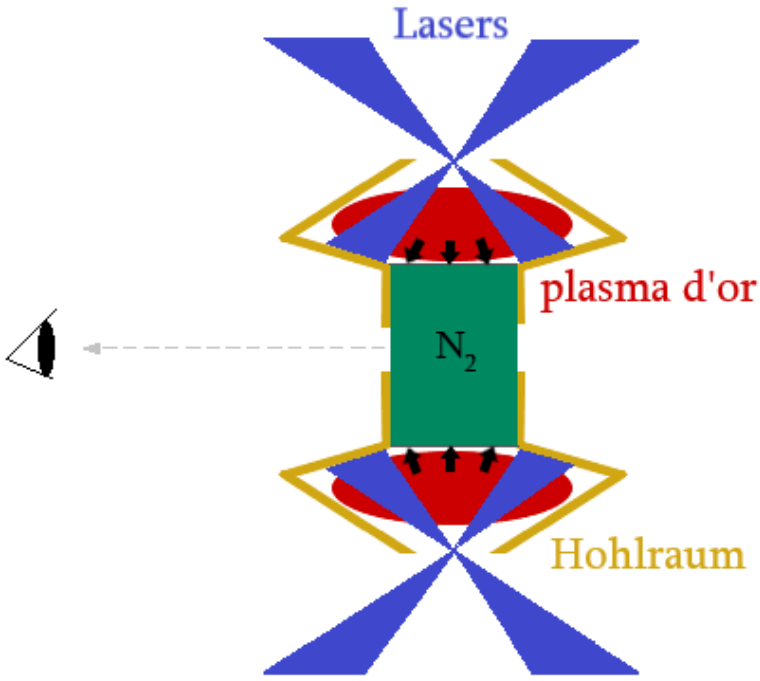


FIGURE 7.16 – Schéma du dispositif expérimental dit "Dog-bone" utilisé par Wang *et al* [50] pour produire un plasma photoionisé d'azote avec une source radiative non diluée.

La source X

Une coupe de la cavité en or est représentée en jaune sur la figure 7.16. Les faisceaux laser sont introduits à ses deux extrémités de telle sorte qu'ils n'interagissent pas directement avec l'échantillon. Ils génèrent un plasma d'or dont le rayonnement quasi-planckien irradie la partie centrale de la cavité. Il s'agit d'un cylindre de 820 μm de diamètre et de 1020 μm de longueur. Deux fenêtres d'observation placées sur les côtés latéraux du cylindre permettent d'acquérir des mesures spectroscopiques.

En l'absence d'azote, ces mesures donnent accès à la température radiative issue de la cavité. En utilisant six lasers de 250 J ($\lambda_L = 0,53\mu$m) avec une impulsion de $0,5$ ns, le spectre mesuré est correctement décrit par l'équation 2.6 avec une température : $T_C = T_B = 79 \pm 9$ eV.

La cible

La partie centrale de la cavité et les deux portions où ont lieu les interactions laser-paroi sont séparées par un film en polyimide (un composé d'éléments O et N) de $1,0 \pm 0,2$ μm d'épaisseur.
Le gaz de diazote est injecté dans la partie centrale jusqu'à une pression de $2,7 \times 10^4$ Pa. Suivant la loi des gaz parfaits, cette pression est équivalente à une densité ionique de $1,3 \times 10^{19}$ cm^{-3}.
L'évolution du plasma d'azote soumis au rayonnement de la cavité est simulée par le code ILESTA-1D. D'après cette simulation, le rayonnement X vaporise l'enveloppe de polyimide $\sim 0,2$ ns avant le pic d'intensité des lasers, entraînant une onde de choc qui se propage avec une vitesse de 120 km.s^{-1}. Le volume d'azote étant suffisamment grand, les perturbations associées à cette onde de choc sont considérées comme négligeables. Par ailleurs, dans cette modélisation le gaz est supposé optiquement mince. La source X chauffe donc directement les parois cylindriques après vaporisation des films. Le temps d'équilibre entre le rayonnement et les parois étant de plus très court, le plasma d'azote au centre de la cavité est alors soumis à un champ radiatif uniforme de ~ 80 eV.
Sous ces hypothèses, ILESTA-1D prédit un plasma avec $n_i = 1,4 \times 10^{19}$ cm^{-3}, en bon accord avec la loi des gaz parfaits, et $T_e = 30$ eV, $2,1$ ns après le pic d'intensité des lasers. On en déduit une masse surfacique de $1,4 \times 10^{19} \times 0,08 \simeq 1,1 \times 10^{18}$ cm^{-2}, comparable à celle d'un disque d'accrétion dans un NAG.

Analyse spectroscopique

Le domaine spectral étudié va de 90 à 200 Å. La mesure spectroscopique est résolue temporellement. Une fois encore, l'élargissement spectral dû à la résolution instrumentale domine sur les mécanismes d'élargissement des raies, naturels ou induits par les effets de plasma.

- Un modèle collisionnel-radiatif HETL dépendant du temps est développé dans [50] pour reproduire les principales raies de transitions observées sur les spectres enregistrés. Il s'agit d'un modèle hydrogénique écranté et les taux de transitions entre superconfigurations sont déduits de formules analytiques semi-empiriques.

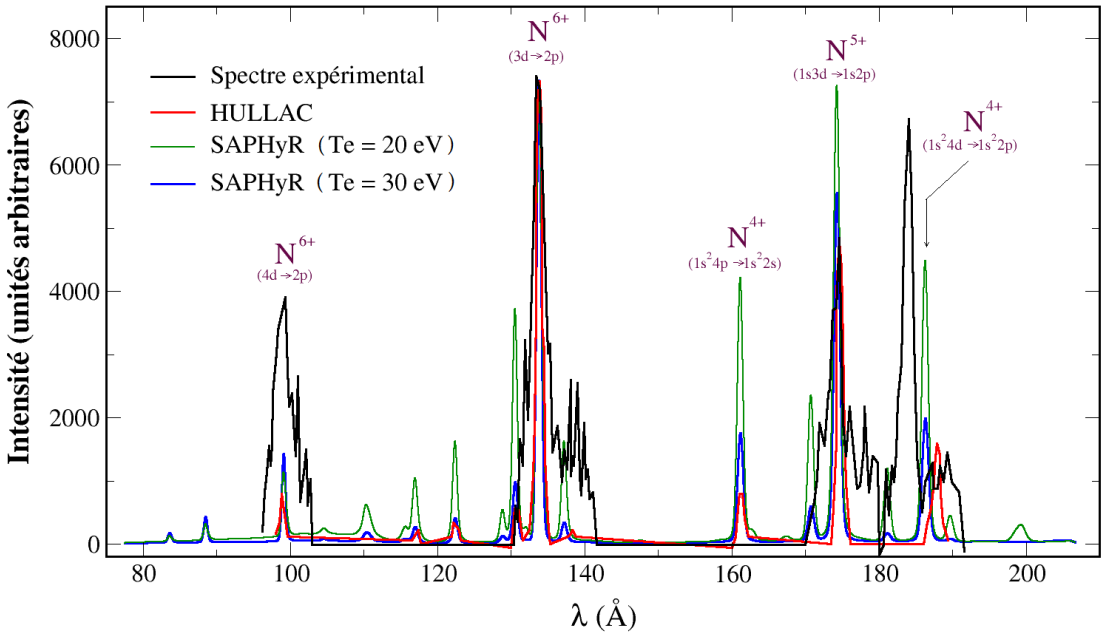


FIGURE 7.17 – Spectre d'émission mesuré de l'azote (en noir) et reproduit par le modèle décrit dans [50] (en rouge), extraits de [50]. Les spectres vert et bleu sont calculés par SAPHyR, pour $T_e = 20$ eV et 30 eV respectivement.

En utilisant les données atomiques calculées par le code HULLAC [51], les superconfigurations sont ensuite redistribuées de manière statistique en niveaux afin de générer un spectre détaillé.

L'analyse spectroscopique porte essentiellement sur le spectre obtenu $2,1$ ns après le pic d'intensité des lasers. Ce spectre se décompose en trois éléments : l'émission propre du plasma d'azote, l'émission du plasma d'or en détente et de raies issues de l'oxygène contenu dans les films en polyimide. Après soustraction de l'émission associée à l'or, de nombreuses raies issues des ions $N^{4+,5+,6+}$ et $O^{4+,5+,6+}$ sont identifiées. Le spectre qui en résulte est présenté sur la figure 7.17. Nous avons isolé sur ce spectre les principales raies des ions de l'azote.

Pour évaluer la température T_e avec le modèle de Wang *et al*, seuls sont reproduits les rapports d'intensité des transitions $1s^2 4d - 1s^2 2p \in N^{4+}$, $1s3d - 1s2p \in N^{5+}$ et $3d-2p \in N^{6+}$. A noter que, la première étant, expérimentalement, confondue avec le bruit de fond, elle constitue une contrainte en ce sens qu'elle ne doit pas s'en distinguer. La meilleure restitution de ces raies (tracé vert de la figure 7.17) est obtenue pour $T_e \simeq 20 - 30$ eV, telle que suggérée par la simulation.

En imposant $T_e = 20$ eV, $T_C = T_B = 80$ eV et $n_i = 1,4 \times 10^{19}$ cm^{-3}, ce modèle prédit une distribution de charge du plasma d'azote (courbe noire de la figure 7.18) qui amène à $Z^* = 5,3$. Il vient $n_e = 7,5 \times 10^{19}$ cm^{-3}, soit :

$$\xi \simeq 7,1 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

- Dans les mêmes conditions de températures et de densité, SAPHyR prédit une ionisation légèrement supérieure à ce modèle, avec $Z^* = 5,6$ (courbe bleue de la figure 7.18). Ce désaccord entre les deux modèles pourrait trouver son origine dans le nombre d'états excités retenus : le modèle de Wang et *et al* ne retient que les états ioniques fondamentaux et une fois excités, tandis que les états doublement excités sont pris en compte dans SAPHyR.
  Le paramètre ξ s'en trouve quelque peu réduit :

$$\xi \simeq 6,9 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

  A la différence du cas précédent, l'intensité des raies $1s^2 4d - 1s^2 2p \in N^{4+}$ et $1s3d - 1s2p \in N^{5+}$ relativement à $4d - 2p \in N^{6+}$ est très sensible en T_e, comme en atteste la figure 7.17. Si $T_e = 20$ eV, le rapport $1s3d - 1s2p \in N^{5+}/4d - 2p \in N^{6+}$ est $1,5$ fois supérieur à celui de la mesure. En revanche, si $T_e = 30$ eV, ce facteur est réduit à $1,1$.

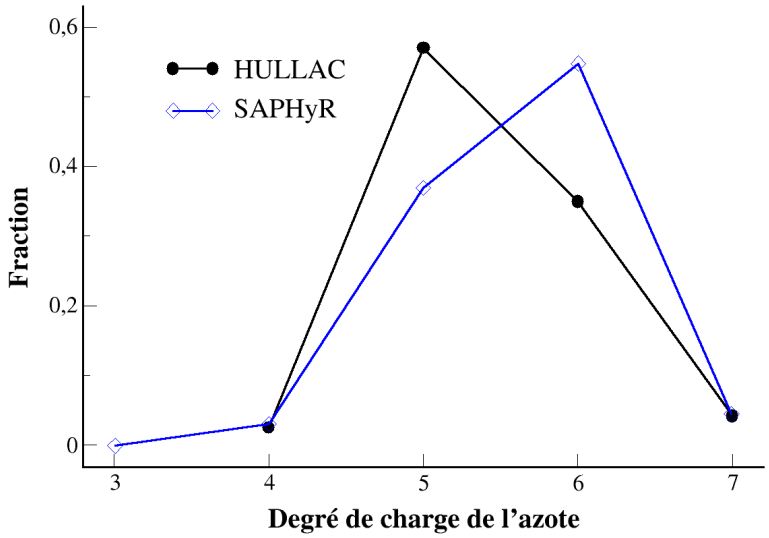


FIGURE 7.18 – Comparaison de la distribution ionique du plasma d'azote obtenue avec le modèle décrit dans [50] (courbe noire) et avec SAPHyR (courbe bleue).

Fujioka *et al*, 2009

Inspirés par la FCI créée par Laser en schéma d'attaque direct, l'équipe de Fujioka *et al* conçoivent en 2009 [52] un nouveau dispositif sur l'installation GEKKO-XII permettant de créer une source quasi-Planckienne de 480 ± 20 eV. Cette source est utilisée pour photoioniser un plasma de Si, préformé par un laser annexe. La densité n_e et la température T_e de ce plasma sont évaluées à partir des spectres d'émissions mesurés.
Le plasma photoionisé est caractérisé par $\xi \sim 5$ erg.cm.s^{-1} et $n_i \cdot l \simeq 5 \times 10^{17}$ cm^{-2}.

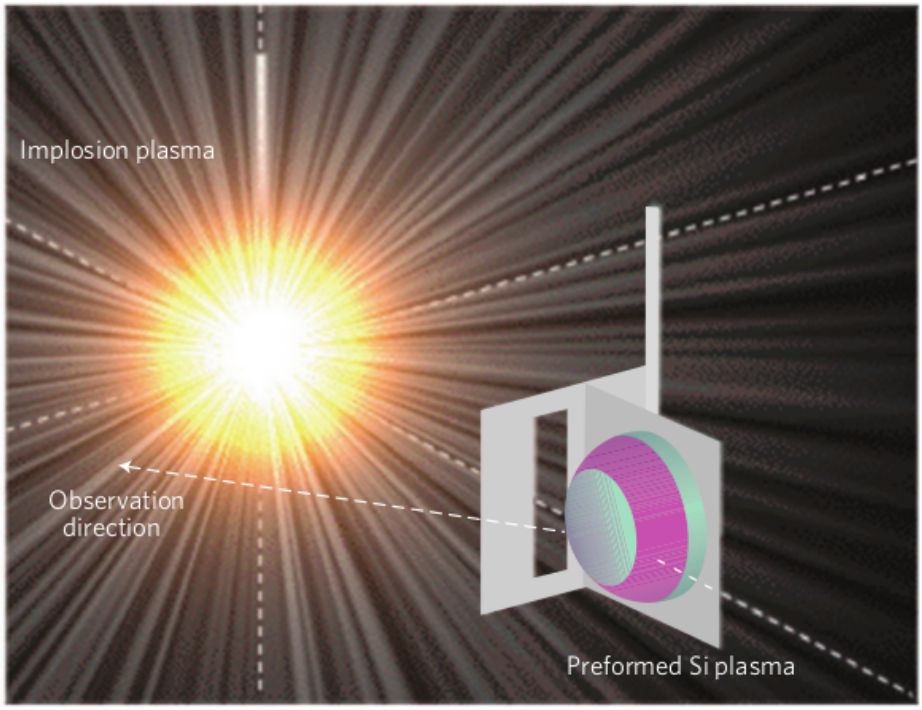


FIGURE 7.19 – Illustration du dispositif expérimental utilisé dans l'expérience menée par Fujioka *et al*, tirée de [52]. Une capsule sphérique de plastique implose après irradiation par 12 lasers de l'installation GEKKO-XII. Un rayonnement quasi-planckien de 480 ± 20 eV résulte de cette implosion, photoionisant une partie du plasma préformé de Si.

La source X

Dans le dispositif expérimental schématisé sur la figure 7.19, la source X provient de l'implosion d'une capsule, irradiée par 12 lasers ($\lambda_L = 0.53$ μm) de 333 ± 17 J avec une impulsion de 1.2 ns. L'intensité et le spectre de cette source sont mesurés de manière absolue par un spectromètre X entre 1 et 6 keV. Le spectre est décrit en bonne approximation par celui d'un corps noir de température $T_C = 480$ eV. La durée du rayonnement X est de 160 ± 20 ps. Étant donné que les taux de photoionisation pour les électrons en couches L et K d'ions Si ont des temps caractéristiques similaires,

autour de 50 ps et 275 ps respectivement [52], ils peuvent varier avant que les populations ioniques n'aient atteint un régime stationnaire. La prise en compte des effets transitoires est donc cruciale dans la modélisation de cette expérience.

La cible

La cible consiste en un échantillon de Si amené à l'état de plasma par un laser infrarouge ($\lambda_L = 1.064$ μm) annexe, avec une intensité de 5×10^{10} W/cm^2 et sur une durée de 10 ns. Le plasma ainsi formé est décrit par les auteurs [52] comme une demi-sphère de 500 μm de diamètre.
La densité n_e et la température T_e du plasma de Si sont évaluées *via* des mesures spectroscopiques, en l'absence du rayonnement photoionisant. Le modèle HETL et dépendant du temps FLYCHK est utilisé pour reproduire le spectre d'émission du plasma. FLYCHK construit des spectres en faisant varier n_e et T_e. La minimisation de l'écart quadratique entre ces spectres et le spectre expérimental conduit à : $T_e = 26 - 29$ eV et $n_e = 5 - 10 \times 10^{19}$ cm^{-3}.
La cible est placée à $1,2$ mm de la source. Les deux objets sont séparés par une plaque de Tantale, située à 100 μm de la surface du Si. Cette plaque comporte une fente de 100×400 μm (voir figure 7.19). Une partie seulement du plasma est donc photoionisé.
D'après Fujioka *et al*, la fraction du rayonnement planckien qui parvient au plasma est de $6.5 \pm 3.5 \times 10^{-4}$. Le flux spectral qui parvient à la cible est donc décrit par : $T_C \simeq 480$ eV et $T_B \simeq 77$ eV.
Enfin, l'expansion hydrodynamique du plasma de Si est négligeable sur l'échelle de temps de la source radiative. La densité ionique est donc supposée constante dans la modélisation de l'expérience.

Analyses spectroscopiques

Durant la campagne expérimentale, trois tirs ont été générés dans les mêmes conditions. Un spectromètre enregistre l'émission du plasma à travers la fente de la plaque de Ta. Les spectres d'émission associés à ces tirs sont tout à fait semblables, démontrant une bonne reproductibilité de l'expérience. Ils sont intégrés en temps et obtenus avec une résolution de 7 eV entre 1.8 et $2,0$ keV. Le spectre de la figure 7.20 résulte de la moyenne de ces trois spectres.
Celui-ci présente trois structures notables. La première se situe autour de 1865 eV, elle est associée à la transition : $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ des ions héliumoïdes (Si^{12+}), que l'on appelle w. La seconde, à ~ 1855 eV, pourrait correspondre à la raie d'intercombinaison $1s2p\ ^3P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ (dite "y") ou à la raie de transition interdite $1s2p\ ^3P_2 - 1s^2\ ^1S_0$

("x") du Si^{12+} [4]. Enfin, la troisième structure du spectre, à 1840 eV, est identifiée comme la combinaison des raies $1s2p^2 - 1s^2 2p$ et $1s2s2p - 1s^2 2s$ des ions lithiumoïdes (Si^{11+}).

- Dans un premier temps, un modèle collisionnel-radiatif dépendant du temps est utilisé pour analyser ce spectre. Ce modèle est couplé à une équation de conservation de l'énergie qui donne accès à l'évolution de la température moyenne du plasma en fonction du temps. Les niveaux d'énergie des configurations et leurs probabilités de transitions sont de nouveau obtenus à partir du code HULLAC.
  Le plasma est supposé optiquement mince de sorte que les effets de réabsorption ne sont pas pris en compte.
  Les processus d'excitation et d'ionisation par impact électronique sont ignorés dans le calcul de la balance d'ionisation. D'après Wang et *al* [53], ces hypothèses sont justifiées car l'énergie moyenne des électrons libres (autour de 30 eV) est très inférieure à l'énergie de liaison des électrons en couche L ($200 - 500$ eV) ou K ($1800 - 2650$ eV), tels que ceux des ions considérés dans l'expérience, à savoir du Si^{7+} au Si^{13+}. Suivant le même argument, les états doublement excités ont une faible probabilité d'occurrence et ne sont pas pris en compte dans cette modélisation. La recombinaison diélectronique est donc elle aussi négligée.

  Avec ce modèle, T_e atteint 50 eV et $Z^* = 11,9$ au pic d'intensité de la source X. Concernant le paramètre de photoionisation, on trouve dans l'article [52] la valeur de 5.9 ± 3.8 erg.cm.s^{-1}. Cependant, et si nos calculs sont exacts, cette valeur est déduite de la densité électronique du plasma préformé et non pas celle, supérieure, du plasma lorsqu'il est soumis au rayonnement photoionisant. Sans champ radiatif, le Z^* du plasma de Si se situe autour de 7. Autrement dit, il serait plus adéquat pour notre comparaison de réduire ξ d'un facteur $\propto \frac{7,0}{11,9}$, soit :

$$\xi \in [1,2 - 5,7] \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

  Par ailleurs, en comparant le spectre synthétique intégré temporellement au spectre expérimental comme sur la figure 7.20, on constate que les structures à 1840 eV et 1865 eV sont correctement reproduites vis-à-vis de leur amplitude relative et de leur largeur respective. En revanche, celle à 1855 eV est absente du spectre calculé.

4. On parle de raie interdite lorsque la transition associée à cette raie n'est pas de type dipolaire électrique, aussi appelée E1. En l'occurrence, la transition $1s2p\,^3P_2 - 1s^2\,^1S_0$ est du type quadripolaire magnétique (M2).

- En 2010, Hill et Rose [54] ont utilisé le modèle collisionnel-radiatif HETL et dépendant du temps **ALICE** pour restituer les spectres enregistrés. Comme dans le modèle précédent, le plasma est supposé uniforme au cours de l'expérience. Les effets de réabsorption dans le plasma sont cette fois pris en compte pour le calcul de l'intensité.
  De plus, les états doublement excités ainsi que les taux de tous les processus de transition sont inclus dans ce modèle.

  D'après cette analyse, T_e augmente jusqu'à 120 eV. Cette grande différence en température est attribuée au traitement des effets de réabsorption dans le plasma. En effet, il apparaît que les photons ont une probabilité non négligeable d'être absorbés et chauffent donc plus efficacement le plasma. Néanmoins, le degré moyen d'ionisation Z^*, gouverné par les processus électroniques, reste insensible à l'augmentation de T_e et atteint la même valeur que précédemment.
  Les spectres obtenus avec ALICE sont intégrés en temps et présentés cumulativement dans [54] toutes les 30 ps. Le spectre en tirets rouges de la figure 7.20 correspond à celui produit par ALICE $0,6$ ns après le pic d'intensité du rayonnement. Il diffère fortement de celui obtenu par Fujioka *et al* : si les raies lithiumoïdes sont ici sous-estimées par rapport au spectre expérimental, la structure à 1855 eV est présente sur ce spectre, avec qui plus est une trop grande amplitude relativement à celle de la raie w. L'élargissement de la raie w apparait de plus exagéré. D'après Hill et Rose, une modélisation de l'expérience qui prendrait en compte les gradients spatiaux du plasma photoionisé est nécessaire pour reproduire plus fidèlement le spectre expérimental.

- Bien que SAPHyR ait été utilisé en régime stationnaire, nous avons généré un spectre d'émission intégré en temps à partir des conditions données par ALICE (courbe bleue de la figure 7.20). Les écarts avec le spectre expérimental sont avec notre code d'une nature encore différente. Les trois structures sont présentes sur notre spectre, avec un rapport d'intensité entre la raie de transition résonante et les raies lithiumoïdes proche de celui obtenu par ALICE. De plus, la largeur de la raie w correspond à celle de la mesure. En revanche, la raie d'intercombinaison est, comme avec HULLAC, fortement sous-estimée.

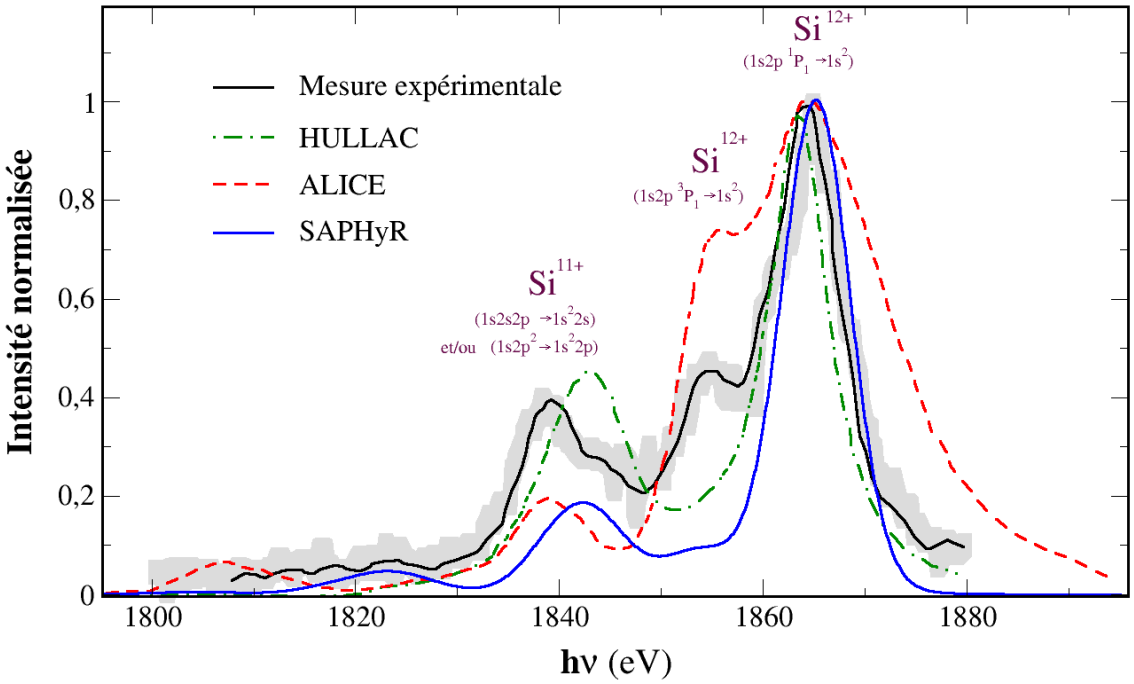


FIGURE 7.20 – Spectre d'émission du Si mesuré (en noir) sur l'installation GEKKO-XII. Le spectre déduit du code HULLAC (pointillés verts) est superposé aux spectres produits par ALICE (tirets rouges) et SAPHyR (ligne continue bleue). Ils sont tous trois intégrés et normalisés par rapport à la raie de transition $1s2p\ ^1P_1 - 1s^2\ ^1S_0$ du Si^{12+}.
Figure adaptée de [52].

7.3 Synthèse

Nous avons présenté dans ce chapitre diverses expériences ayant pour objectif de produire des plasmas photoionisés en laboratoire, représentatifs des plasmas que l'on rencontre dans les disques d'accrétion. Nous avons constaté que deux types de source radiative étaient utilisées : d'une part avec le rayonnement issue d'une machine à striction axiale, autrement appelée Z-pinch, et d'autre part avec des lasers de haute puissance. Ces lasers peuvent être focalisés soit dans une cavité en or, dite Hohlraum, soit sur une capsule de plastique. Dans tous ces dispositifs, les sources radiatives sont caractérisées par un spectre quasi-planckien. Ce type de rayonnement est ici décrit en fonction de la température de couleur T_C et de la température de brillance T_B, reflétant la fraction de l'énergie radiative qui parvient à la cible. Cette énergie est le facteur déterminant pour évaluer dans quelle mesure le plasma est généré par les processus de photoionisation. Le paramètre de photoionisation :

$$\xi = \frac{4\pi\sigma T_B^4}{n_e}$$

permet de quantifier l'efficacité de ces processus relativement à l'ionisation par impact électronique.
Les valeurs de ce paramètre sont regroupées dans le tableau 7.1 ci-dessous.

Source	Expérience	T_C (eV)	T_B (eV)	n_e ($\times 10^{19}$cm^{-3})	ξ (erg.cm.s^{-1})
Z-pinch	Bailey	200	48	$0,7-0,8$	7
	Foord	165	79 ± 1	$2,0 \pm 0,7$	$20-25$
	Loisel	80	61 ± 2	$0,8-0,9$	20
Lasers	Morita	80	67	$4,5-5,0$	$5,5 \pm 2$
	Wang	79 ± 9	$= T_C$	5,3	$10,2 \pm 4,4$
	Fujioka	480 ± 20	74 ± 15	15 ± 5	$3,5 \pm 1,9$
Astrophysique	García (modèle)	loi de puissance ($\Gamma = 2$)	$10-42$	10^{-4}	$100-400$

TABLE 7.1 – Paramètres des plasmas photoionisés produits par les expériences décrites dans ce manuscrit. Les valeurs correspondantes sont celles déduites des premières analyses associées à chacune des expériences. Pour la comparaison, on présente celles utilisés par García et Kallman [55] pour modéliser des disques d'accrétion représentatifs de NAGs.

On remarquera que les plus hautes valeurs de ξ sont obtenues sur la machine du Z-pinch où des plasmas avec des densités électroniques particulièrement faibles sont produits. D'après les modèles présentés par García et Kallman, ces valeurs de ξ restent néanmoins d'un ordre de grandeur inférieures à celles que l'on peut rencontrer dans les disques d'accrétion des NAGs.
Ces expériences ont été conçues afin d'éprouver les divers codes de cinétique atomique élaborés par la communauté scientifique, sur des plasmas produits dans des conditions alors inexplorées en laboratoire.

Enfin, nous avons confronté le modèle SAPHyR, décrit dans la première partie de ce manuscrit, à chacune des données expérimentales à disposition. Si la restitution des distributions ioniques ou des spectres présente des imperfections vis à vis des mesures expérimentales, ses performances sont comparables à celles des modèles collisonnel-radiatifs communément employés pour l'analyse de plasmas hors de l'équilibre thermodynamique créés en laboratoire. On notera que ces différents modèles surestiment à plusieurs occasions l'ionisation du plasma (7.7,7.11, 7.20).

Il convient de mentionner que d'autres expériences menées en laboratoire ont vocation à produire des plasmas photoionisés. Citons à titre d'exemples l'expérience de [56] sur l'installation VULCAN ou celle menée au LCLS [57]. La première utilise

les raies d'émission d'un plasma de Sn généré par 6 lasers de ~ 700 J pour ioniser un gas d'Ar. La seconde fait intervenir un XFEL ayant pour cible du néon. Dans les deux cas, la source X n'est pas spectralement continue. Aussi, bien que les processus radiatifs imposent l'état d'ionisation du plasma dans ces dispositifs, nous ne les avons pas présentées ici.

Troisième partie

L'expérience du LULI

Chapitre 8

Montage expérimental

Le LULI2000 est une installation de laser de puissance permettant d'étudier la matière dans des conditions extrêmes de température et de densité. De nombreuses campagnes expérimentales doivent se répartir chaque année sur cette installation. Celle dont il est question ici a nécessité une soixantaine de tirs, répartis sur quatre semaines. Elle a été menée par Sébastien Le Pape et ses collaborateurs au cours du mois de mai de l'année 2013.

Afin de produire un plasma photoionisé, un jet de gaz de néon expulsé par une buse supersonique a été exposé au rayonnement X issu d'une cavité radiative (ou Hohlraum). Il convient de remarquer que l'énergie laser disponible sur cette installation, de l'ordre de ~ 2 kJ sur une durée de ~ 1 ns, reste comparable à celles citées auparavant.
Les nombreux tirs réalisés ont permis d'accumuler des mesures concernant les différents paramètres du plasma au moyen d'une chaîne laser annexe d'énergie plus modeste. Les mesures issues de ces différents diagnostics ont ainsi pu être comparées aux valeurs déduites de l'analyse spectroscopique effectuée au cours de cette thèse avec le modèle SAPHyR. Cette comparaison donne une occasion unique pour évaluer notre modélisation des plasmas photoionisés.

Dans ce chapitre et le suivant, les densités ioniques seront exceptionnellement désignées par la lettre majuscule N, n étant réservé par convention aux indices optiques.

8.1 La source X

Lasers disponibles

Le hall laser LULI2000 contient les deux chaînes laser de puissance à verre néodyme mono-impulsionnelles, appelées "NORD" et "SUD", que l'on peut observer sur la figure 8.1. Chaque chaîne peut délivrer jusqu'à 1 kJ à ω (soit $\lambda = 1,053$ μm) en régime nanoseconde. Dans cette configuration, le taux de répétition est limité à un tir toutes les 90 minutes.

Au cours de la campagne expérimentale, les deux chaînes laser ont été utilisées

FIGURE 8.1 – Photographie présentant les chaînes lasers NORD et SUD du LULI2000.

en délivrant une énergie totale variable, comprise entre 300 J (tir 44) et 650 J (tir 46) à 2ω ($\lambda = 530$ nm). L'impulsion de ces lasers est décrite par une fonction porte d'une durée de 1 ns, avec une intensité totale comprise entre $9,3 \times 10^{14}$ W/cm^2 et $3,3 \times 10^{15}$ W/cm^2.

La chaîne laser annexe, appelée "chaîne bleue", délivre de l'ordre du Joule à quelques dizaines de Joules, sur une durée d'impulsion de l'ordre de 1 ns. Le diagnostic de diffusion Thomson, discuté dans le chapitre 9, ainsi que le rayonnement sonde ont été réalisés à l'aide de ce laser.

Conversion en source X

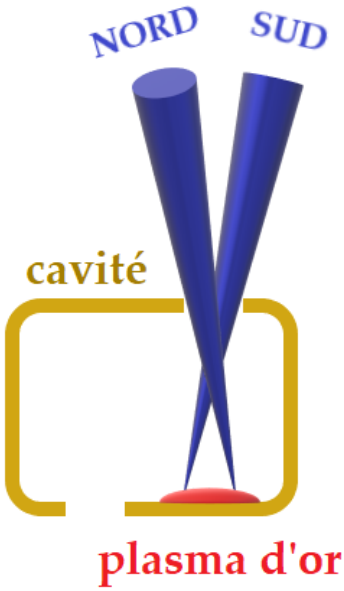


FIGURE 8.2 – Schéma de la cavité radiative utilisée sur l'installation LULI2000. Les lasers Nord et Sud sont focalisés sur la paroi interne à travers l'un des deux trous de la cavité.

La technique utilisée pour convertir l'énergie des lasers NORD et SUD en rayonnement X est similaire à celles rencontrées dans les expériences [5] et [50]. Ici aussi, les lasers sont focalisés dans une cavité radiative en or.

Cette cavité peut être décrite comme un cylindre fermé aux deux extrémités sur lequel deux trous ont été réalisés. L'un, permet aux lasers d'atteindre la paroi interne de la cavité pour générer un plasma d'or, émettant un rayonnement quasi-planckien dans le domaine des rayons X.
L'autre trou, situé sur la surface de la paroi opposée au premier, permet au rayonnement X de s'en échapper pour photoioniser la cible que l'on place à proximité de la cavité. Il est à noter que ces deux trous sont le plus éloigné possible l'un de l'autre suivant l'axe cylindrique de la cavité afin d'éviter une irradiation directe de la cible par les lasers. Une représentation de la cavité est donnée sur la figure 8.2.

8.2 La cible

Buse supersonique

L'une des particularités de cette expérience réside dans la génération de la cible à photoioniser. En effet, un gaz de néon de faible densité est ici éjecté par une buse supersonique avant d'être soumis au rayonnement X issu de la cavité.

L'utilisation d'un tel dispositif présente deux avantages au regard des campagnes précédentes :

- Premièrement, il a été vérifié empiriquement par Malka *et al* [58, 59] et Lemos *et al* [60] notamment, que le profil de densité du jet de gaz éjecté par ce type de buse est relativement constant sur une hauteur de quelques millimètres. Cette densité est de plus proportionnelle à la pression P_0 imposée dans la buse, du moins pour des pressions comprises entre 5 et 100 bars. On contrôle donc aisément la densité ionique (N_{ion}) du plasma que l'on souhaite générer, à condition d'avoir caractérisé au préalable la buse à disposition, c'est à dire mesurer précisément la densité d'atomes neutres éjectés à une pression donnée.
- Deuxièmement, le gaz est directement amené à l'état de plasma par le rayonnement issu de la cavité. Autrement dit, le plasma n'a pas besoin d'être préformé comme dans les expériences de Foord [40] ou de Loisel [6], où son expansion hydrodynamique complique la modélisation de l'expérience, et son évolution n'est pas perturbée par la présence d'une interface comme dans la plupart des expériences précédemment citées.

Une telle buse est à symétrie cylindrique et se décompose en deux régions. La première, qualifiée de zone convergente, possède un diamètre diminuant jusqu'à la valeur A_1. Dans cette région, l'écoulement du gaz est accéléré. Le nombre de Mach M, initialement inférieur à 1, finit par atteindre l'unité en A_1.
Dans la seconde région, le diamètre de la buse augmente jusqu'à une valeur $A_2 > A_1$. Elle est ainsi qualifiée de zone divergente. L'écoulement devient supersonique ($M > 1$) et le nombre de Mach final en sortie de la buse est fonction des diamètres A_1 et A_2 suivant [60] :

$$\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 = \frac{1}{M^2}\left[\frac{2}{\gamma-1}\left(1+\frac{\gamma+1}{2}M^2\right)\right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \tag{8.1}$$

où γ est l'indice adiabatique du gaz.
Le schéma d'une buse supersonique est donné sur la figure 8.3a. La figure 8.3b est une photographie de l'une des buses utilisées lors des tirs 46 à 57.

La hauteur de la colonne de gaz en sortie de buse augmente avec le nombre de Mach en A_2. Dans le dispositif de l'expérience du LULI, une grande hauteur est souhaitable afin d'irradier le jet de gaz tout en protégeant la buse du rayonnement. Par ailleurs, son profil de densité n'est plus constant pour des pressions P_0 trop importantes. Il existe donc un compromis entre la production d'un jet de gaz de haute densité et l'homogénéité de son profil. Néanmoins, cet aspect n'est pas un obstacle dans notre étude puisque l'on cherche à produire un gaz de faible densité.

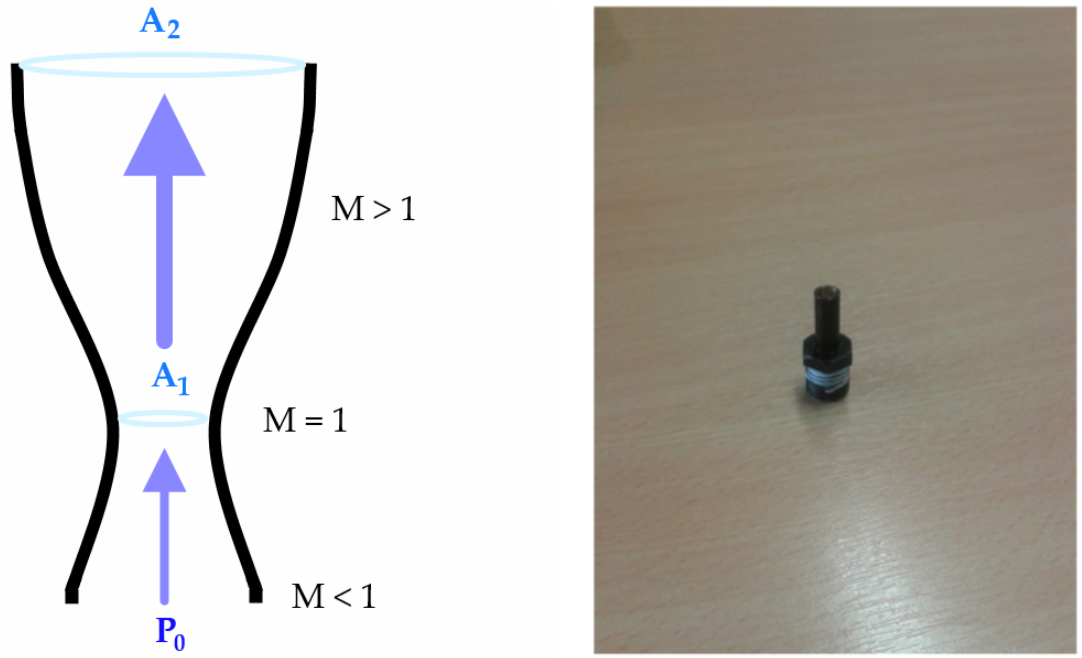


FIGURE 8.3 – A gauche, principe de fonctionnement d'une buse supersonique. Le gaz s'écoule dans le sens indiqué par les flèches. La pression P_0 conditionne la densité du gaz en sortie de la buse tandis que les sections A_1 et A_2 imposent la vitesse d'éjection du fluide. A droite, photographie de la buse supersonique utilisée au cours des tirs 46 à 57 de la campagne expérimentale du LULI2000.

La mesure de la densité atomique de la colonne de gaz issue de la buse supersonique suit la procédure détaillée dans [58]. Une figure d'interférence de référence est d'abord recueillie au moyen d'un laser sonde de longueur d'onde $\lambda_0 = 0,53$ μm et d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Un décalage des franges est ensuite observé lorsque le gaz est éjecté par la buse. Ce décalage est dû au déphasage ($\Delta\phi$) induit par l'indice optique du gaz (n_{gaz}), lui même fonction de sa densité.

Inversion d'Abel

Le calcul de n_{gaz} à partir de $\Delta\phi$ s'effectue au moyen d'une inversion d'Abel, que l'on emploie lorsque le système sondé possède une symétrie cylindrique.
Si le jet de gaz est décrit comme un cylindre de rayon R, la transformation d'Abel permet d'exprimer la relation entre $\Delta\phi(y)$ observé en y (voir figure 8.4) et l'indice $n_{gaz}(r)$ en r suivant :

$$\Delta\phi(y) = \frac{4\pi}{\lambda_0}\int_y^R [n_{gaz}(r) - 1]\frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}}\mathrm{d}r \tag{8.2}$$

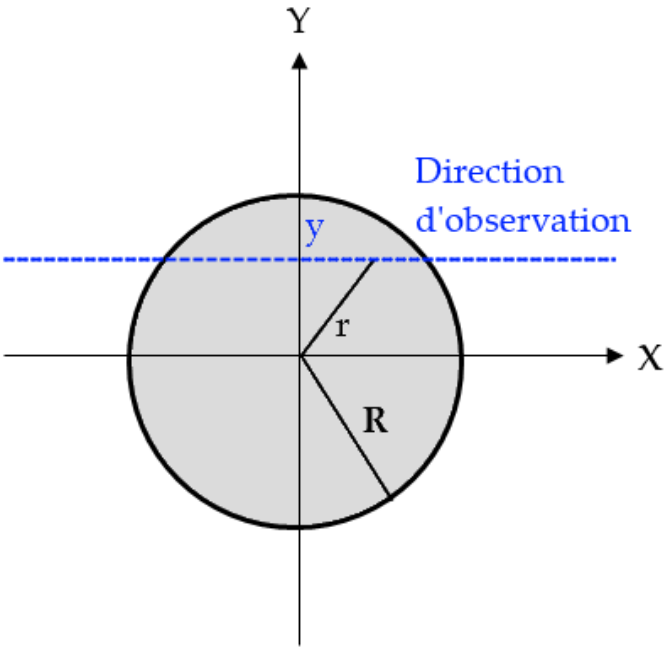


FIGURE 8.4 – Interprétation géométrique de la relation 8.2. Le jet de gaz cylindrique est vu du dessus. Le décalage de phase en y résulte de la projection de $\frac{2\pi}{\lambda}(n_{gaz}(r)-1)$ le long de la direction d'observation correspondante.

Il a été démontré que l'inversion de la relation 8.2 s'écrit :

$$\frac{4\pi\left[n_{gaz}(r)-1\right]}{\lambda_0} = -\frac{1}{\pi}\int_r^R \frac{\mathrm{d}\Delta\phi}{\mathrm{d}y}\frac{\mathrm{d}y}{\sqrt{y^2-r^2}} \tag{8.3}$$

et donne ainsi accès au profil radial de l'indice n_{gaz}.

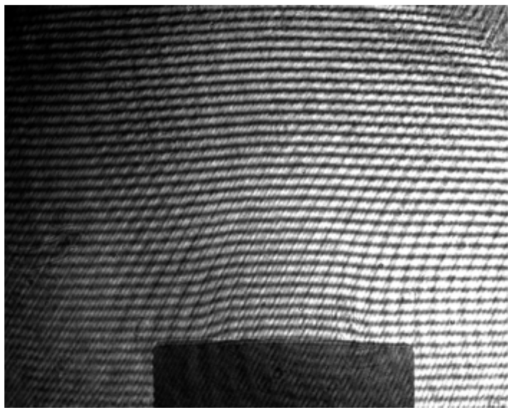
Evaluation de la densité ionique

La densité atomique se déduit ensuite de n_{gaz} selon la loi de Gladstone :

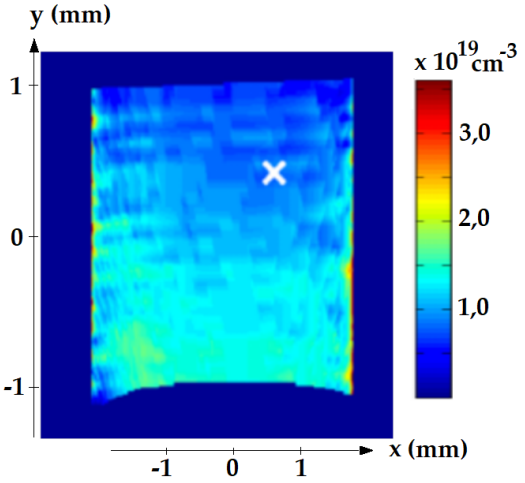
$$N_{gaz} = \frac{N_0}{n_0-1}\left(n_{gaz}-1\right) \tag{8.4}$$

avec N_0 la densité du gaz dans les conditions ambiantes de température et de pression (soit ~ 300 K et 1 bar) et n_0 l'indice optique du gaz dans les mêmes conditions.

Mesure



(a) Figure d'interférence obtenue avec un interféromètre de Mach-Zender pour un gaz d'argon sous une pression de 10 bars et éjecté par une buse supersonique de $2,5$ mm de diamètre (externe).



(b) Densité ionique déduite de la figure d'interférence avec le code NEUTRINO. A l'endroit indiqué par la croix blanche, $n_i = 8 \pm 0,6 \times 10^{18}$ cm^{-3}.

FIGURE 8.5

Pour obtenir un plasma photoionisé au LULI tout en ayant des colonnes de densités proches de celles rencontrées dans les disques d'accrétion, on doit produire une colonne de gaz avec une densité atomique de l'ordre de $10^{18} - 10^{19}$ cm^{-3} et un diamètre de quelques millimètres.
Dans cette optique, les paramètres optimaux du dispositif, à savoir la hauteur et la distance longitudinale entre la buse et la cavité ou encore la pression P_0 à imposer dans la buse, ont été évalués en amont de l'expérience [61]. Ces tests ont été effectués sur un gaz d'argon.

Trois buses ont été retenues. Les buses 1 et 3 ont un diamètre externe identique de 6 mm et la buse 2, de $2,5$ mm. Celle de la photographie 8.3b correspond à la buse 3 tandis que les mesures présentées sur la figure 8.5 ont été effectuées avec la buse 2. Pour convertir la figure d'interférence 8.5a en une carte de la densité en deux dimensions 8.5b, le code NEUTRINO [62], adapté pour ce type d'analyse, a été utilisé. Sous une pression P_0 de 10 bars, la densité du gaz d'argon a été évaluée autour de 8×10^{18} cm^{-3}, soit $\rho_{Ar} = 5,3 \times 10^{-4}$ g/cm^3, à une hauteur de $\simeq 1,4$ mm et à $\sim 0,6$ mm de l'axe de la buse, point repéré par la croix blanche de la figure 8.5b. Les critères mentionnés précédemment sont donc satisfaits en ce point et à cette distance de la buse. Au cours de la campagne expérimentale, des pressions comprises entre 10 et 90 bars ont été testées.
Il est à noter que la buse 2, dont le diamètre est le plus petit, génère des colonnes de gaz avec une densité supérieure aux buses 1 et 3 à pression égale. En effet, pour une pression de 30 bars on s'attend à ce que la buse 2 délivre une densité $= 2,4 \times$

10^{19} Ar/cm^3 là où il semble qu'une buse de type 1 ou 3 génère une densité de 5×10^{18} Ar/cm^3.

Chapitre 9

Les diagnostics

L'expérience du LULI se démarque entre autre par le nombre de diagnostics dont elle a bénéficié pour caractériser les différents paramètres du plasma, à savoir T_e, les densités ionique (n_i) et électronique (n_e), ainsi que le champ radiatif généré par la cavité.

Hormis les mesures spectroscopiques, trois diagnostics ont été employés. Dans ce chapitre, on présente tout d'abord la diffusion Thomson optique, qui donne accès au produit $Z^* \times T_e$ dans la région où est focalisée la sonde. Le deuxième diagnostic s'appuie sur un interféromètre de type Mach-Zender, afin d'obtenir la densité n_i (cf chapitre précédent) lorsque le gaz n'est pas irradié, ainsi que n_e lorsque celui-ci est photoionisé par la source. La combinaison de ces deux premiers diagnostics permet donc d'évaluer à la fois Z^* et T_e. Enfin, le principe du VISAR (acronyme anglais pour "Velocity Interferometer System for Any Reflector") est présenté. Ce dispositif procure une estimation de la température T_C en sortie de la cavité, si l'on suppose le champ radiatif correctement décrit par un corps noir. Un spectromètre complète ce dispositif permettant d'enregistrer l'émission propre du plasma de néon photoionisé et celle d'un rayonnement sonde absorbé par le plasma.

Les données exploitées pour cette étude ont été mesurées au cours des différents tirs indiqués dans le tableau 9.1. On y présente les principaux paramètres expérimentaux associés ainsi que le ou les diagnostic(s) utilisés.

Tir n°	E_{Lasers} (en J)	ϕ_{buse} (en mm)	P_0 (en bar)	$d_{source-gaz}$ (en mm)	Diagnostic
31	592	$2,5$	10	$1,6$	Diffusion Thomson & Interférométrie
41	310	/	/	/	VISAR
46	/	/	/	/	Spectroscopie (Sonde)
48	622	6	30	4	Spectroscopie (Absorption & Émission)

TABLE 9.1 – Paramètres expérimentaux (énergie laser (E_{Lasers}), diamètre de la buse (ϕ_{buse}), pression dans la buse (P_0) et distance entre la cavité et le centre de la buse ($d_{source-gaz}$)) et diagnostic utilisés lors des tirs mentionnés dans cette étude.

9.1 Diffusion Thomson optique

Généralités

Cette technique s'appuie sur la diffusion élastique d'une onde électromagnétique monochromatique par les fluctuations de charges liées au mouvement des électrons du plasma [63]. Les caractéristiques de l'onde diffusée peuvent alors nous renseigner sur différents paramètres du plasma. Il convient de souligner que, puisque la section efficace de diffusion est très faible, il a fallu attendre de disposer de lasers impulsionnels puissants pour obtenir un signal qui sorte du bruit de fond et utiliser cette technique comme diagnostic pour les plasmas.
D'un point de vue expérimental, il s'agit de focaliser un laser (dont la longueur d'onde sera notée λ_0) sur le plasma préalablement généré et de récolter un spectre, dit de diffusion, dans une direction spécifique. Le choix de cette direction d'observation dépend des paramètres du plasma que l'on souhaite évaluer. Le laser sonde étant focalisé en un point du plasma, cette mesure est locale, comme l'illustre la figure 9.1.
Remarquons également que la sonde, pour traverser le plasma et être diffusée, doit avoir une longueur d'onde suffisamment faible pour que la densité du plasma soit inférieure à sa densité critique [1]. C'est pourquoi le qualificatif "optique" est précisé,

1. L'expression de la densité critique est donnée par : $n_c = \frac{m_e \epsilon_0 4\pi^2}{e^2 \lambda_0}$. Elle dépend donc de la longueur d'onde de la sonde.

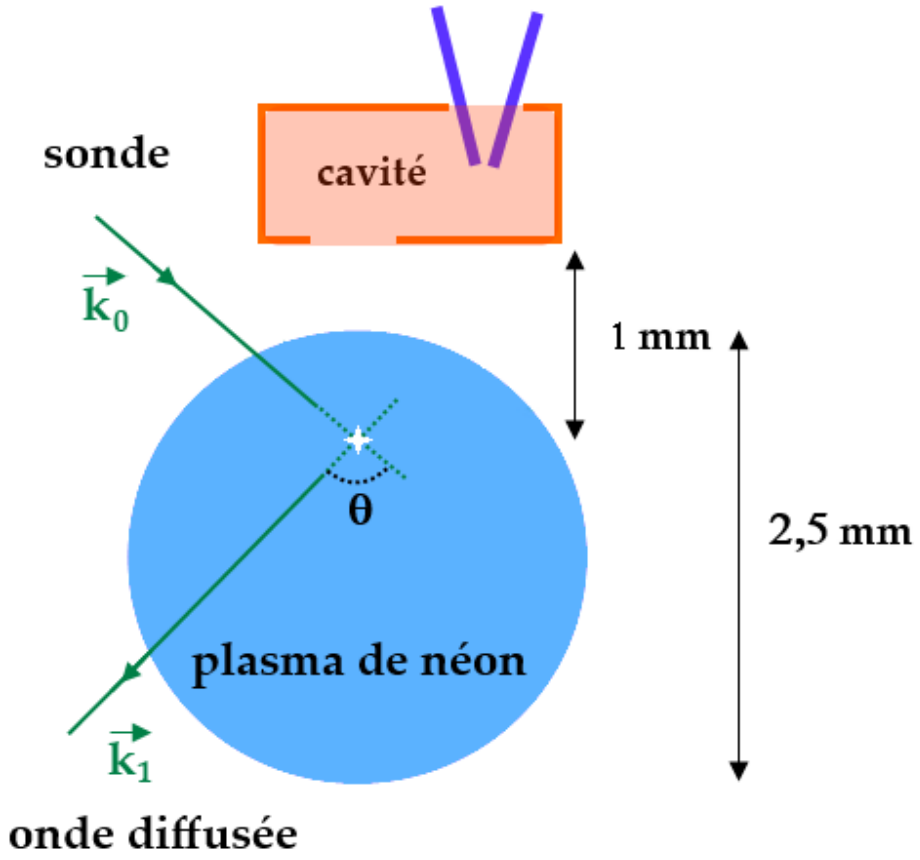


FIGURE 9.1 – Principe de la mesure de $Z^* \times T_e$ par diffusion Thomson dans le plasma de néon issu de la buse de $2,5$ mm de diamètre et irradié par la cavité. Le laser sonde est focalisé au point représenté par la croix blanche, il s'agit d'une mesure locale.

par opposition à la diffusion Thomson X, utilisée pour sonder les plasmas avec une densité proche de celle des solides [63].

Le rayonnement incident ne doit pas modifier notablement l'échantillon à sonder puisque l'on souhaite mesurer des grandeurs caractéristiques de son état. Le plasma doit être par conséquent quasiment transparent au faisceau sonde et les interactions quasi-élastiques.
Soit $\vec{k_0}$ et $\vec{k_1}$ les vecteurs d'onde de la sonde et de l'onde diffusée respectivement (voir figure 9.1) et θ l'angle formé par ces deux vecteurs, aussi appelé angle de diffusion. L'impulsion cédée au diffuseur par la sonde est $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ avec $\vec{k} = \vec{k_0} - \vec{k_1}$. La conservation de l'énergie, qui découle du caractère élastique de la diffusion, se traduit par $\omega_0 = \omega + \omega_1$, tandis que la condition de faible perturbation s'exprime telle que : $\omega \ll \omega_1$. On en déduit $|\vec{k_0}| \simeq |\vec{k_1}|$. Les vecteurs $\left(\vec{k}, \vec{k_0}, \vec{k_1}\right)$ forment donc un

triangle isocèle, d'où :

$$|\vec{k}| = 2|\vec{k_0}|\sin(\theta/2) = \frac{4\pi\sin(\theta/2)}{\lambda_0} \tag{9.1}$$

Diffusion individuelle et collective

Deux régimes de diffusion Thomson existent selon les conditions thermodynamiques du plasma et la géométrie du dispositif. Lorsque la distance caractéristique étudiée, $1/k$ est inférieure à la distance d'écrantage dans le plasma (la longueur de Debye), la diffusion est dite incohérente. L'onde diffusée est sensible aux fluctuations de densité d'origine statistiques des particules individuelles. La seconde est cohérente et dépend des fluctuations dues aux interactions Coulombiennes entre les particules chargées (électrons ou ions). Elle est ainsi sensible à la réponse collective des particules.
Pour des conditions expérimentales données, un paramètre sans dimension permet de caractériser la nature, particulaire ou collective, de la diffusion. Il s'agit du paramètre α :

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\pi}\sin(\theta/2)}\sqrt{\frac{n_e}{T_e}} \tag{9.2}$$

avec T_e en eV.

Notons que la longueur caractéristique de Debye doit être remplacée par celle de Fermi si les effets de dégénérescence électronique sont importants [63], c'est à dire dans les milieux denses et relativement froids, ce qui n'est pas le cas dans notre étude.
Lorsque $\alpha \leq 1$, la diffusion est incohérente tandis qu'elle est cohérente lorsque $\alpha \geq 1$. Les valeurs de ce coefficient en fonction du couple de paramètres (n_e, T_e) sont présentées sur la figure 9.2 pour deux longueurs d'onde de sonde (100 nm et 532 nm) et selon trois angles de diffusion : à $45°$, $100°$ et $180°$. Les lignes tracées correspondent aux valeurs de $\alpha = 1$.
Dans les conditions de l'expérience du LULI : $\theta_{obs} = 92°$ et $\lambda_0 = 532$ nm. Les conditions thermodynamiques attendues au cours de la campagne sont comprises dans le rectangle grisé de la figure 9.2, soit pour $T_e \in [30 - 50]$ eV et $n_e \in [1 - 3] \times 10^{19}$ cm^{-3}. La longueur de Debye est comprise entre $7,4$ et $16,6$ nm, soit $\alpha \in [3,3 - 7,5]$.
Le régime de diffusion est cohérent, qui sera donc le seul traité par la suite.

Relations de dispersion

Plusieurs modes d'excitation sont possibles dans un plasma non-magnétisé. On

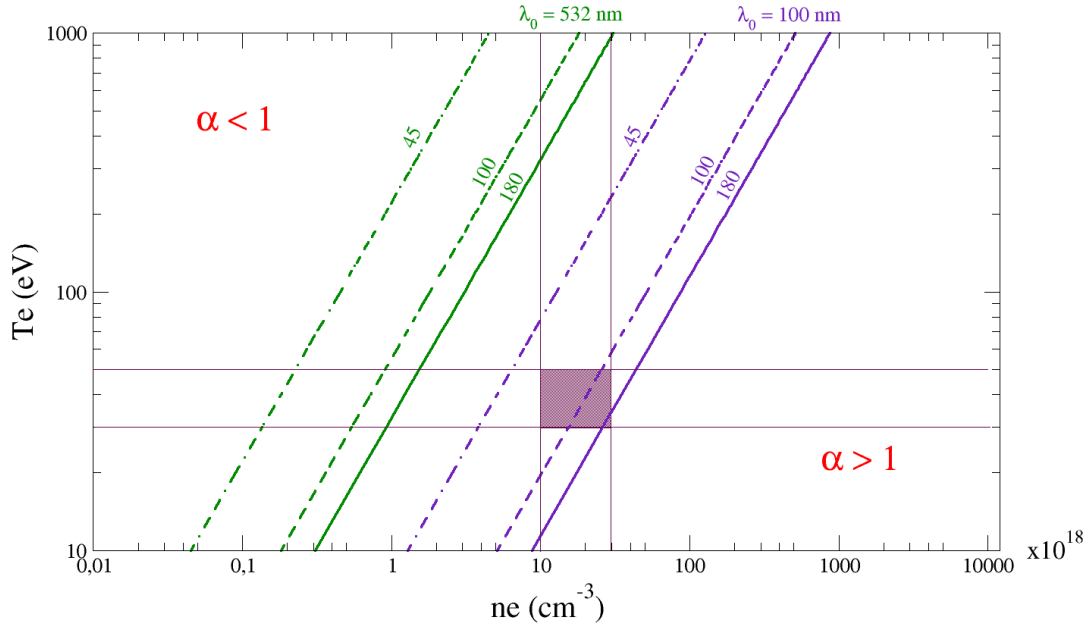


FIGURE 9.2 – Régime de diffusion particulaire ($\alpha \leq 1$) ou collectif ($\alpha \geq 1$) en fonction de la longueur d'onde de la sonde (λ_0), de l'angle de diffusion (θ) et du couple de paramètres (n_e, T_e).

retiendra ici deux modes en particulier : les ondes plasma électroniques (ou ondes de Langmuir) et les ondes acoustiques ioniques, de plus basses fréquences. La relation de dispersion des premières est donnée par :

$$\omega_e^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_{th}^2 \tag{9.3}$$

avec $v_{th} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$, la vitesse thermique des électrons et $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$, la pulsation plasma. On a généralement $\omega_e \simeq \omega_p$.
Celle des secondes, par :

$$\omega_{ias}^2 = k^2 \left(\frac{Z^* T_e}{m_i} \frac{1}{1 + k^2 \lambda_D^2} + \frac{3T_i}{m_i} \right) \tag{9.4}$$

Le spectre d'une diffusion Thomson cohérente présente donc quatre fréquences de résonance : à $\omega_0 \pm \omega_e$ et à $\omega_0 \pm \omega_{ias}$, telles que représentées sur la figure 9.3. Le pic d'intensité en ω_0 correspond à la composante non diffusée de la sonde. Autrement dit, la mesure de ce spectre renseigne sur les paramètres $\{n_e, T_e\}$ (ondes de Langmuir) et $\{Z^*, T_e, T_i\}$ (ondes acoustiques) du plasma. Cependant, si la largeur des pics acoustiques ioniques est théoriquement proportionnelle à la température T_i, la résolution dont nous disposons reste insuffisante pour y être sensible.

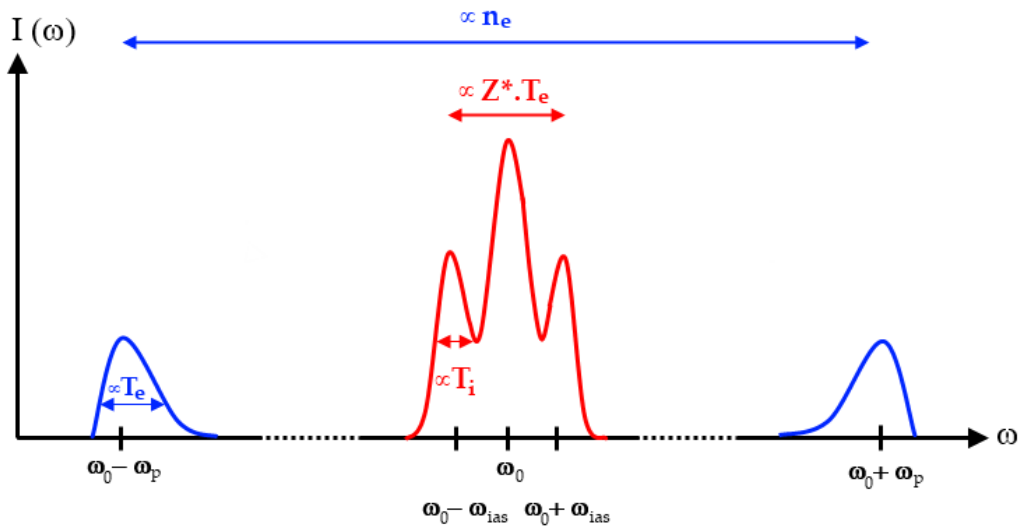


FIGURE 9.3 – Illustration de la détermination de certains paramètres du plasma à partir du spectre de diffusion Thomson optique.

Par ailleurs, comme le montre la figure 9.3 le signal des ondes électroniques est bien plus faible que celui des ondes acoustiques ioniques. Seules ces dernières seront exploitées dans cette étude.
En conclusion, nous utilisons ce diagnostic dans l'expérience du LULI pour avoir accès au produit $Z^* \times T_e$.

Le spectre de diffusion mesuré au cours du tir $\#31$ est présenté sur la figure 9.4. Une pression P_0 de 10 bars a été imposée dans la buse de $2,5$ mm de diamètre. La distance entre l'axe de la buse et la cavité était de $1,6$ mm. L'énergie laser totale utilisée pour générer la source X était de 600 J. L'écart entre les pics acoustiques ioniques du spectre de la figure 9.4 est évalué à $\Delta\lambda = 2,7$ Å , 2 ns après le pic d'intensité de la source radiative.
Si l'on pose $\frac{1}{\alpha^2} = k^2\lambda_D^2 \ll 1$ et $T_i = T_e$, on trouve en utilisant les équations 9.1 et 9.4 :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{4\sin(\theta/2)}{c}\sqrt{\frac{(3+Z^*)T_e}{m_i}} \tag{9.5}$$

d'où l'on déduit $(3+Z^*)T_e = 584$ eV.

Il est à noter que la puissance spectrale du signal évolue avec l'angle d'observation comme $1-\sin(\theta)^2$. Aussi, il serait *a priori* possible d'estimer directement T_e grâce à la diffusion des ondes de Langmuir en diminuant θ autant que nécessaire. Néanmoins, comme le montre l'équation 9.5, l'écart $\Delta\lambda$ est d'autant plus faible que

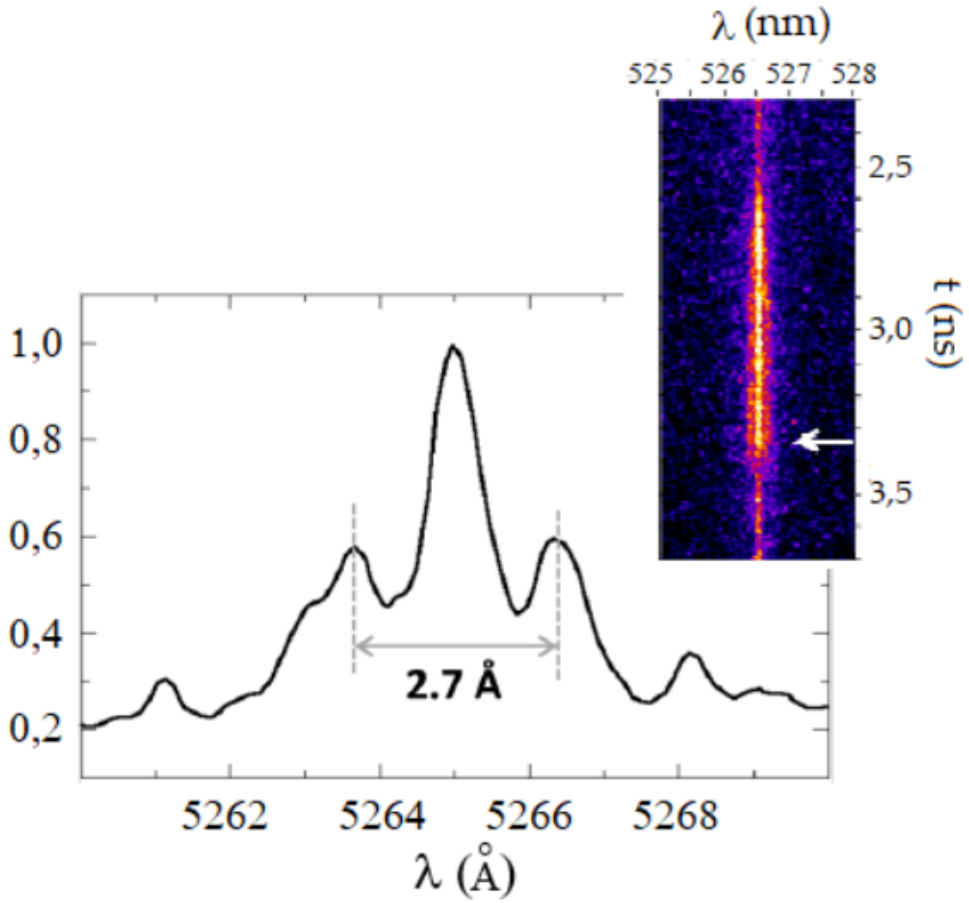


FIGURE 9.4 – Spectre de diffusion Thomson optique mesuré au cours du tir $31,2$ ns après le pic d'intensité de la source radiative, tel que repéré par la flèche blanche. On observe les deux pics acoustiques ioniques à $\pm 1,4$ Å de la longueur d'onde de la sonde.

cet angle est petit. Si l'on souhaite mesurer $Z^* \times T_e$, θ est donc limité par la résolution du détecteur.

9.2 Interférométrie

La procédure pour extraire la densité d'atomes neutres dans le jet de gaz avec un interféromètre de Mach-Zender a été exposée dans le premier chapitre. Le même dispositif permet de mesurer la densité électronique n_e du plasma photoionisé. Le profil radial de l'indice optique du plasma n_{plasma} en fonction du déphasage mesuré $\Delta\phi$ est de nouveau donné par l'inversion d'Abel 8.2. Cependant, la relation entre n_e et n_{plasma} découle cette fois de la relation de dispersion d'une onde électromagnétique plane monochromatique se propageant dans un plasma :

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2} \tag{9.6}$$

Par définition, $n_{plasma} \equiv \frac{v_g}{c}$ avec $v_g = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k}$ la vitesse de groupe. Soit :

$$n_{plasma} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \tag{9.7}$$

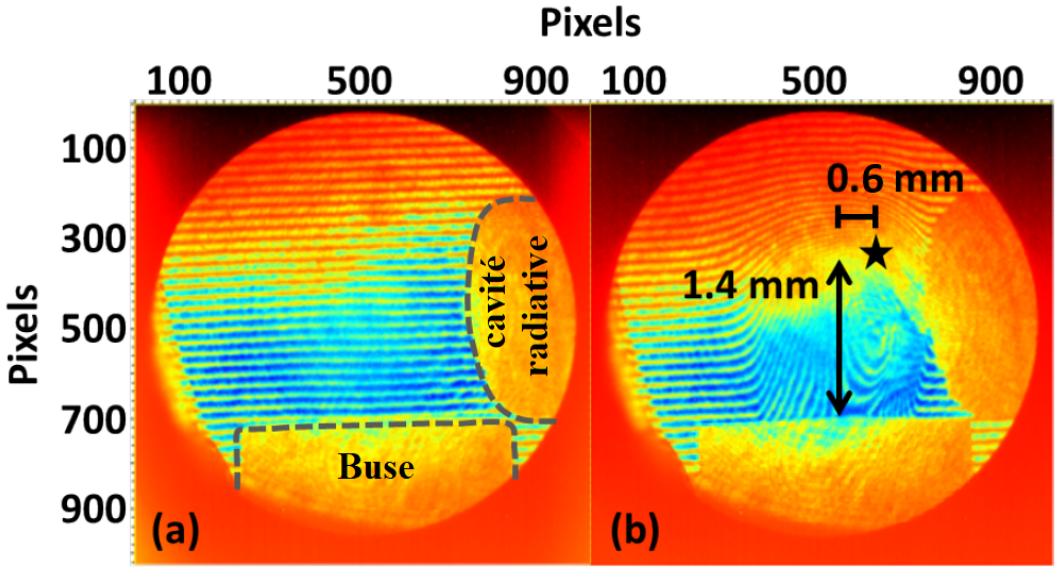
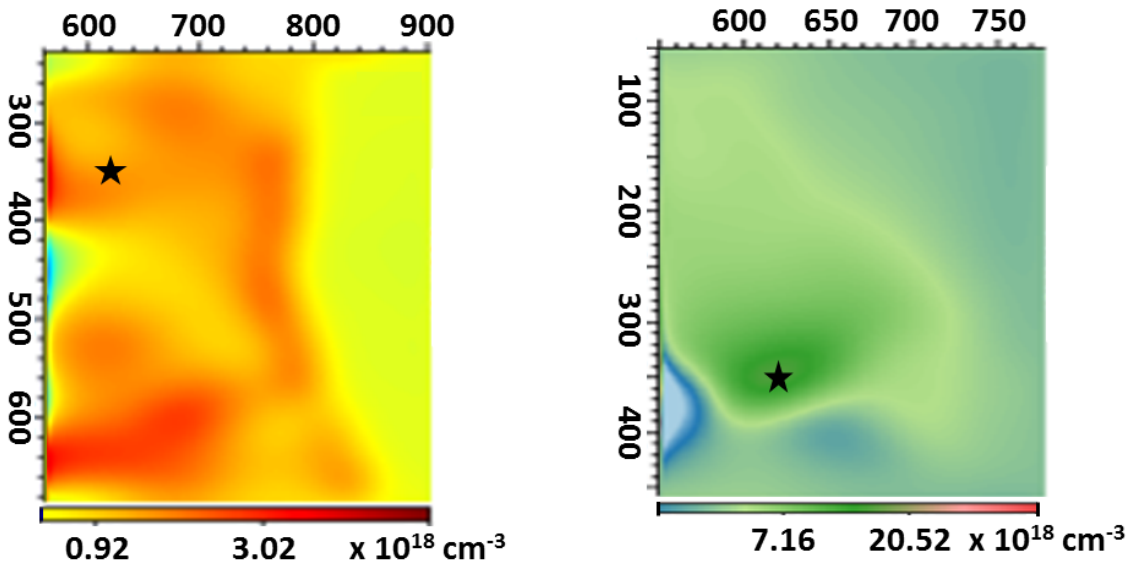


FIGURE 9.5 – Figure d'interférence obtenue pour une pression de 10 bars sans (à gauche) et avec la source photoionisante (à droite).

Les figures d'interférence permettant d'évaluer la densité électronique sont présentées sur la figure 9.5. Elles ont été obtenues à partir des mesures réalisées sur le tir 31. La densité ionique est mesurée avant irradiation par la cavité. Le code NEUTRINO est de nouveau utilisé pour convertir les figures d'interférences en cartes de densités en deux dimensions (figures 9.6a et 9.6b). Au point où la sonde Thomson est focalisée, représenté par les étoiles noires, $N_i \simeq 2 \times 10^{18}$ cm^{-3} et $n_e \simeq 1,5 \times 10^{19}$ cm^{-3}.



(a) (b)

FIGURE 9.6 – Densités déduites des figures d'interférences de référence (figure 9.6a) et après photoionisation (figure 9.6b).

Il vient $Z^* = \frac{n_e}{n_i} \simeq 7,5$.
La combinaison de cette mesure avec le diagnostic de diffusion Thomson amène à $T_e \simeq 53$ eV.

9.3 Mesure VISAR

Principe du diagnostic

La mesure de la température radiative générée par la cavité repose sur le système VISAR. Il s'agit en toute généralité d'un diagnostic d'interférométrie optique qui donne accès à la vitesse $\vec{V_0}$ d'une surface réfléchissante au travers de l'effet Doppler macroscopique.

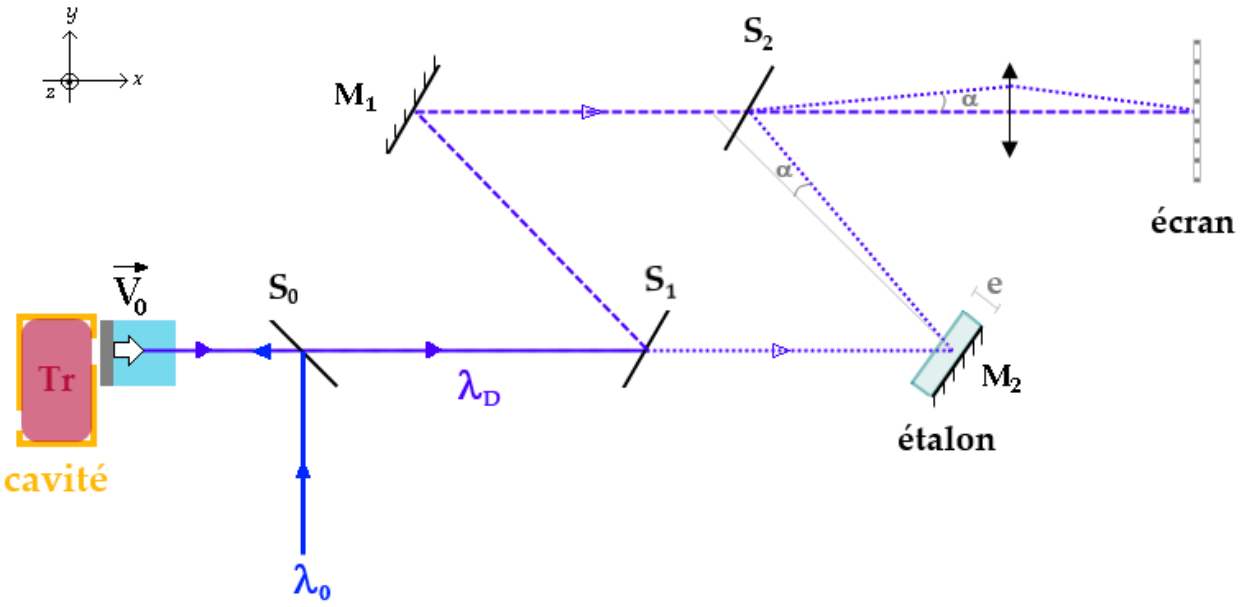


FIGURE 9.7 – Principe de la mesure VISAR pour évaluer la température radiative $T_r \equiv T_C$ en sortie de la cavité radiative au moyen d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.

De nouveau, un interféromètre de Mach-Zehnder est employé pour cette mesure. Il est toutefois modifié par l'introduction d'un étalon dans l'un des deux chemins optiques (voir figure 9.7). Le faisceau sonde est un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 532$ nm.
Un échantillon composé d'un matériau réfléchissant (de l'aluminium) et d'un autre transparent (du quartz)[64] est juxtaposé au trou de sortie de la cavité radiative. Lorsque le rayonnement est absorbé par l'échantillon, une onde de choc va se propager dans celui-ci. Le dispositif de la figure 9.7 mesure la vitesse du front d'onde lorsque le choc débouche à l'interface entre les deux matériaux de l'échantillon. La relation entre cette vitesse et la température radiative dépend de la nature du matériau de référence. Dans notre cas, Olson *et al* [64] ont obtenu la relation empirique suivante :

$$T_r\ (\mathrm{eV}) \ = 21,4 \times V_0^{0,57}\ (\mathrm{km/s}) \tag{9.8}$$

Différence de marche

L'interféromètre de Mach-Zehnder est utilisé dans une configuration en coin d'air. Le faisceau sonde est dirigé, au moyen de la séparatrice S_0 de la figure 9.7, vers le front de l'onde de choc. Il se scinde ensuite en deux au niveau de la séparatrice S_1. Une partie, dont le champ sera noté $\vec{E_1}$, se réfléchie sur le miroir M_1 tandis que la seconde ($\vec{E_2}$) traverse l'étalon avant d'être réfléchie par le miroir M_2. Ce dernier est incliné d'un angle $\alpha/2$ dans le plan xOy de la figure 9.7 par rapport au premier. Les faisceaux se recombinent au niveau de S_2 avant d'être projetés sur un écran. Une caméra à balayage de fentes enregistre alors l'évolution temporelle de l'un des axes de la figure d'interférence (axe y du schéma 9.7).

La différence de marche permet de remonter à la vitesse V_0 comme suit. Soient $E_0 = \left|\vec{E_1}\right| = \left|\vec{E_2}\right|$, $\vec{k_1}$ et $\vec{k_2}$ les vecteurs d'ondes associés aux champs $\vec{E_1}$ et $\vec{E_2}$, et $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$, la pulsation de la sonde. On a $|\vec{k_1}| = |\vec{k_2}| \equiv k_0 = \frac{\omega_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$.
Pour comprendre l'intérêt d'avoir introduit un étalon d'indice n et d'épaisseur e, calculons l'intensité I au niveau de S_2 dans les trois cas suivants :

i) L'étalon est absent du dispositif et la vitesse V_0 est nulle, c'est à dire lorsque le choc ne s'est pas encore propagé dans la fenêtre. Le calcul de I donne :

$$I = 2E_0^2 \left[1 + \cos(y \cdot k_0 \sin\alpha)\right]$$

Il s'agit de la configuration en coin d'air classique dont la figure d'interférence est formée de franges régulièrement espacées de $i = \frac{\lambda_0}{\sin\alpha}$ dans le plan yOz.

ii) Le choc débouche dans la fenêtre, soit $V_0 \neq 0$. Le signal en S_2 subit un décalage en longueur d'onde induit par l'effet Doppler non relativiste [2] en deux points. En effet, si l'on se place dans le référentiel du détecteur, la réflexion du signal sur la cible affecte une première fois λ_0 d'un facteur $\frac{1}{1+V_0/c}$. Le signal enregistré par le détecteur est alors émis à cette nouvelle longueur d'onde par la cible en mouvement. La longueur d'onde associée est ainsi : $\lambda_D = \lambda_0 \frac{1-V_0/c}{1+V_0/c}$.
Puisque les vitesses engagées dans ces chocs sont de l'ordre de la dizaine à quelques dizaines de km/s, on a $V_0/c \simeq 10^{-4}$. On se permet donc de faire un développement limité au premier ordre en V_0/c, d'où :
$\lambda_D \simeq \lambda_0 \left(1 - 2\frac{V_0}{c}\right)$.

2. L'expression de ce décalage est donnée par : $\lambda_r = \lambda_e \frac{1-v_e/c}{1-v_r/c}$ où les indices e et r indiquent que les grandeurs sont associées à l'émetteur et au récepteur respectivement. Les vitesses sont comptées positivement si le déplacement est dans le même sens que le signal.

La modification de l'interfrange i associée à cet effet Doppler est $\Delta i = \frac{2\lambda_0 V_0}{c}\frac{1}{\sin\alpha}$, qui dépend de V_0 et de l'angle α. On pourrait donc mesurer V_0 directement grâce à ce décalage. Cependant, on souhaite observer un nombre significatif de franges afin de réduire l'erreur sur l'estimation de i. Cette dernière étant proportionnelle à $\sin^{-1}\alpha$, l'angle α ne peut être infiniment petit. Sous cette contrainte, Δi est typiquement de l'ordre du nm et n'est pas détectable par l'appareil.

iii) La situation change radicalement en introduisant un étalon d'épaisseur e et d'indice optique n, que l'on suppose non dispersif, devant le miroir M_2. On déplace le miroir selon l'axe x de la figure 9.7 de sorte que la longueur du chemin optique ne soit pas modifiée. Cet artifice conduit à un décalage temporel entre les deux faisceaux qui ne fait que décaler les franges sans modifier l'interfrange [65] : en reculant le miroir d'une distance $d = e\left(1-\frac{1}{n}\right)$ par rapport à sa position initiale (ou apparente), on introduit un retard $\tau = \frac{2e}{c}\left(n-\frac{1}{n}\right)$ [66, 67].
Au bout d'un temps supérieur à τ, l'intensité en S_2 est désormais :

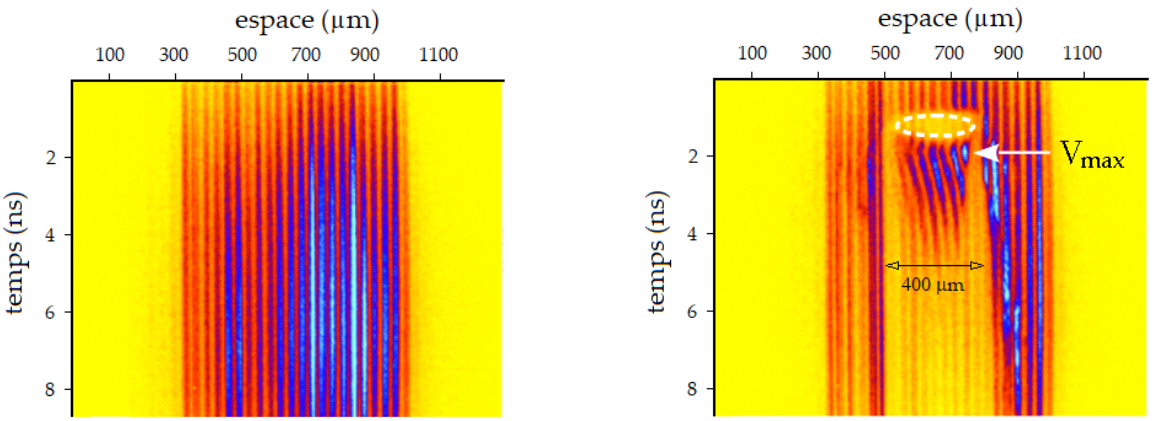
$$I = 2E_0^2\left[1+\cos\left(\frac{\omega_0\tau}{1-\frac{2V_0}{c}} + y\cdot k_D\sin\alpha\right)\right] \tag{9.9}$$

Le déphasage introduit par l'étalon est donc $\Delta\phi = \frac{\omega_0\tau}{1-\frac{2V_0}{c}} \simeq \omega_0\tau\left(1+\frac{2V_0}{c}\right)$.
Par conséquent, ce n'est pas la modification de l'interfrange qui permet de mesurer V_0 mais le décalage de frange : $F \equiv \frac{2\omega_0\tau V_0}{2\pi c} = \frac{4V_0 e}{\lambda_0 c}\left(n-\frac{1}{n}\right)$. La sensibilité du VISAR, définie comme $\frac{2\tau}{\lambda}$, est fonction de l'étalon et de la longueur d'onde de la sonde.
La dépendance temporelle de la vitesse V_0 se répercutant sur le décalage de frange, on observe l'évolution de V_0, soit de T_r à l'aide de l'équation 9.8, sur la caméra du VISAR.

Résultats

Le tir 41 est dédié à ce diagnostic. Seul le laser de la chaîne NORD, avec une énergie de 310 J à 2ω (soit $\lambda_0 = 532$ nm), est utilisé pour générer le champ radiatif. L'échantillon sondé est composé d'une couche d'aluminium de 10 μm et d'une fenêtre en quartz de 420 μm d'épaisseur. Le décalage de frange est mesuré par comparaison à une figure de référence, obtenue en l'absence de champ radiatif.

On déduit de la figure 9.8 la vitesse du choc généré lors de ce tir, en fonction du temps et selon l'axe y de la figure 9.7. La vitesse moyenne maximale, repérée par la flèche blanche de la figure 9.8b, est estimée à $13,5 \pm 1,0$ km/s. D'après l'équation 9.8, la température radiative maximale dans la cavité est donc de ~ 94 eV.



(a) **(b)**

FIGURE 9.8 – Enregistrements de la mesure VISAR, sans champ radiatif (à gauche) et pour une énergie laser focalisée dans la cavité de $\simeq 310$ J afin d'évaluer la température radiative correspondante. La figure d'interférence suivant l'axe y de la figure 9.7 est en abscisses et l'on observe son évolution temporelle suivant l'axe des ordonnées (du haut vers le bas).

On remarquera sur la figure 9.8b qu'il existe une zone, encerclée en pointillés blancs, où le VISAR est aveugle, au sens où aucune interférence n'est observable. Cet effet résulte du préchauffage du quartz par le plasma d'aluminium, avant que l'onde de choc n'atteigne l'interface aluminium-quartz et ne se propage dans le quartz [64, 68]. L'aluminium est en effet amené à l'état de plasma par la source X. En chauffant, le rayonnement qu'il émet se propage dans le quartz et porte sa température à plus de 2000 K, température de fusion au-delà de laquelle le quartz devient liquide. Ce dernier devient alors opaque et absorbe le faisceau sonde optique. Au moment où le quartz est compressé par le choc, il devient métallique et réfléchissant. C'est pourquoi on retrouve un signal VISAR lorsque le choc se propage dans le quartz et dépasse la zone préchauffée.

9.4 Spectroscopie

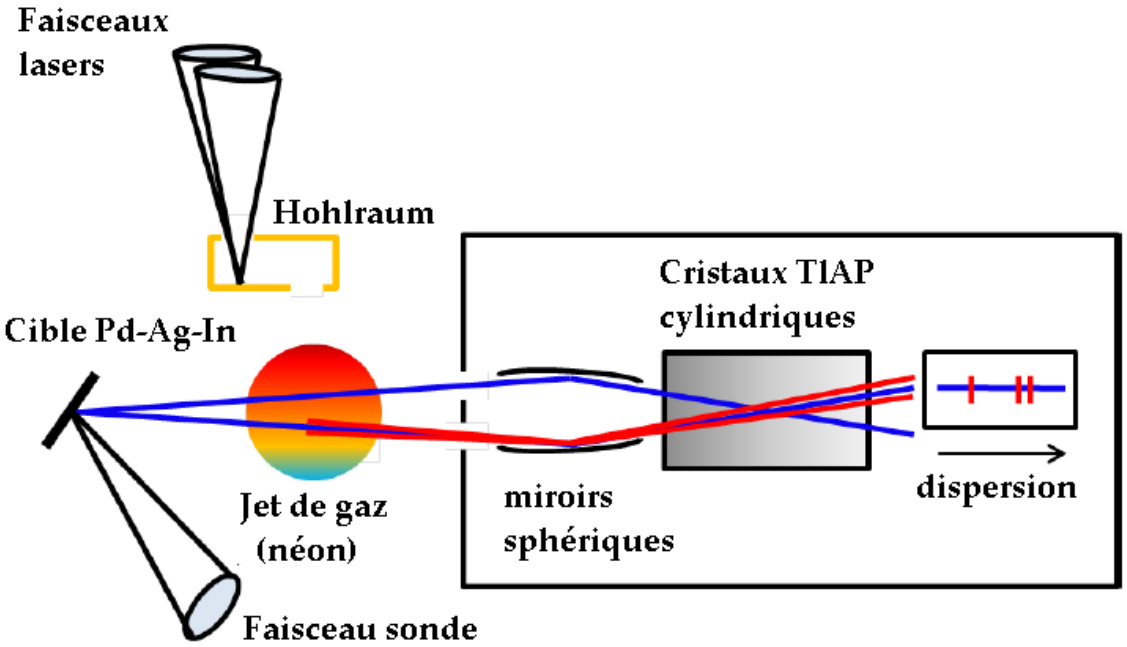


FIGURE 9.9 – Dispositif expérimental utilisé sur l'installation LULI2000 pour enregistrer les spectres d'émission et d'absorption du plasma de néon photoionisé.

Le spectromètre

On souhaite enregistrer des spectres entre 750 eV et 1300 eV, plage d'énergie sur laquelle les transitions impliquant des électrons de la couche K des ions du néon sont observables. La résolution spectrale doit de plus être suffisante pour distinguer les raies provenant de différents états de charge. Pour ce faire, le spectromètre développé par Reverdin *et al* [69], placé à 120 mm du centre du jet de gaz, a été utilisé.

Il s'agit d'un spectromètre à cristaux cylindriques en TlAP (pour "Thallium Acid Phthalate") possédant deux voies d'enregistrement (voir figure 9.9). Les rayons sont focalisés sur ces cristaux par deux miroirs sphériques puis projetés sur des plaques photographiques Fuji BAS TR2025. Ces plaques détectent les rayons X avec une sensibilité constante dans la gamme d'énergie considérée. La résolution spectrale, limitée notamment par la résolution angulaire du cristal est évaluée à 400 [69].

Le rayonnement sonde

Le rayonnement sonde (I_0) nécessaire à l'obtention des spectres d'absorption ne doit pas influencer l'état du plasma. Il doit cependant être suffisamment intense pour surpasser l'émission propre du plasma et être le plus "plat" possible, c'est à dire sans structures, sur le domaine spectral étudié. A cette fin, on utilise le faisceau laser de la chaîne bleue pour amener à l'état de plasma un échantillon solide, situé à $\simeq 5$ mm du centre du jet de gaz. Cet échantillon est composé d'éléments de numéros atomiques proches et élevés : le Palladium ($Z = 46$), l'Argent ($Z = 47$) et l'Indium ($Z = 49$). L'émission propre de ce plasma est particulièrement adaptée pour sonder le plasma de néon car les transitions $4l - 3l'$ et $5l - 3l'$ de ces éléments se situent à des énergies proches, qui, en se juxtaposant, produisent un rayonnement intense et continu entre 800 eV et 1300 eV. Le spectre de cette sonde (voir courbe rouge de la figure 9.10) est mesuré en l'absence de gaz, lors du tir 46.

Les spectres

L'une des voies présente des défauts, que l'on suppose provenir de l'endommagement de l'un des deux cristaux au cours des tirs consécutifs. La courbe noire de la figure 9.10 correspond au spectre enregistré au cours du tir 48 sur la voie restée indemne.
Lors de ce tir, le jet de gaz est issu de la buse 3 (d'un diamètre externe de $\simeq 6$ mm) sous une pression P_0 de 30 bars. Le champ radiatif est généré par les deux chaînes lasers principales (NORD et SUD) avec une énergie laser totale de $\simeq 620$ J. La distance entre le centre de la buse et la cavité est de $\simeq 4$ mm. Nous avons retenu ce tir pour l'analyse qui va suivre car son spectre a été enregistré avec le meilleur rapport signal-sur-bruit. Il résulte de la superposition de l'émission du plasma de néon chaud et de celle du plasma de Pd/Ag/In absorbée par le néon. Le rayonnement sonde est ici généré 2 ns après celui de la cavité.

Concernant le traitement des données, les spectres ont été recalibrés jusqu'à 3 eV de façon à faire correspondre les raies He-α et He-β observées avec celles issues des données fournies par le NIST [70]. Il s'agit en effet de raies spectrales particulièrement bien connues, correspondant aux transitions $1s2p \rightarrow 1s^2\ {}^1P_1$ et $1s3p \rightarrow 1s^2\ {}^1P_1$ du Ne^{8+}.

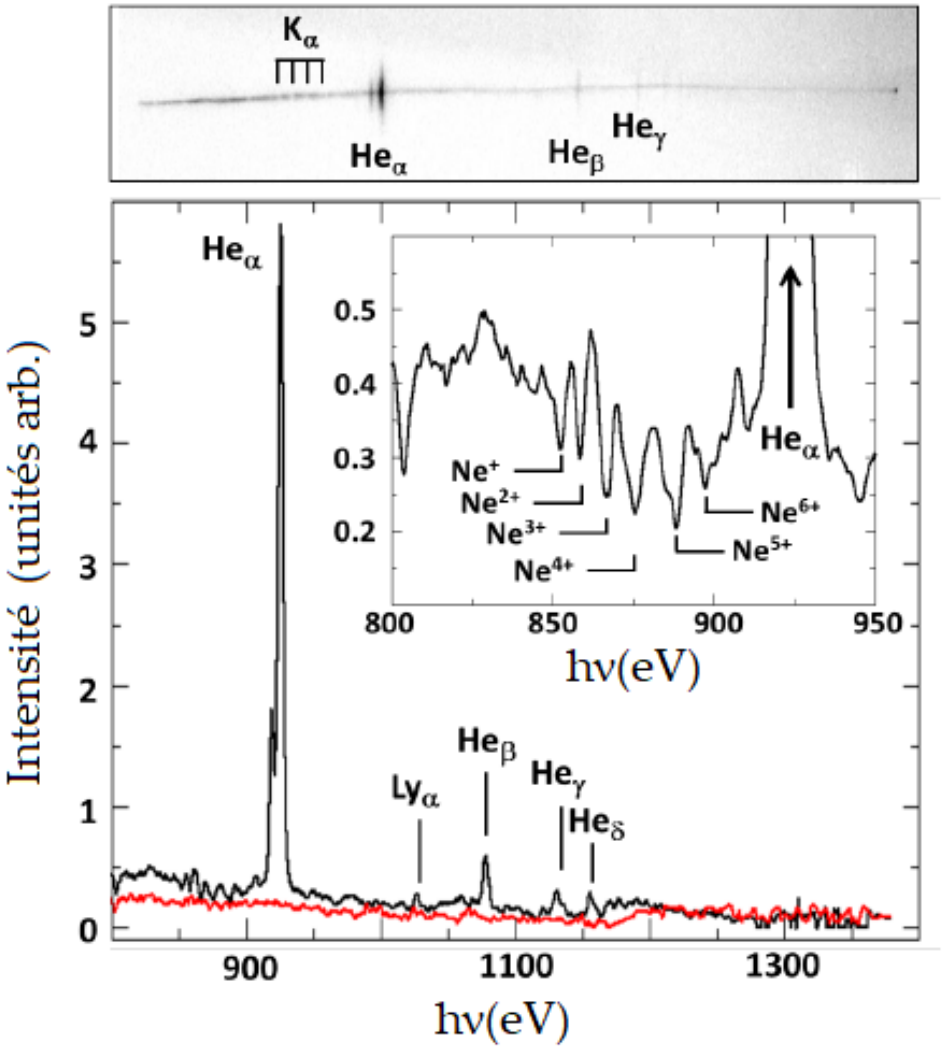


FIGURE 9.10 – Figure du haut : données brutes enregistrées lors du tir 48 sur l'une des deux voies du spectromètre. Les structures d'absorptions impliquant des électrons en couche K ainsi que les raies d'émission He$-\alpha$, He$-\beta$ et He$-\delta$ sont identifiées.
Figure du bas : Transposition des données brutes en spectres. La courbe noire correspond au spectre du plasma produit lors du tir 48, la courbe rouge à celui de la sonde, mesuré en l'absence de néon (tir 46). L'encadré souligne les structures d'absorption comprises entre 850 à 900 eV, associées aux transitions 1s $\rightarrow$ 2p pour différents états de charge.

9.5 Identification des structures

La première étape de l'analyse consiste à identifier les transitions associées aux raies observées sur le spectre expérimental de la figure 9.10.

Les raies d'émission

Dans le domaine étudié, entre 800 et 1300 eV, les raies He$-\alpha$ et He-β utilisées pour la recalibration sont facilement identifiables. La première, placée à $\simeq 921,5$ eV,

correspond à la structure la plus proéminente du spectre. La seconde, de plus faible amplitude, a une énergie de transition située selon cette même source à $\simeq 1071,9$ eV. Sur le flanc gauche de la raie He-α se dessine une autre raie, plus fine et moins intense. Il s'agit de la raie d'intercombinaison He-y associée à la transition $2p1s\ ^3P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$, caractéristique des plasmas chauds et peu denses comme on les observe souvent en milieux astrophysiques.

Transition $\in Ne^{8+}$	NIST
$1s2p\ ^3P_1$ (He-y)	914,9
$1s2p\ ^1P_1$ (He-α)	922,1
$1s3p$ (He-β)	1073,9
$1s4p$ (He-γ)	1127,3
$1s5p$ (He-δ)	1152,2

TABLE 9.2 – Raies d'émission du néon héliumoïde sur le domaine spectral étudié. Les transitions atomiques sont issues de la décroissance radiative des états indiqués dans la première colonne vers l'état fondamental $1s^2\ ^1S_0$.

Dans le tableau 9.2 sont regroupées les énergies de la série de Rydberg du néon héliumoïde, jusqu'à $n = 5$, détectées sur ce domaine spectral. Cette série converge vers le seuil photoélectrique de la couche K du Ne^{8+} à $\simeq 1194,6$ eV [70].

Les raies d'absorption

Les structures d'absorption observées entre 840 et 910 eV (encadrées dans la figure 9.10) sont identifiées à partir des données atomiques du code MCDF [15]. Bien que les énergies de transition y soient répertoriées entre niveaux, leur moyenne statistique donne une bonne estimation de l'énergie de transition entre configurations. Comme en atteste le tableau 9.3, ces structures sont associées aux transitions $1s \rightarrow 2p$ issues des ions Ne^+ à Ne^{6+}, ce qui suggère un plasma relativement froid.

Transition		Ne^+	Ne^{2+}	Ne^{3+}	Ne^{4+}	Ne^{5+}	Ne^{6+}
$1s \rightarrow 2p$	Exp.	$848,8$	$854,8$	$862,4$	$872,1$	$884,6$	$898,9$
	MCDF	$849,3$	$855,6$	$863,5$	$871,5$	$883,1$	$897,5$

TABLE 9.3 – Énergies de transition (en eV) $1s - 2p$ des différents degrés de charge identifiés.

Chapitre 10

Interprétation du spectre d'émission

Ce chapitre est dédié à la première étape de l'analyse spectroscopique, qui consiste à reproduire les raies d'émissions observées. Les photons alors enregistrés par le spectromètre sont issus de la zone la plus émettrice, c'est à dire la plus chaude du plasma.
On remontera à cet état du plasma à l'aide du modèle SAPHyR. Dans ce but, on tâchera de reproduire au mieux le spectre expérimental à l'aide d'un seul spectre produit par le modèle. Dès lors, deux hypothèses sans doute fortes sont implicitement admises : en cherchant à décrire le plasma au moyen d'un seul spectre synthétique, on le suppose homogène et stationnaire.
Les équations de cinétique atomique 2.2 sont résolues en régime stationnaire. De plus, la thermalisation des électrons entre eux et celle avec les ions du plasma sont supposées suffisamment rapides pour définir une température électronique T_e et imposer $T_e = T_i$. Ces hypothèses seront examinées *a posteriori* à l'aide des simulations d'hydrodynamique radiative qui font l'objet du prochain chapitre et en s'appuyant sur la référence [71].

Pour isoler la composante émissive du spectre expérimental, on corrige le signal du tir 48 de celui du tir 46, recalé en amplitude à 802 eV. Une fois la convergence obtenue entre le spectre synthétique et ce signal, on déduit les grandeurs physiques du plasma de celles utilisées pour générer le spectre en question, à savoir : T_e, les températures de brillance (T_B) et de couleur (T_C) caractérisant le champ radiatif présent dans le plasma, ainsi que la densité électronique (n_e), ou massique (ρ) et la longueur de la zone émissive (L).
Il convient de souligner, dès à présent, que l'analyse spectroscopique doit se faire sans être influencée par les résultats des diagnostics. L'intérêt d'une telle étude consiste justement à confronter l'interprétation du plasma issu d'une telle analyse aux différentes mesures effectuées. Néanmoins, un grand nombre de paramètres

physiques intervient dans la génération d'un spectre, ce qui impose de prendre certaines considérations en compte pour les contraindre.

10.1 Observations

Contraintes imposées par la géométrie du dispositif

Au regard du dispositif de l'expérience et de sa géométrie, nous pouvons d'ores et déjà contraindre certains des paramètres de la zone émissive du plasma. En particulier :

- Sa profondeur : l'utilisation de la buse supersonique assure un diamètre du jet de gaz relativement constant sur une hauteur supérieure à celle visée par le spectromètre. Aussi, bien que le chauffage du jet de gaz par la cavité puisse entraîner une dilatation du plasma, la zone d'émission ne saurait être plus large que le diamètre externe de la buse, soit $L \leq 6$ mm.

- Le couple (T_B, T_C) : étant donné que la source X, modélisée comme un corps noir dont le rayonnement est isotrope, est située à ~ 1 mm du front du jet de gaz, une partie des photons émis n'interagit pas avec celui-ci.
  Les interactions au sein du plasma sont donc tributaires de photons ayant une distribution en énergie plus haute que celle décrite par la température de brillance du corps noir. Il est attendu que cet effet se répercute sur le champ radiatif généré dans le plasma, d'où $T_B \leq T_C$.

Première évaluation du degré d'ionisation

Sans reproduire les spectres expérimentaux au moyen d'un modèle, l'identification des raies et leur amplitude relative renseignent sur la distribution des charges ioniques du plasma comme suit.

- Les raies les plus prononcées sur les spectres de la figure 9.10 appartiennent aux ions héliumoïdes. Le degré moyen d'ionisation doit donc être proche de 8.
- La présence de la raie $Ly - \alpha$ indiquerait que les ions hydrogéniques sont en quantité non négligeable dans le plasma. Puisque celle-ci est à peine visible sur le signal expérimental, on anticipe $Z^* \leq 8$.
- L'absence de raies satellites de type $1s2pnl \rightarrow 1s^2nl$ autour de 900 eV indique que le plasma contient peu d'ions lithiumoïdes. On notera à cette occasion la similitude avec le spectre en émission de l'expérience de Fujioka [52] où aucune

des raies satellites issues d'ions Si^{10+} ne sont présentes sur le spectre expérimental. Cet aspect est attribué au caractère HETL des plasmas photoionisés [72]. La température T_e doit être en effet suffisamment faible relativement à la température radiative pour assurer une faible occupation de ces états excités dans des plasmas peu denses et fortement ionisés.

Nous pouvons dès lors pressentir la distribution ionique du plasma : bien qu'inférieur à 8, le degré moyen d'ionisation Z^* ne saurait être proche de 7, sans quoi les raies satellites seraient visibles sur le signal expérimental. La distribution doit donc être piquée et proche de 8.

La raie d'intercombinaison He-y

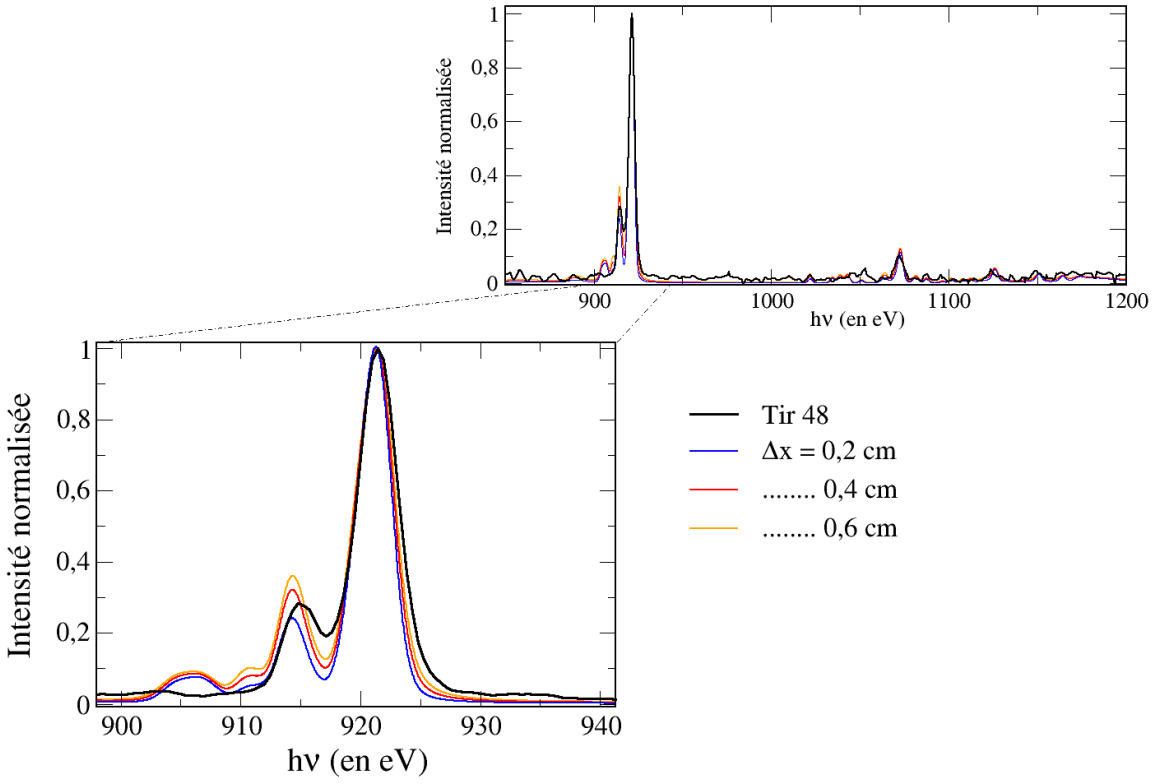


FIGURE 10.1 – Effet de l'épaisseur optique du plasma sur l'amplitude relative de la raie He-y.

Sur le spectre d'émission expérimental, le rapport $\mathrm{He}{-}y/\mathrm{He}{-}\alpha$ est de $0,28$. Pour reproduire la raie $\mathrm{He}{-}y$ dans ces proportions, les effets de réabsorptions doivent être importants. En augmentant l'épaisseur de la zone émissive, les photons émis au centre de la raie résonnante, à $\sim$ 922 eV, ont une probabilité plus importante d'être réabsorbés suivant la transition $1s^2 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1$ que ceux situés sur les ailes de cette même raie. Elle apparaît alors de moins en moins haute et de plus en plus

large.
Pour illustrer ce propos, on a tracé sur la figure 10.1 les spectres synthétiques issus de 3 plasmas avec des longueurs Δx croissantes. Tous les autres paramètres sont conservés. Puisque les spectres sont normalisés sur He-α, on observe une augmentation du rapport He$-y$/He$-\alpha$ avec Δx.

10.2 Restitution du spectre d'émission : une analyse 0D

Mode d'utilisation de SAPHyR

Le code SAPHyR dispose de nombreuses options de calcul, dont certaines s'avèrent particulièrement chrono-phages. Il convient donc d'identifier celles dont on peut se passer pour l'analyse des plasmas de néon produits au LULI.

La durée de calcul d'un spectre dépend non seulement de l'échantillonnage spectral imposé mais aussi de la représentation atomique demandée. Les données de la figure 9.10 ont été enregistrées avec une résolution instrumentale, estimée pour rappel à $\frac{h\nu}{\Delta h\nu} \simeq 400$, capable de dissocier les raies de résonance et d'intercombinaison du néon héliumoïde. Cette résolution impose d'effectuer des calculs en structure fine. Concernant l'échantillonnage spectral, il doit être suffisamment fin pour assurer une représentation correcte des profils de raie. On définit pour cela un nombre minimum de points correspondant au nombre de points utilisés pour décrire un demi profil de raie. Fixé à $2,1$, des spectres contenant environ 15000 points répartis de façon logarithmique entre 800 et 1300 eV sont ainsi calculés par SAPHyR.

Résultats

Plus de 15000 spectres ont été générés pour reproduire un signal expérimental en tenant compte de la résolution spectrale. Les domaines de variation des différents paramètres du plasma sont regroupés dans le tableau 10.1.

$n_e \in [0,1-3,0] \times 10^{20}$ cm^{-3}
$L \in [0,5-6,0]$ mm
$T_e \in [20-70]$ eV
$T_B \in [30-80]$ eV
$T_C \in [60-120]$ eV

TABLE 10.1 – Domaines de variation des paramètres plasma pour l'analyse du spectre d'émission.

Les tendances observées en fonction de ces paramètres sont illustrées par les figures 10.1 à 10.4.
Une augmentation de la densité favorise le taux de recombinaison à trois corps ($\propto n_e^2$) qui se traduit par une diminution du degré moyen d'ionisation Z^*. On constate néanmoins que l'amplitude des raies He-β, He-γ, He-δ et celle du seuil photoélectrique à partir de ~ 1180 eV sont croissantes avec n_e (figure 10.2). Cet effet peut être imputé à la normalisation des spectres par rapport à la raie He-α. Si son amplitude diminue plus vite avec n_e que celles des états excités, ces dernières apparaitront plus intenses sur le spectre normalisé. De plus, les effets de réabsorption sont plus importants lorsque n_e augmente et l'on constate un élargissement de la raie He-α ainsi qu'un rapport He-y/He-α croissant. Leur répercussion sur la balance d'ionisation est faible et l'épaisseur du plasma L n'influence que le rapport He-y/He-α (figure 10.1).
Les états les plus excités sont de plus en plus peuplés à mesure que T_e augmente.

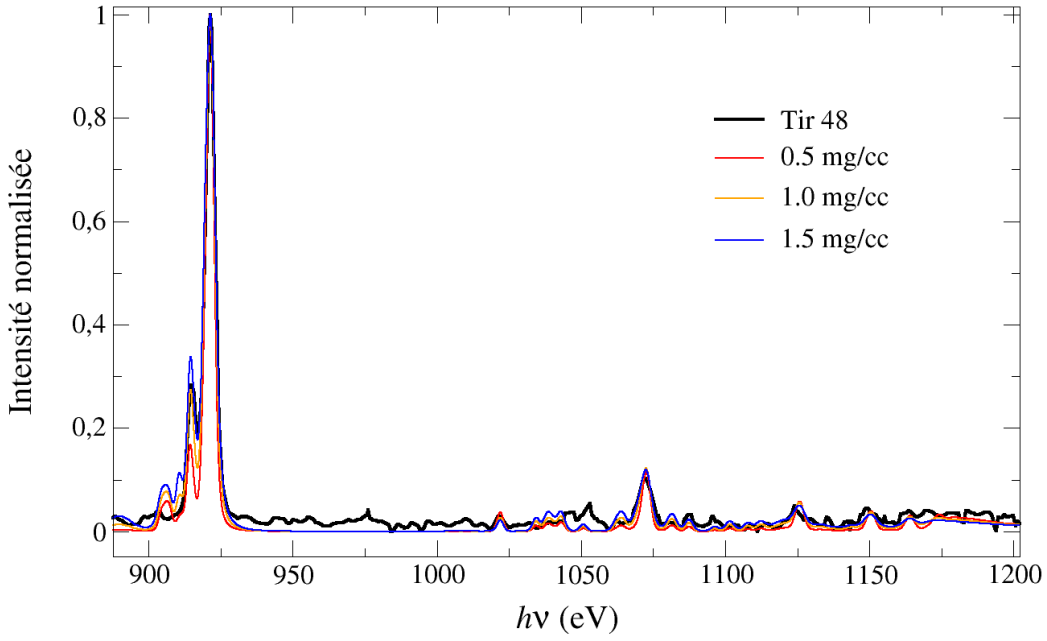


FIGURE 10.2 – Effet de la densité sur le spectre d'émission du néon calculé par SAPHyR lorsque $T_e = 45$ eV, $T_B = 50$ eV et $T_C = 85$ eV.

Pour un Z^* compris entre 7 et 8, les raies satellites des ions lithiumoïdes s'amplifient, de même que les raies He-β, He-γ et He-δ (figure 10.3).
La distribution ionique est très sensible avec T_B, ce qui démontre l'importance des

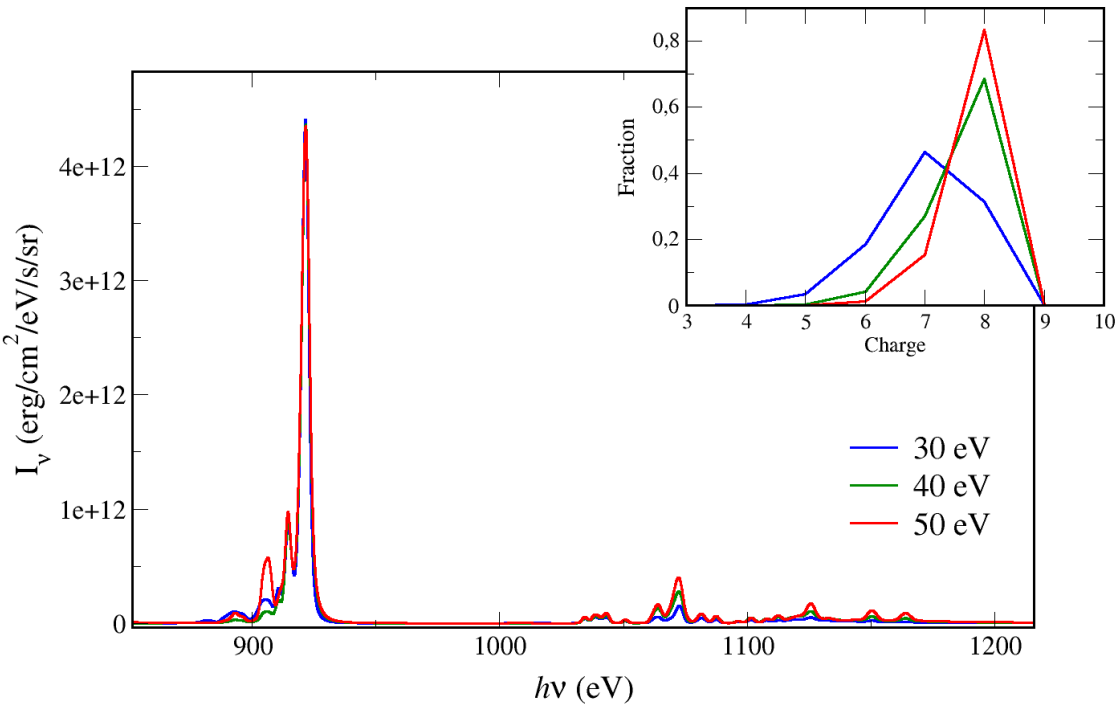


FIGURE 10.3 – Effet de la température électronique sur la distribution de charge et le spectre d'émission d'un plasma de néon, calculés par SAPHyR avec $\rho = 1 \times 10^{-3}$ g/cm^3, $T_B = 50$ eV et $T_C = 85$ eV.

processus de photoionisation dans le plasma. Pour une densité d'énergie radiative donnée (à T_B fixé), les amplitudes des raies des états excités des ions héliumoïdes et de la raie $Ly\text{-}\alpha$ sont croissantes avec T_C. Avec un champ radiatif dont la distribution spectrale est plus haute en énergie, plus de photons sont disponibles pour peupler les états $1snl,\ n \geq 3$ suivant les transitions $1s^2 \rightarrow 1snl$ ainsi que pour entraîner l'émission suivant le processus inverse. L'influence de T_C sur le spectre est montrée sur la figure 10.4.

Il en ressort que chacun de ces paramètres influence le profil ou l'amplitude de plusieurs des structures identifiées à la fois. Si différentes combinaisons de ces paramètres aboutissent à des spectres proches de la mesure, les contraintes citées précédemment permettent de converger vers une solution unique. A partir des valeurs exposées dans le tableau 10.2, SAPHyR reproduit le spectre de la figure 10.5.
Les incertitudes sur chacun des paramètres sont évaluées en faisant varier le paramètre en question et en fixant tous les autres à leur valeur moyenne. Elles sont arrêtées lorsque les spectres correspondants présentent des écarts de l'ordre de l'amplitude du bruit de fond avec celui obtenu dans les conditions optimales.

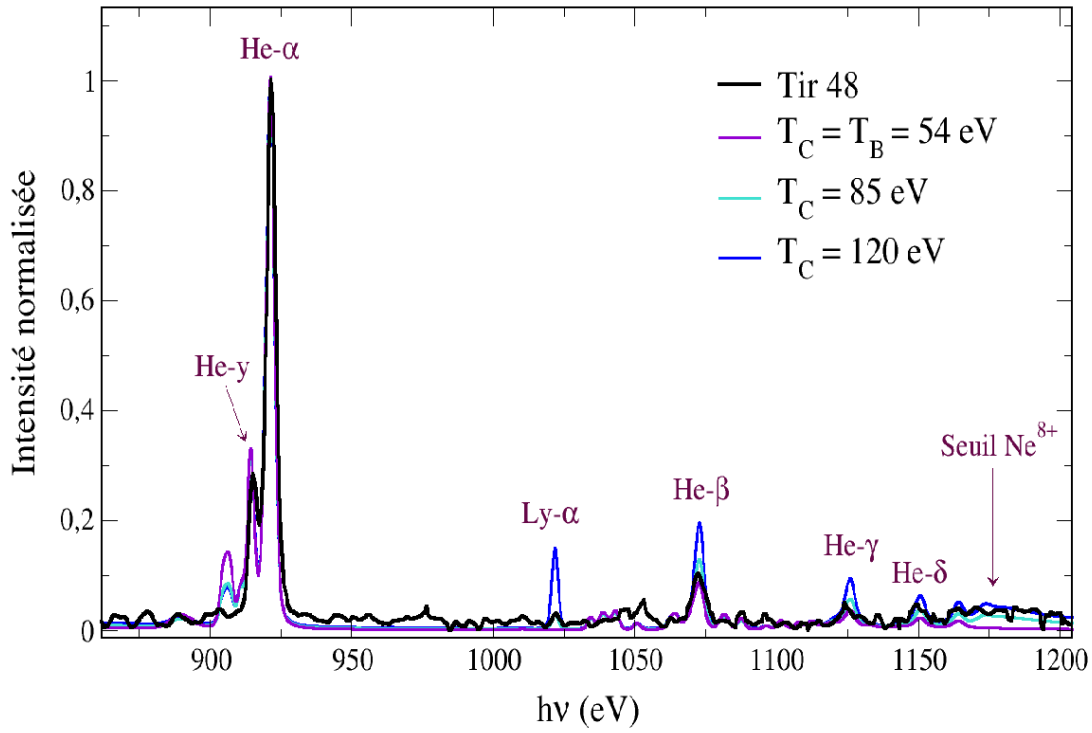


FIGURE 10.4 – Effet de la température T_C sur l'amplitude des raies issues des ions Ne^{7+}, Ne^{8+} et Ne^{9+}.

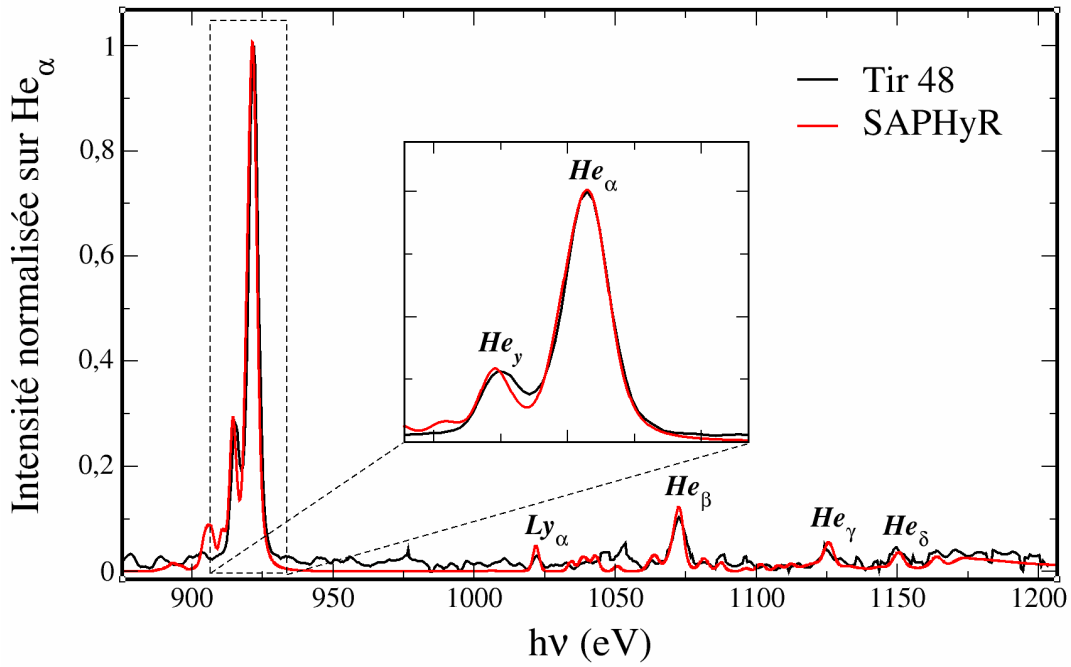


FIGURE 10.5 – Comparaison de la composante en émission du spectre expérimental à celui calculé par SAPHyR avec les paramètres plasma de la table 10.2.

Tir #	T_e (eV)	T_B (eV)	T_C (eV)	ρ (g/cm^3)	L (cm)
48	45 ± 5	54 ± 3	85 ± 5	$1,1 \pm 0,1 \times 10^{-3}$	$0,4 \pm 0,1$

TABLE 10.2 – Paramètres du plasma déduits de l'analyse spectroscopique en 0D.

10.3 Comparaison à FLYCHK

Le code FLYCHK [43] a lui aussi été utilisé, en mode stationnaire, pour reproduire les raies d'émissions présentes sur le spectre de la figure 9.9. Cette analyse offre une comparaison avec les paramètres déduits par SAPHyR. Le champ radiatif est cependant conservé et l'on a fait varier les conditions du plasma autour de celles déduites de l'analyse ci-dessus, soit $T_e \in [40 - 60]$ eV, $\rho \in [0,1 - 1,5] \times 10^{-3}$ g/cm^3 et $L \in [1,0 - 6,0]$ mm.

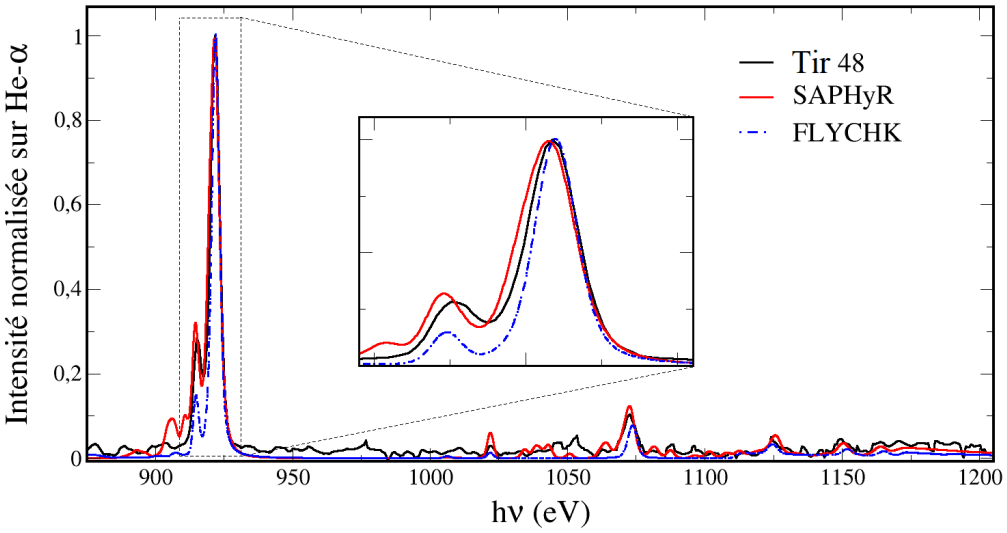


FIGURE 10.6 – Spectres calculés par FLYCHK et SAPHyR dans les mêmes conditions de plasma.

On a tracé sur la figure 10.6 les spectres produits par SAPHyR et FLYCHK dans les conditions données par le tableau 10.2. Ces valeurs semblent elles aussi optimales pour reproduire la mesure avec FLYCHK. Pour une densité fixée à 10^{-3} g/cm^3, la distribution de charge du néon calculée par ce code varie peu entre 45 et 55 eV. Les fractions ioniques sont alors très proches de celles déduites par SAPHyR (voir figure 10.7), avec un degré moyen d'ionisation de $7,7$. Il est à noter que la dimension L du plasma n'a que peu d'influences sur les spectres calculés par FLYCHK et une meilleur restitution de la raie He-y n'a pu être obtenue avec ce code.

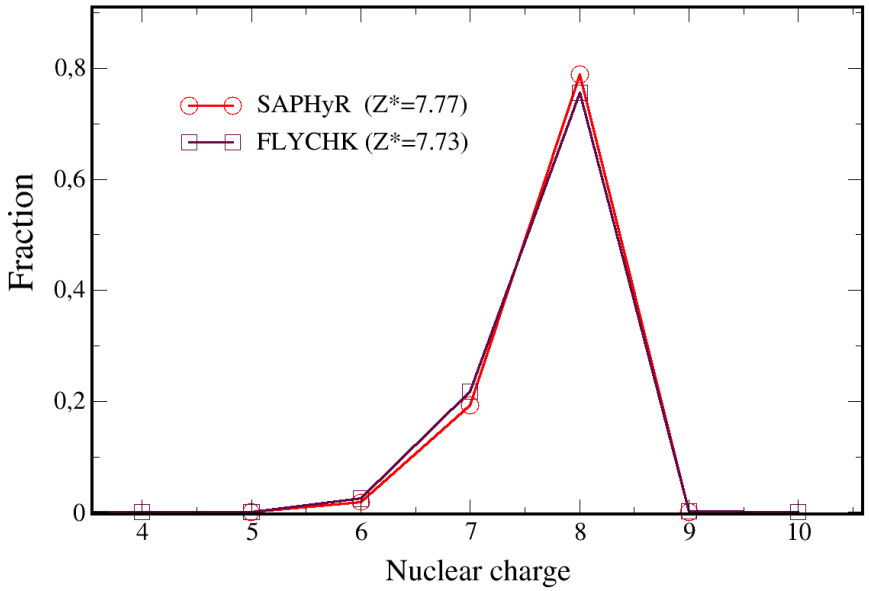


FIGURE 10.7 – Distributions de charges du plasma de néon calculées par FLYCHK dans les conditions mentionnées dans le texte.

Chapitre 11

Simulations d'hydrodynamique radiative

Deux codes sont utilisés pour simuler l'évolution des plasmas créés lors de l'expérience du LULI. Le premier, FCI2 [73], donne l'évolution temporelle du champ radiatif issu de la cavité lorsqu'elle est irradiée par les chaînes NORD et SUD. Ces données sont communiquées au second code, appelé ESTHER [74, 75], pour simuler l'évolution du plasma de néon photoionisé par ce champ radiatif. Le code SAPHyR a été couplé à ESTHER pour les besoins de cette thèse pour décrire la physique atomique dans le plasma.
Dans ce chapitre, les résultats de simulations FCI2 sont confrontés à ceux du diagnostic VISAR. De même, on compare les résultats des simulations du code ESTHER au diagnostic de diffusion Thomson. Les paramètres du plasma de néon simulé dans les conditions du tir 48 sont ensuite comparés à ceux issus de l'analyse du spectre d'émission.

11.1 La source X

Utilisation du code FCI2

L'article de Buresi *et al* [73] donne une présentation plus complète de FCI2 que celle que l'on pourra trouver dans ce manuscrit. Il s'agit d'un code d'hydrodynamique radiative 2D développé pour simuler les interactions laser-plasma.

Dans cette étude, une méthode appelée "Adaptative Lagrange-Euler rezoning" est employée pour définir les mailles de la simulation. Cette méthode permet de passer d'un maillage qui se déplace à la vitesse des particules fluides à un maillage fixe, appelés Lagrangien et Eulérien respectivement. Le premier permet de suivre

précisément les interfaces entre matériaux, tandis que le second est plus robuste si le système est confronté à de fortes déformations.
La conduction thermique électronique est traitée par un formalisme Spitzer-Härm à flux limité [76], ici fixé à $0,10$.
Enfin, les processus de physique atomique sont décrits par le modèle Gonrad [77]. Les émissivités et opacités calculées dans chaque maille par ce modèle sont réparties en 170 groupes de fréquence.

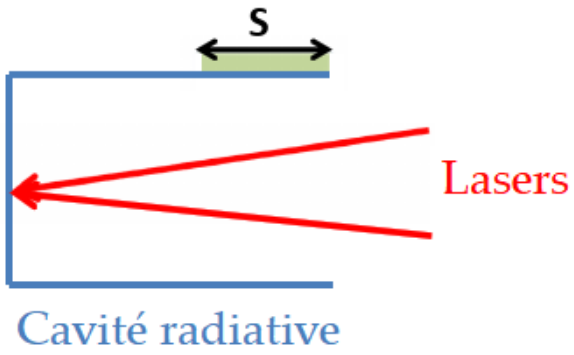


FIGURE 11.1 – Modélisation 2D du chauffage de la cavité avec FCI2.

Malgré la géométrie 3D du système { lasers + cavité }, le code FCI2 reste approprié pour simuler la source ionisante si on le modélise avec un axe de symétrie cylindrique. La cavité est alors décrite comme un demi-cylindre avec deux faisceaux laser focalisés au centre de la plus petite des parois internes (voir figure 11.1). Son volume ainsi que la surface totale des parois sont conservés. Au point de focalisation, les faisceaux sont décrits comme circulaires, avec un profil d'intensité gaussien. Leur diamètre est de 190 μm lorsque l'intensité atteint 3% de son maximum.
On calcule l'énergie radiative générée au niveau de la surface notée S sur le schéma 11.1, rendue *a posteriori* transparente et qui représente la surface par où le rayonnement s'échappe.

Validation de FCI2

La comparaison de la température T_r maximale prédite par le code FCI2 à celle déduite du diagnostic VISAR est considérée dans cette étude comme un test concluant de validation de la simulation.
A cet effet, une simulation FCI2 a été effectuée pour reproduire les conditions du tir 41. Un seul faisceau laser de 310 J ($\lambda = 532$ nm) est alors focalisé dans la cavité, sur une durée de $\simeq 1$ ns. Le champ radiatif simulé en sortie de cavité possède un

spectre continu, en dehors de structures autour de 3 keV. Celles-ci correspondent à des transitions électroniques dans la bande M de l'or et contribuent à moins de 3% du flux spectral intégré. Aussi, l'hypothèse d'une source radiative quasi-planckien apparait donc justifiée.
Par intégration du spectre à chaque pas de temps, on peut décrire l'évolution temporelle d'une température radiative. Sa valeur maximale est de 95 eV, en très bon accord avec celle de 94 eV déduite du diagnostic VISAR.

Champ radiatif produit lors du tir 48

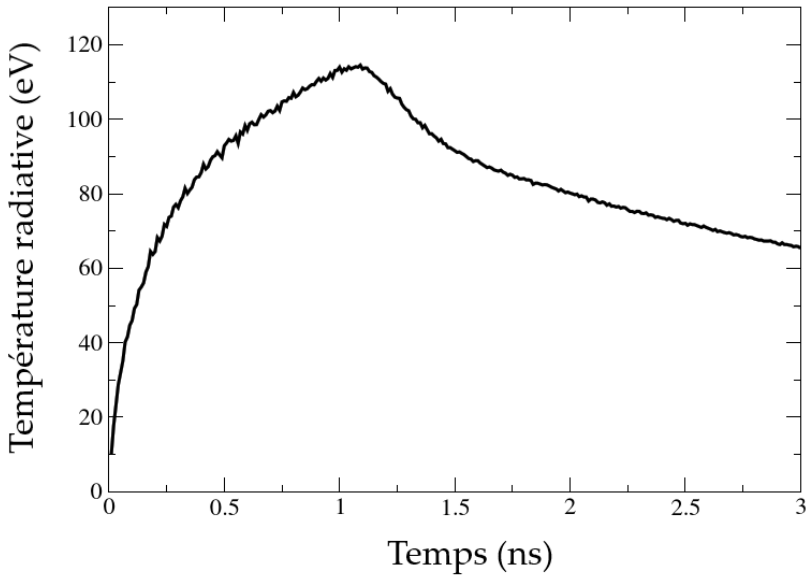


FIGURE 11.2 – Évolution temporelle de la température radiative en sortie de la cavité, calculée par le code FCI2 dans les conditions du tir 48.

Après validation de la simulation du champ radiatif généré par la cavité pour une énergie laser donnée, le code FCI2 est utilisé pour calculer celui produit dans les conditions du tir 48. Les dimensions de la cavité restent identiques mais cette dernière est irradiée cette fois par deux faisceaux lasers avec une énergie totale de $\simeq 620$ J. D'après la figure 11.2, le maximum de température est de 114 eV à $1,1$ ns.

11.2 Évolution du plasma de néon

Utilisation du code ESTHER

On souhaite prédire l'évolution du jet de gaz de néon soumis à la source X calculée par FCI2. On utilise pour cela le code d'hydrodynamique radiative 1D ESTHER.

Il s'agit d'un code Lagrangien dont les domaines d'application sont variés, tels que l'étude de la physique des chocs, des interactions laser-matière en régime nano-seconde et femto-seconde et pour des intensités extrêmement diverses. On trouvera une description complète du code dans la thèse de S.Bardy [74] ou dans l'article [75]. Si le choix de l'outil de simulation s'est porté sur ESTHER, c'est en partie grâce à sa grande flexibilité. En effet, pour les besoins de cette étude, le code SAPHyR a pu être couplé à ESTHER afin de simuler les effets HETL dans le plasma.

Lors d'une simulation ESTHER, SAPHyR est appelé en ligne pour calculer, à l'échelle des SuperConfigurations, à chaque pas de temps et en chaque maille de la simulation, une opacité κ_ν et émissivité ϵ_ν spectrales, le degré moyen d'ionisation Z^* ainsi qu'une température d'ionisation T_Z. Celle-ci est définie comme la température qu'aurait un plasma à l'ETL avec le même degré d'ionisation moyen et la même densité que le plasma HETL. Soit $Z^*_{ETL}(T_Z, \rho) = Z^*_{HETL}(T_e, E_{rad}, \rho)$. Elle intervient pour tenir compte des effets HETL sur l'équation d'état du plasma sous forme de facteurs multiplicatifs, reliés au rapport $\frac{T_e}{T_Z}$, appliqués à la composante électronique de la pression et de l'énergie interne. On utilise l'équation d'état bi-température SESAME 5410.
Les coefficients de conduction thermique électronique sont issus du modèle $KKGp$, où p est un paramètre optimisé afin de faire correspondre ces conductivités avec celles issues du modèle de Spitzer dans la limite des plasmas cinétiques [78].
Le transfert radiatif est traité au moyen des coefficients κ_ν et ϵ_ν calculés par SAPHyR, suivant la méthode "SN" [79]. Les photons sont cette fois répartis en 292 groupes de fréquence. Leur échantillonnage est logarithmique entre 0 et 3000 eV, excepté entre 700 et 1300 eV, où un échantillonnage linéaire plus fin est appliqué afin de décrire au mieux les absorptions et émissions impliquant des électrons en couche K du néon.

Simulation du tir 31

Le caractère mono-dimensionnel d'ESTHER impose de considérer le plasma comme plan et homogène suivant la direction transverse au rayonnement. On compare ici le produit $Z^* \times T_e$ calculé par la simulation dans les conditions du tir 31 à celui déduit de la mesure de diffusion Thomson optique.
Rappelons que le champ radiatif ionisant, que l'on donne en entrée de la simulation, est décrit comme celui d'un corps noir dilué, caractérisé par les températures T_C et T_B. L'évolution temporelle de T_C est donnée par FCI2. L'évaluation de T_B repose sur deux hypothèses.

En remarquant que le champ radiatif dans le plasma doit garder une trace de la distribution spectrale de la source, on suppose tout d'abord que le facteur η déduit de la spectroscopie en émission est représentatif de la dilution géométrique de la source. Soit $\frac{T_B}{T_C}|_{plasma} \simeq \frac{T_B}{T_C}|_{source}$. Dans la limite où la source est considérée comme ponctuelle, il est établi que η dépend de l'inverse du carré de la distance d entre la source et la cible. Si $\eta = 16\%$ lorsque $d \simeq 1$ mm (cas du tir 48), on estime que $\eta = 61\%$ quand $d \simeq 0,35$ mm (cas du tir 31).

La longueur L du plasma est estimée à partir du diamètre de la buse, soit $L = 2,5$ mm lors du tir 31. Le plasma est échantillonné sur 50 mailles, qui font donc 50 μm d'épaisseur chacune. D'après le diagnostic d'interférométrie, la densité massique du gaz se situe autour de 10^{-4} g.cm^{-3} lorsque $P_0 = 10$ bars. Le gaz est initialement neutre et l'on suppose sa température égale à la température ambiante.

A partir de ces paramètres d'entrée, ESTHER calcule une valeur maximale pour le produit $Z^* \times T_e$ de 84 eV, soit plus de 5 fois moins que celle obtenue avec le diagnostic de diffusion Thomson. Cet écart est trop important pour être attribué au paramètre Z^*, dont les variations sont fortement limitées. Il apparait donc que la température électronique est grandement sous-estimée par la simulation.
Afin d'obtenir une température consistante avec ce diagnostic, la densité initiale du gaz de néon doit être augmentée jusqu'à $3,5 \times 10^{-3}$ g.cm^{-3} dans la simulation. L'évolution de $Z^* \times T_e$ correspondante est donnée sur la figure 11.3. Dans la région sondée par la sonde Thomson, c'est à dire à une distance de $0,63$ mm au delà du front du jet de gaz (voir figure 11.3b), $Z^* \times T_e \simeq 400$ eV après ~ 3 ns. La séparation des pics acoustiques ioniques associée est alors de $2,64$ Å, en bon accord avec celle mesurée, autour de $2,70$ Å.

Il est à noter que la densité utilisée par cette dernière simulation est du même ordre de grandeur que celle déduite de l'analyse spectroscopique en émission. Toutefois l'origine du désaccord avec le diagnostic d'interférométrie n'est pas comprise et nécessitera une étude dédiée.

Simulation du plasma produit lors du tir 48

On souhaite à présent calculer avec ESTHER l'évolution des températures et de l'ionisation du plasma produit lors du tir 48, où la buse 3 avait été utilisée. Le diamètre du jet de gaz est donc fixé à 6 mm, que l'on décompose sur 100 mailles. L'évolution du plasma est simulée jusqu'à 3 ns après le début de l'irradiation de la cavité

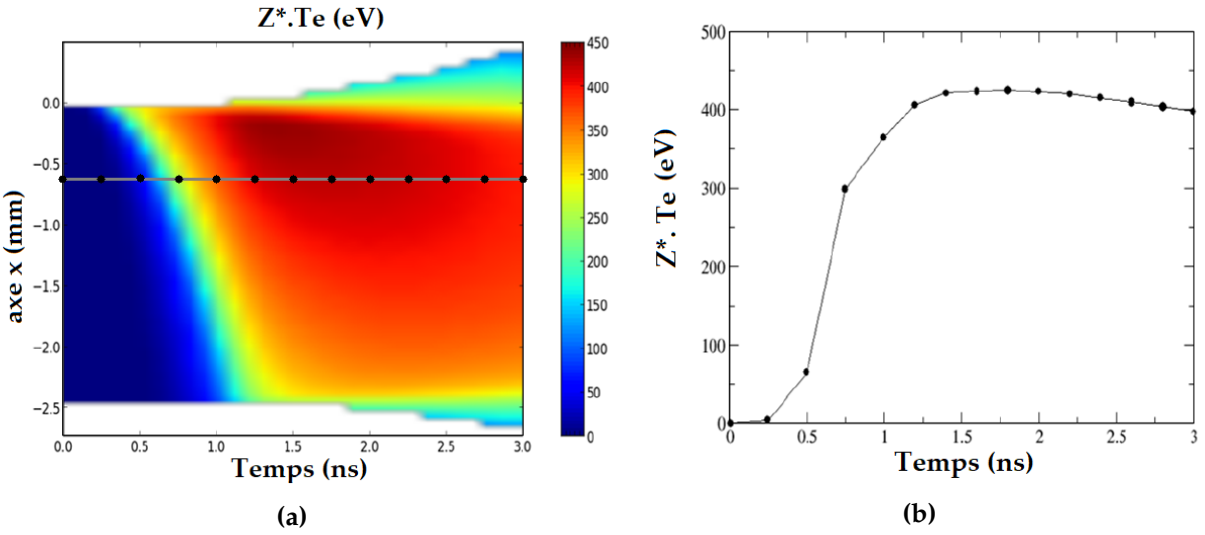


FIGURE 11.3 – Figure 11.3a : Évolution spatiale et temporelle du produit $Z^* \times T_e$ calculée par ESTHER pour une densité ρ de $3,5 \times 10^{-3}$ g.cm^{-3}. Figure 11.3b : $Z^* \times T_e$ en fonction du temps, $0,63$ mm au delà du front d'irradiation du jet de gaz de néon.

par les lasers.
La densité initiale du jet de gaz de néon est imposée par celle déduite de la spectroscopie d'émission. Soit $\rho = 1,1 \times 10^{-3}$ g.cm^{-3}.

On définit, dans chacune des mailles, une température $T_{R\ equ}$. Les valeurs de T_e, T_i, $T_{R\ equ}$ et de Z^* calculées par ESTHER dans les conditions du tir 48 sont représentées sur la figure 11.4. L'axe temporel est celui des abscisses tandis que les coordonnées du plasma suivant l'axe principal de la source, noté x, sont en ordonnées.
La température $T_{R\ equ}$ maximale approche 53 eV, $1,1$ ns après le début de la simulation, dans les premières mailles du plasma et jusqu'à $= 0,9$ mm.
La température électronique maximale, de 38 eV, est atteinte $0,3$ ns plus tard, en $x \simeq -0,5$ mm. Cela correspond à un écart de 16% par rapport à celle déduite de l'analyse du spectre d'émission. Par comparaison des figures 11.4a et 11.4b, il apparaît que l'évolution de la température ionique suit celle de la température électronique avec un retard de ~ 300 ps, jusqu'à $1,4$ ns. Une thermalisation entre ions et électrons est obtenue après $\sim 2,4$ ns sur toute la longueur du plasma.
De forts gradients en température apparaissent sur la figure 11.4, puisque des écarts de $\sim 70\%$ en $T_{R\ equ}$ et de $\sim 63\%$ en T_e sont observés entre les deux interfaces gaz-vide de la simulation à l'instant le plus chaud ($t = 1,1$ ns).
La détente du plasma, bien que faible, est plus marquée sur le front d'irradiation (en $x = 0,0$ mm sur les 4 images de la figure 11.4). Après 3 ns, le plasma s'est propagé sur $\sim 0,5$ mm en direction de la cavité.
Le degré moyen d'ionisation (figure 11.4d) est de $\sim 7,5$ là où les températures $T_{R\ equ}$

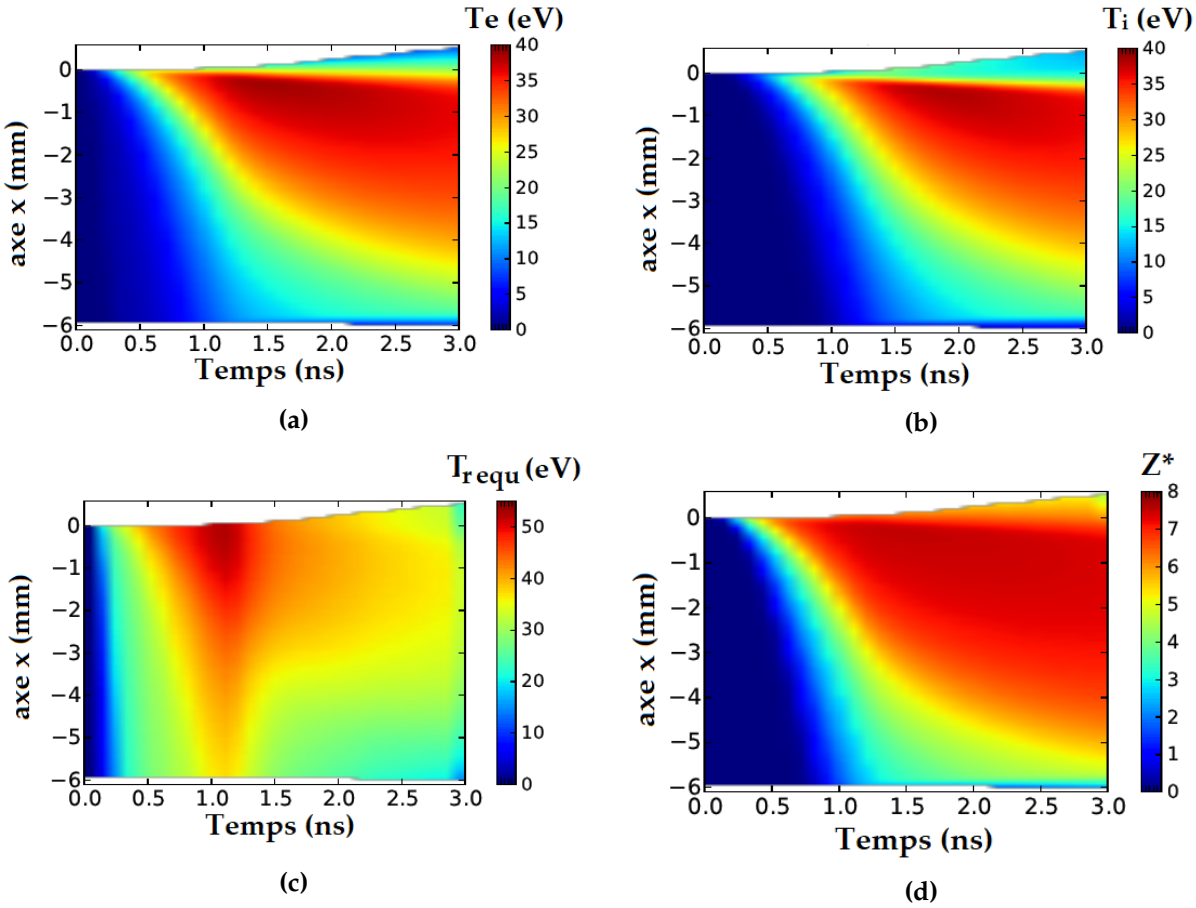


FIGURE 11.4 – Résultats de la simulation ESTHER : Évolution temporelle des températures, électronique 11.4a et ionique 11.4b, de la température radiative équivalente 11.4c et du degré d'ionisation 11.4d du plasma de néon suivant l'axe formé par le centre de la cavité et celui de la buse supersonique.

et T_e sont les plus hautes, soit légèrement inférieur à $7,8$, tel que calculé pour générer le spectre de la figure 10.5.

L'évolution temporelle de la densité électronique, des températures $T_{R\ equ}$ et T_e et du paramètre ξ en $x = 0,0$ mm sont donnés sur la figure 11.5.
En dehors du périmètre où le néon ne peut encore être considéré comme un plasma, le paramètre de photoionisation est maximal simultanément avec $T_{R\ equ}$. Il atteint dans les premières mailles de la simulation :

$$\xi \simeq 1,5 \text{ erg.cm.s}^{-1}$$

Hypothèse de stationnarité

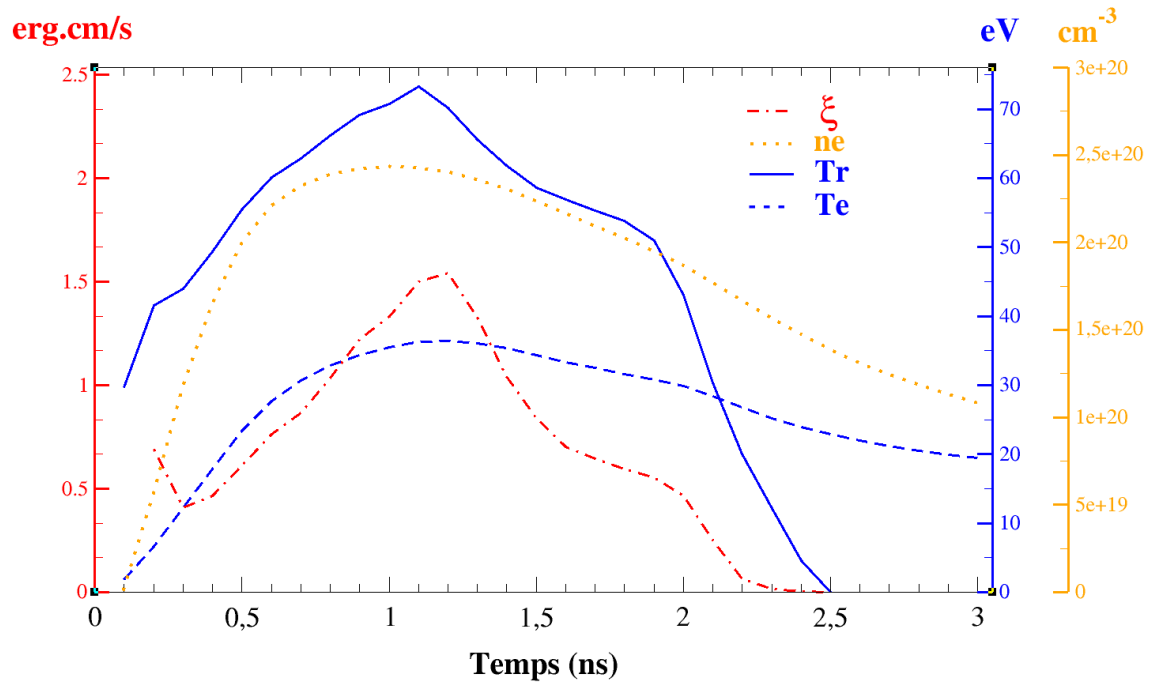


FIGURE 11.5 – Évolution temporelle de la densité électronique, des températures $T_{R\ equ}$ et T_e et du paramètres ξ à l'interface jet de gaz-vide exposée à la source X.

L'hypothèse d'équilibre stationnaire retenue pour calculer la cinétique atomique a été examinée en calculant l'évolution temporelles du paramètre Z^* pour différents couples (T_e, ρ), à l'aide d'une version de SAPHyR permettant un calcul instationnaire. Les valeurs de T_e et ρ sélectionnées sont représentatives de celles rencontrées dans cette étude et le plasma est soumis au champ radiatif de la figure 11.2, auquel on affecte un facteur de dilution de 16%.

On a tracé sur la figure 11.6 le rapport Z^*_{SS}/Z^*_{DT} en fonction du temps, où Z^*_{SS} et Z^*_{DT} sont les ionisations moyennes calculées par SAPHyR en régime stationnaire et dépendant du temps respectivement. A la densité déduite de l'analyse spectroscopique 0D (10^{-3} g/cm^3), $Z^*_{SS}/Z^*_{DT} \rightarrow 1$ à partir de 200 ps, quelque soit la valeur de T_e. Les effets non stationnaires sont plus importants et doivent être pris en compte pour des plasmas de plus faibles densités, comme ici à 10^{-4} g/cm^3.
Ces résultats sont comparés à ceux déduits du code FLYCHK [43] (voir figure 11.7) à la température $T_e = 50$ eV. Pour les deux densités considérées, les effets non stationnaires calculés par FLYCHK sont moins prononcés que ceux calculés par SAPHyR. D'après ces résultats, l'hypothèse d'équilibre stationnaire semble raisonnable dans l'analyse présentée ici.

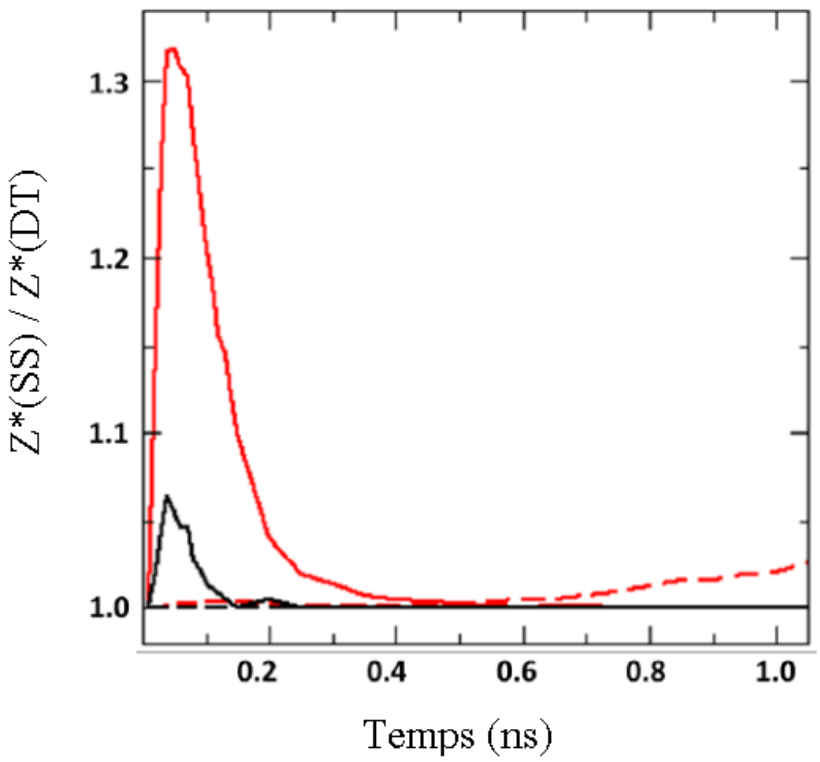


FIGURE 11.6 – Evolution temporelle du rapport des degrés moyen d'ionisation Z^*_{SS} et Z^*_{DT} lorsque $\rho = 10^{-3}$ (courbes noires) ou 10^{-4} g/cm^3 (courbes rouges) et lorsque $T_e = 10$ (en pointillés) ou 50 eV (en traits pleins).

11.3 Comparaison à Cloudy

Le code Cloudy [39] est, pour rappel, un code dédié à l'étude des plasmas photo-ionisés d'origine astrophysique. Pour une source radiative donnée, Cloudy simule l'évolution des conditions thermodynamiques du plasma suivant une dimension et reproduit les spectres d'absorption et d'émission correspondants. Dans cette analyse, on impose $\rho = 1,1 \times 10^{-3}$ g/cm^3 et $L = 6$ mm. La source ionisante est décrite par $(T_C, T_B) = (114, 72)$ eV.

Comme le montre la figure 11.8, la température électronique maximale du plasma est de 50 eV d'après Cloudy lorsque SAPHyR préconise 45 eV et la simulation calcule $T_{e\ max} = 38$ eV. Néanmoins, le degré moyen d'ionisation calculé par Cloudy ne dépasse pas $7,3$ tandis qu'il atteint $7,5$ dans la simulation.
Le spectre d'émission de ce plasma est présenté sur la figure 11.9 où il est comparé à la mesure. Les raies d'émission ont un profil triangulaire dans Cloudy. La surface de ces profil est calculée de façon à conserver la densité d'énergie radiative émise suite aux transitions associées.

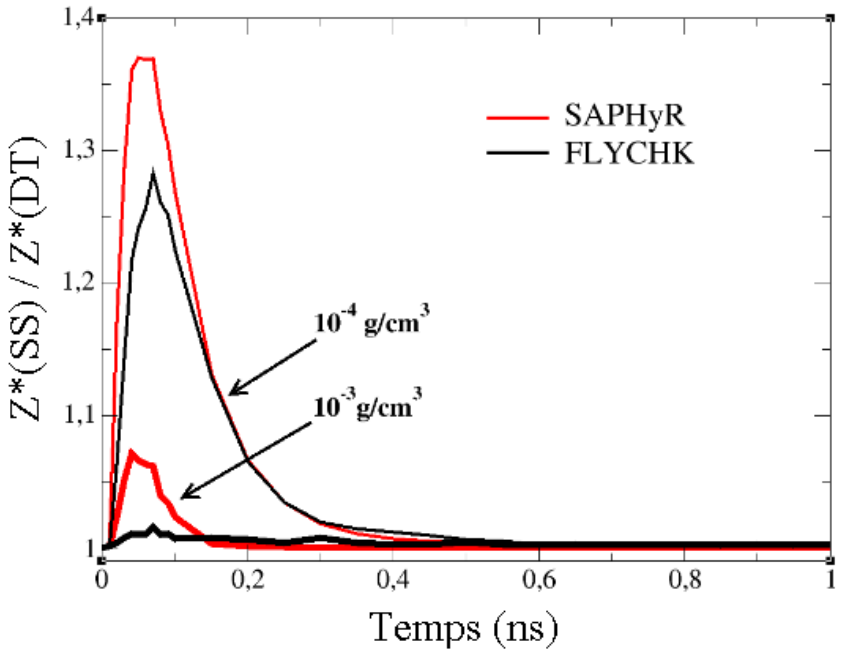


FIGURE 11.7 – Evolution temporelle de Z^*_S/Z^*_{DT} lorsque $\rho = 10^{-3}$ (traits épais) ou 10^{-4} g/cm^3 (traits fin) à $T_e = 50$ eV, calculée par SAPHyR (courbes rouges) et FLYCHK (courbes noires).

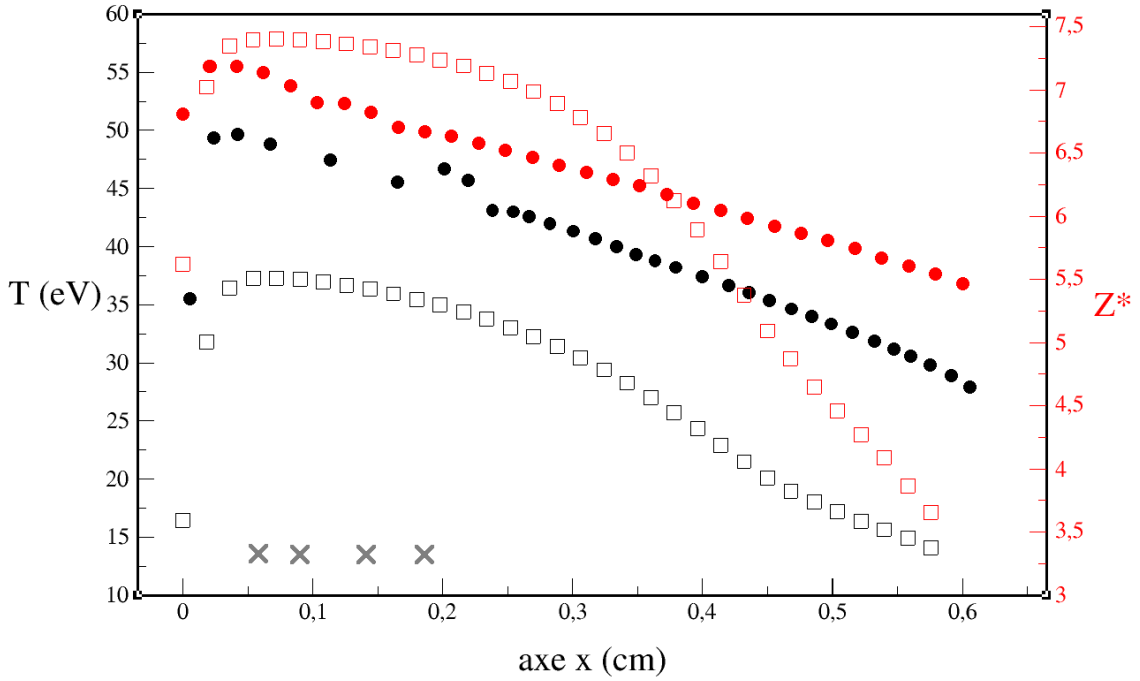


FIGURE 11.8 – Évolution de la température et du degré d'ionisation moyen (Z^*) dans le plasma de néon calculés par Cloudy (sigles pleins) et comparés à ceux de la simulation ESTHER (sigles vides). Les croix grises indiquent les points où le calcul de T_e avec Cloudy n'a pas convergé.

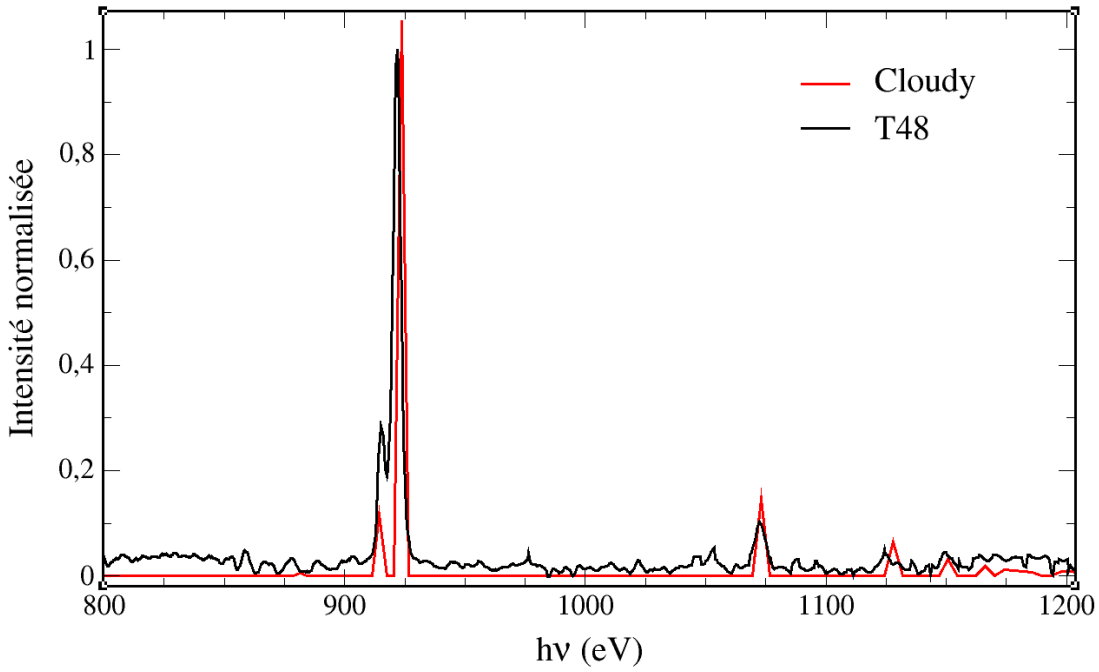


FIGURE 11.9 – Spectre d'émission calculé par Cloudy [39] pour une densité ρ de $1,1 \times 10^{-3}$ g/cm^3 et $L = 6$ mm.

Comme dans le cas de FLYCHK, on constate que l'amplitude de la raie He-y et celle du seuil photoélectrique du Ne^{8+} sont sous-estimées. Les amplitudes relatives des raies héliumoïdes sont en revanche correctement reproduites.

Chapitre 12

Restitution de spectres intégrés

12.1 Méthode

D'après les résultats de la simulation ESTHER, il apparaît que les plasmas produits sur l'installation LULI2000 ne sont pas homogènes d'un point de vue spatio-temporel. Cet aspect doit se refléter sur les mesures spectrales. Afin de les reproduire, des spectres intégrés suivant l'axe de la figure 11.4 sont calculés par SAPHyR à partir des données de la simulation. Cette procédure est qualifiée de post-traitement.

On exporte tout d'abord les émissivités et opacités calculées à chaque pas de temps ($= 0,1$ ns) et dans toutes les mailles de la simulation. La région du plasma ayant contribué au spectre de la figure 9.10 est ensuite recherchée.
Sa localisation est contrainte par la géométrie du dispositif expérimental et par la résolution spatiale du spectromètre (voir figure 9.10). Avec la largeur de la raie He$-\alpha$ mesurée et connaissant le grandissement de l'appareil, la taille de la zone émissive du plasma est estimée à ~ 300 μm suivant l'axe x de la figure 11.4, ce qui correspond à 5 mailles de la simulation. De plus, la ligne de visée du spectromètre est dirigée suivant l'axe y pour recueillir le rayonnement sonde émit par le plasma de Pd/Ag/In. La profondeur de la zone d'émission suivant cet axe est déterminée par le paramètre L déduit de l'analyse spectroscopique 0D, soit $L = 4$ mm.
Les spectres d'émissions sont calculés par SAPHyR à chaque pas de temps. Leur intégration temporelle puis une normalisation au maximum mesuré de la raie He$-\alpha$ procure un spectre post-traité.

A partir de $2,0$ ns, on évalue le transfert du rayonnement sonde I_0 à travers une portion du plasma (courbe rouge de la figure 9.10), sur une durée de 1 ns correspondant à la durée d'émission de la sonde. Pour modéliser cette absorption, la

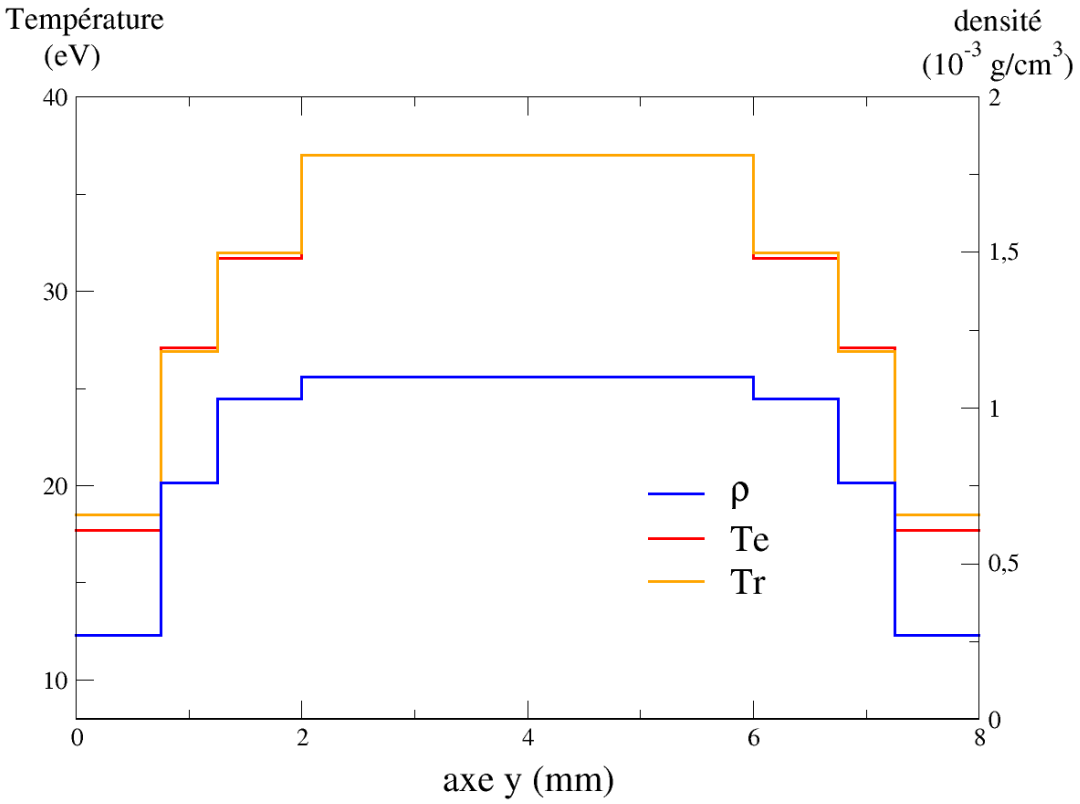


FIGURE 12.1 – Paramètres thermodynamiques de la région du plasma sondé à $2,5$ ns.

dilatation du plasma suivant l'axe de la cavité, non décrite par ESTHER, ne peut pas être ignorée. On constate en effet que le plasma s'est détendu suivant l'axe x de la simulation lorsque le rayonnement sonde est amorcé. Si l'on suppose une symétrie cylindrique, les conditions du plasma données par la figure 11.4 entre $+0,5$ et $-0,8$ mm permettent néanmoins de reconstituer le plasma sondé, ici décrit au moyen de 7 mailles. Par comparaison avec un post-traitement prenant toutes les mailles de la simulation en compte, cet échantillonnage apparait suffisant pour décrire le plasma et offre un gain de temps de calcul considérable. Les températures T_e et $T_{R\ equ}$ ainsi que la densité massique ρ retenues dans ce modèle sont présentées à l'instant $t = 2,5$ ns sur la figure 12.1.
Aucun facteur de pondération en fonction du temps n'est appliqué sur ce signal, ce qui suppose que l'intensité I_0 est constante durant ~ 1 ns.

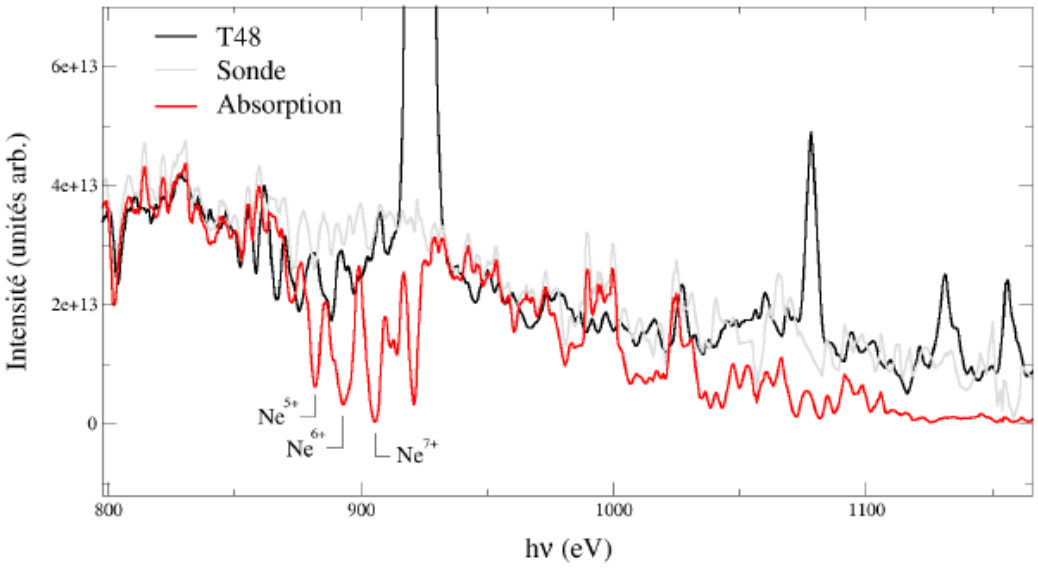


FIGURE 12.2 – Spectre d'absorption du néon calculé par SAPHyR en post-traitement de la simulation ESTHER. Le signal de la sonde est aussi présenté.

12.2 Résultats

La simulation présente des températures trop élevées entre 2 et 3 ns dans les premières mailles du plasma pour que des structures associées au néon ionisé 2 à 4 fois soient reproduites en post-traitement. Néanmoins, comme illustré sur la figure 12.2, l'amplitude du spectre synthétique entre 880 et 1100 eV est en bon accord avec la mesure. Ce dernier point suggère une description correcte de la masse surfacique du plasma dans ce modèle simplifié.

Le spectre synthétique complet résulte de la sommation des spectres d'émission et d'absorption, il est présenté en rouge sur la figure 12.3. Les raies He-y et He-α sont à présent plus étroites et semblent moins bien restituées qu'à l'issue de l'analyse 0D du spectre. De même, la contribution des raies lithiumoïdes est légèrement plus prononcée, tandis que celle des états excités des ions Ne^{8+} l'est moins. Ces observations suggèrent que le plasma de néon simulé le long de la ligne de visée est trop froid dans l'intervalle de temps où l'émission est maximale.

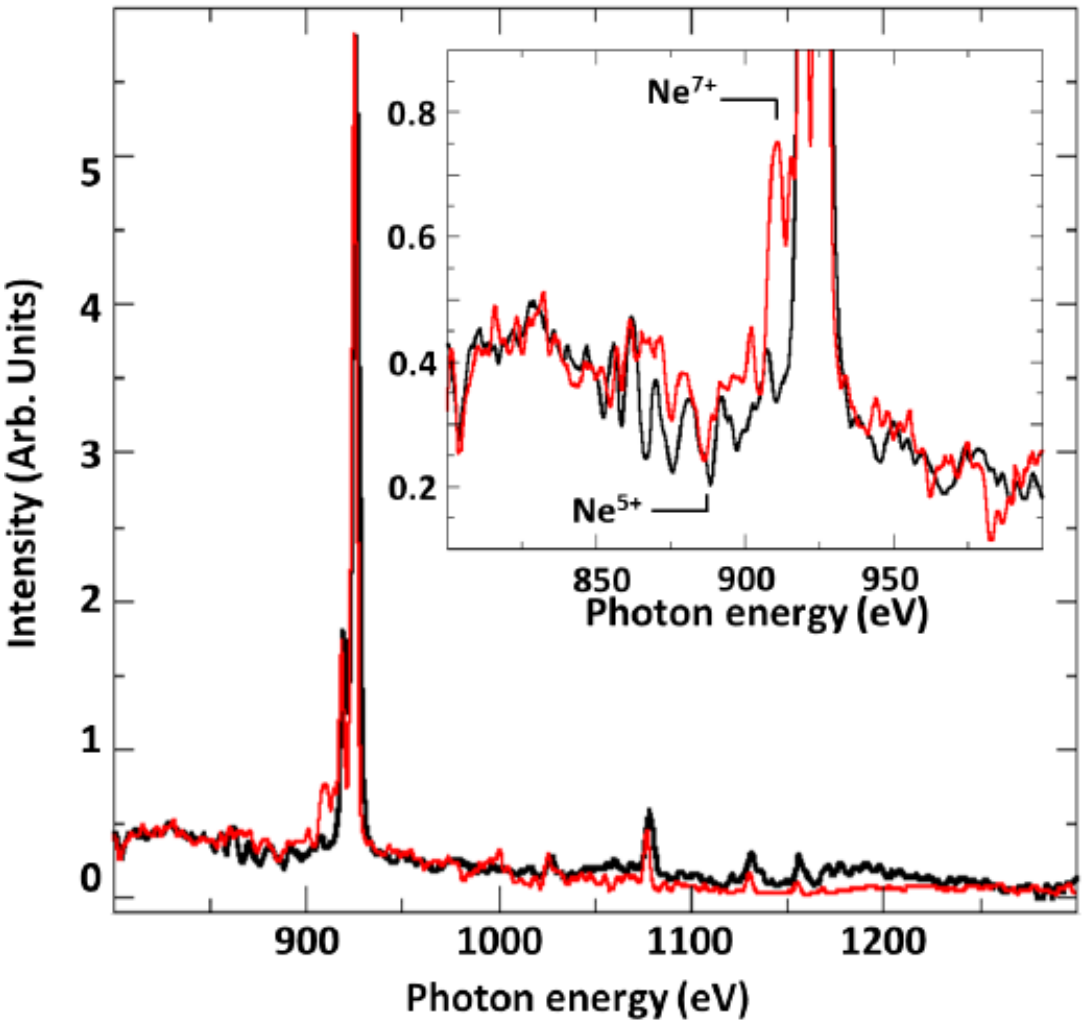


FIGURE 12.3 – Spectre expérimental (en noir) comparé au spectre post-traité par SAPHyR (en rouge) à partir des données calculées par ESTHER.

Quatrième partie

Nouvelle analyse d'une expérience de la SANDIA

Chapitre 13

Analyse alternative du spectre en transmission mesuré par Loisel *et al*

À l'aide de la méthode de post-traitement développée au cours de cette thèse, et avant de conclure ce manuscrit, on présente une nouvelle analyse du spectre en transmission enregistré au cours de l'expérience de la SANDIA menée par Loisel *et al* [6] (voir chapitre 7).

13.1 Simulation

Le code ESTHER étant mono-dimensionnel, le plasma est décrit dans la direction formée par la cible et la source X et il est supposé homogène suivant l'axe cylindrique du Z-pinch.
D'après [6], l'épaisseur du plasma est estimée proche de 4 mm. Dans la simulation, plusieurs valeurs de L, variant de 3 à 5 mm sont considérées. Le plasma est décrit par 50 mailles et on calcule son évolution sur une durée de 6 ns. Par simplification, on pose $T_{i\ \mathrm{ini}} = T_{e\ \mathrm{ini}}$ et l'équation d'état SESAME 3810 monotempérature est ici employée.

L'expérience de Loisel *et al* présente deux régimes distincts. Pour rappel, le plasma de Si/O est tout d'abord préformé au cours de la phase de montée en puissance de la source. Il est ensuite photoionisé au point de stagnation du Z-pinch, lorsque le rayonnement est le plus intense. Seule cette seconde étape fait ici l'objet d'une simulation avec ESTHER. Cela implique que les conditions initiales du plasma ne sont accessibles que sous réserve d'hypothèses additionnelles.

- On suppose une densité ionique de silicium égale à celle déduite du diagnos-

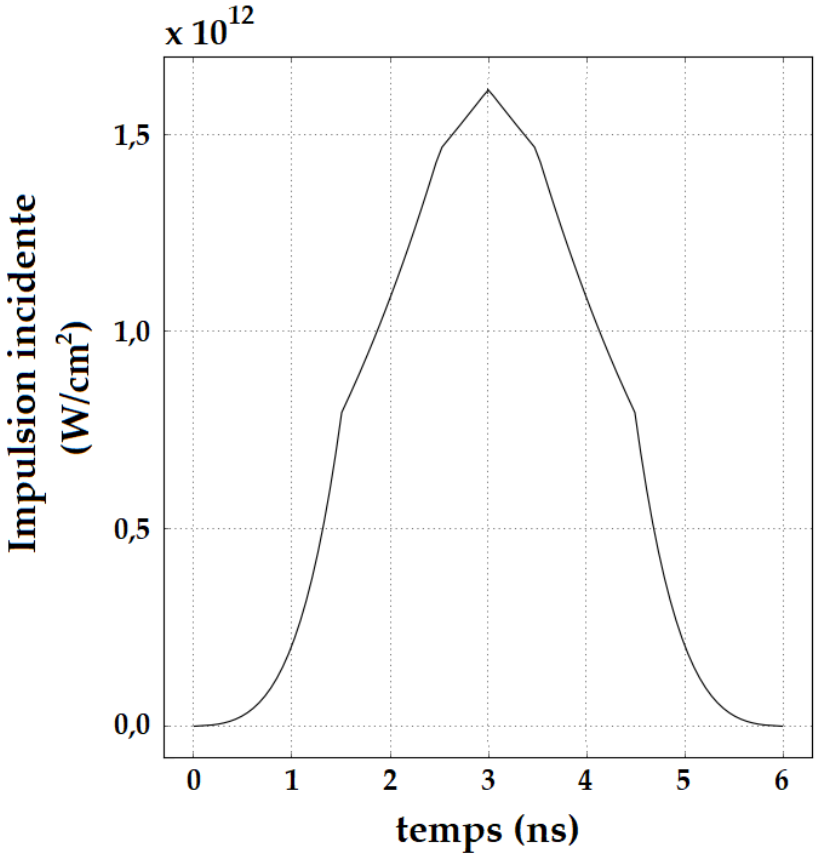


FIGURE 13.1 – Evolution temporelle de l'impulsion de la source photoionisante utilisée dans la simulation ESTHER.

tic de spectroscopie par diffusion de Rutherford, à savoir : $n_i = 8,5 \pm 1,0 \times 10^{17}$ Si/cm^3, soit $\rho = 4,0 \pm 0,4 \times 10^{-5}$ g/cm^3.

- L'évolution temporelle de l'impulsion de la source X est modélisée par le profil de la figure 13.1 : la largeur à mi-hauteur est de 3 ns comme indiqué dans [6] et elle est, par hypothèse, constante et maximale sur une durée de 1 ns à partir de $2,5$ ns avec $T_{C\ max} = 80$ eV. On pose de plus $T_C = 10$ eV au moment initial. La température $T_{B\ max}$ avait été évaluée par le code VISRAD [45] à 63 eV. Puisque la dilution géométrique de la source, $\eta = \left(\frac{T_B}{T_C}\right)^4$ est constante au cours du temps, on en déduit $\eta \simeq 38\%$ d'où $T_B \in [8 - 63]$ eV.

- Il est mentionné dans [6] que la luminosité retenue dans le calcul de ξ est intégrée à partir de 167 eV. Cette énergie correspond au seuil d'ionisation des électrons en couche L du Si^{4+}. Pour T_C, T_B et ρ donnés, on cherche donc la valeur initiale de T_e pour laquelle des ions Si^{4+} sont en quantité non négligeable ($\geq 1\%$) dans le plasma. On retient finalement $T_e(t = 0) = 5$ eV.

13.2 Résultats

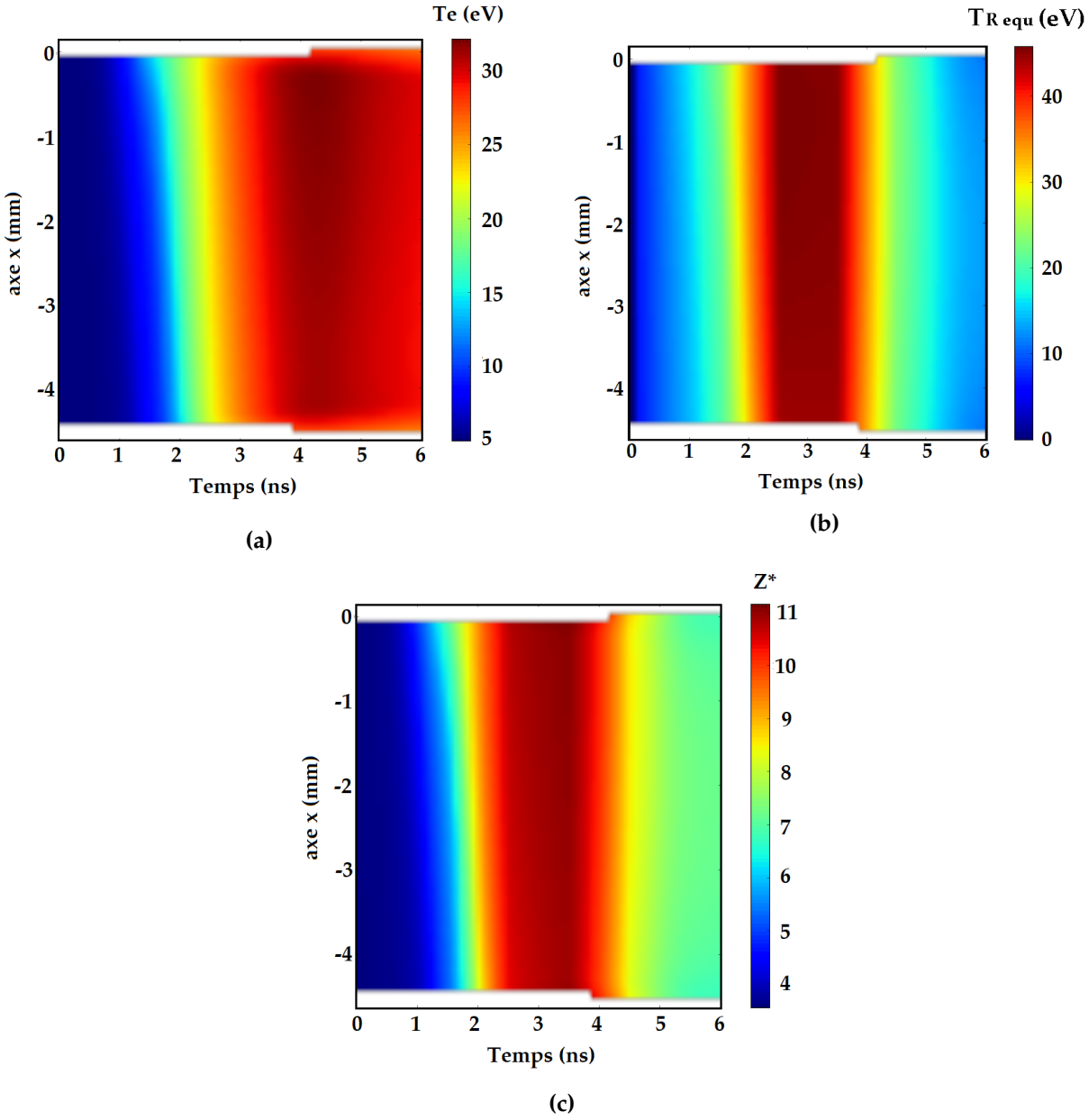


FIGURE 13.2 – Résultats de la simulation ESTHER : Évolution temporelle de la température électronique 13.2a, de la température radiative équivalente 13.2b et du degré d'ionisation 13.2c du plasma de silicium, pour une densité ionique n_i de $9,5 \times 10^{17}$ Si/cm^3.

L'évolution temporelle des paramètres Z^*, T_e et $T_{R\ equ}$ dans le plasma de Si est donnée sur la figure 13.2. Au delà de $2,5$ ns, la température T_e est comprise entre 25 et 33 eV. Elle était évaluée à 33 ± 7 eV à partir du rapport d'intensité des transitions $1s^2 \rightarrow 1s2s/1s^2 \rightarrow 1s2p$ des ions Si^{11+} [6, 46].
Par ailleurs, la température $T_{R\ equ}$ maximale du champ radiatif dans le plasma est de ~ 45 eV. Par conséquent, le degré d'ionisation moyen reste toujours inférieur à 11 ce qui limite la densité électronique à 10^{19} cm^{-3}.

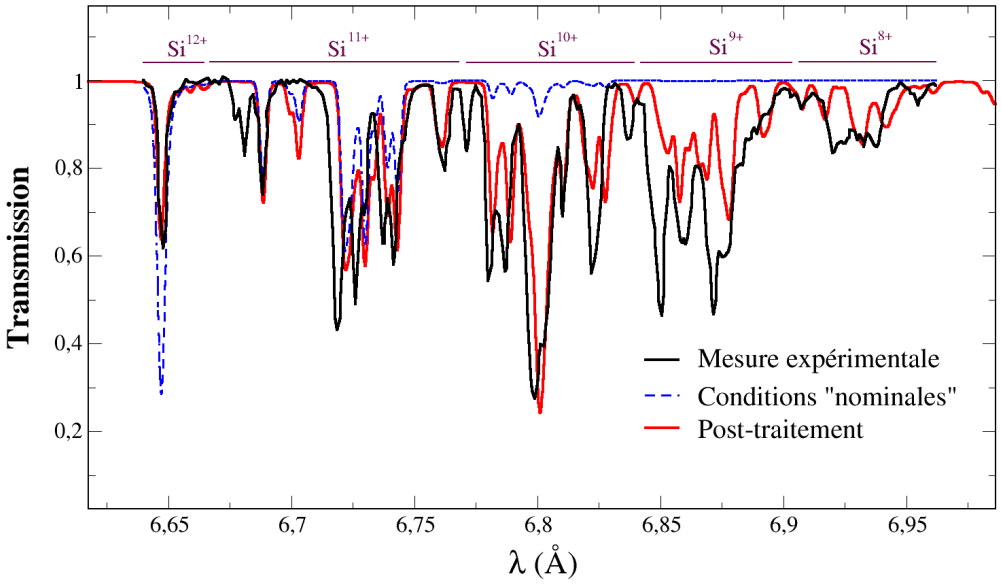


FIGURE 13.3 – Comparaison du spectre synthétique en transmission généré dans les conditions préconisées dans [6] (courbe bleue) à celui issu de la méthode de post-traitement développé au cours de la thèse (courbe rouge).

En intégrant temporellement le signal transmis sur toute la durée de la simulation et à travers chacune des mailles du plasma, SAPHyR génère le spectre rouge de la figure 13.3. Il est à noter que le signal I_0, utilisé pour convertir un spectre d'absorption en un spectre en transmission, est celui de la source. Le spectre en transmission résulte donc essentiellement des signaux enregistrés lorsque la source est la plus intense, c'est à dire entre $2,5$ et $3,5$ ns. Le calcul correspond à une épaisseur initiale de $4,5$ mm, valeur voisine de celle déduite de la mesure de radiographie.
Les rapport des structures d'absorption associées aux ions Si^{12+}, Si^{11+} et Si^{10+} sont dorénavant très proches de ceux observés sur le spectre expérimental, en noir sur la même figure. En outre, les raies associées aux ions Si^{9+} et Si^{8+}, alors qu'elles étaient absentes des spectres calculés dans les conditions préconisées dans l'article de Loisel et *al* (spectre bleu en pointillés de la figure 13.3), sont désormais apparentes.

13.3 Discussion

Dans cette expérience, le plasma est bien moins dense que celui produit au LULI. On constate avec la simulation ESTHER qu'il est alors chauffé de manière plus homogène par la source radiative, comme en témoigne la figure 13.2. Les températures T_e et $T_{r\ equ}$ ainsi que la densité électronique sont, en première approximation, constantes suivant l'axe x et varient peu entre $2,5$ et $3,5$ ns.
Ce n'est donc pas tant la prise en compte de ces faibles fluctuations qui modifie la restitution du spectre en transmission mais la description du champ radiatif dans les mailles du plasma. Il est ici calculé par la simulation ESTHER, à la différence des analyses présentées dans le chapitre 7, où le champ radiatif de la source avait été utilisé comme paramètre d'entrée pour générer le spectre synthétique. Dans notre cas, l'énergie radiative maximale ne correspond pas à une température de brillance T_B de 63 eV mais à une température radiative équivalente $T_{r\ equ}$ de 45 eV. Le degré d'ionisation s'en trouve naturellement abaissé.

Bien que seule la composante Si du plasma de Si/O soit retenue, le signal expérimental est désormais reproduit de manière satisfaisante sans avoir recours, comme c'est le cas dans [6], à une densité 2 à 4 fois supérieure à celle préconisée par la mesure (voir figure 7.11). Ce résultat encourageant reste cependant à confirmer en utilisant une description plus réaliste de la source de rayonnement X et en utilisant une cible de la bonne composition.

Conclusion

Les travaux réalisés au cours de cette thèse s'inscrivent dans un contexte d'astrophysique de laboratoire où il s'agit de reproduire ou de mimer des processus et/ou des conditions pertinentes pour la description de différents objets astrophysiques. Les travaux présentés ici concernent l'étude de plasmas photoionisés tels qu'on les observe dans les systèmes binaires X, par exemple. Pour mémoire, l'analyse et l'interprétation des données atomiques observationnelles de ces systèmes, telles que des spectres enregistrés dans le domaine des rayons X, permettent de remonter à des informations sur la nature de l'attracteur massif – un trou noir ou une étoile à neutron – et sur celle de son étoile compagnon. La fiabilité de ces informations est étroitement corrélée à celle des modèles de plasmas photoionisés utilisés pour l'analyse des observations.
Dans la perspective de tester la validité de ces modèles, et antérieurement aux travaux présentés ici, une expérience a été réalisée sur l'installation Laser LULI2000 avec pour objectif de produire et caractériser correctement des plasmas photoionisés dans des conditions représentatives de systèmes astrophysiques.

Au cours de cette thèse, une plateforme numérique a été mise en œuvre pour simuler et analyser les résultats de mesure déduits des différents diagnostics utilisés ainsi que les spectres enregistrés dans le domaine X. Elle associe un code d'hydrodynamique-radiative (HR) bi-dimensionnel, le code FCI2, pour simuler la source de rayonnement, produite par une cavité radiative, et un code HR mono-dimensionnel, le code ESTHER, pour décrire la mise en condition de plasmas photoionisés à partir d'un jet de gaz de néon supersonique.
Le développement de cette plateforme a nécessité l'implémentation d'un modèle de physique atomique quantique, SAPHyR, dans le code ESTHER afin de décrire le comportement hors-équilibre des plasmas générés. Les principales caractéristiques de ce modèle atomique ont été présentées. Afin de juger de son potentiel, les prédictions de ce modèle ont été confrontées à un certain nombre de résultats précédemment publiés concernant des plasmas photoionisés créés en laboratoire sur des installations différentes de celle du LULI2000. Il ressort de ces comparaison que les

options retenues dans le modèle SAPHyR, tant pour le calcul de la cinétique atomique que pour celui des propriétés spectrales, sont pertinentes.
Concernant spécifiquement l'expérience du LULI, on retiendra que la simulation FCI2 de la source du rayonnement est maitrisée, comme l'indique le très bon accord entre le calcul du maximum de la température radiative équivalente de la source et celle déduite d'une mesure VISAR. On retiendra également que le couplage des codes ESTHER et SAPHyR offre une modélisation réaliste des milieux mis en œuvre. En particulier, les paramètres plasmas relevés au maximum de l'intensité de la source radiative sont cohérents avec ceux déduits d'une analyse spectroscopique détaillée indépendante.
La comparaison des spectres synthétiques résultants du post-traitement d'une simulation 1D avec la mesure indique toutefois que la température électronique est sous-estimée au maximum de l'intensité du rayonnement, tandis qu'elle semble surestimée quelques instants plus tard, lorsque la cavité radiative n'est plus alimentée.

Il ressort finalement de cette étude que le recours à une simulation d'hydrodynamique radiative est indispensable pour l'interprétation des spectres des plasmas photoionisés et que la simple connaissance des caractéristiques de la source radiative est insuffisante. Par ailleurs, il est à noter que le paramètre de photoionisation des plasmas produits lors de ces expériences reste d'un ordre de grandeur inférieur à ceux que l'on peut rencontrer dans les disques d'accrétion de noyaux actifs de galaxie ou de systèmes binaires X. Néanmoins, des installations de très haute énergie, telle que le Laser Mega Joule, présente un grand potentiel pour générer des sources photoionisante plus intenses sur des durées dépassant la dizaine de nanosecondes. En exportant le principe de l'expérience du LULI sur ce type d'installation, on devrait être en mesure de générer des plasmas dans des conditions encore plus proches de celles d'un disque d'accrétion.

Bibliographie

[1] Anuradha Koratkar and Omer Blaes. Invited review : The ultraviolet and optical continuum emission in active galactic nuclei : The status of accretion disks. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111(755) :1–30, jan 1999.

[2] Martin J. Rees. Black hole models for active galactic nuclei. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22(1) :471–506, 1984.

[3] Robert Antonucci. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *ARAA*, 31 :473–521, January 1993.

[4] J.E. Bailey, D. Cohen, G.A. Chandler, M.E. Cuneo, M.E. Foord, R.F. Heeter, D. Jobe, P. Lake, D.A. Liedahl, J.J. MacFarlane, T.J. Nash, D. Nielson, R. Smelser, and W.A. Stygar. Neon photoionization experiments driven by Z-pinch radiation. *JQSRT*, 71(2) :157 – 168, 2001. Radiative Properties of Hot Dense Matter.

[5] Y. Morita and H. Nishimura and Y. Ochi and K. Fujita and M. Fukao and M. Suzuki and T. Kawamura and H. Daido and H. Takabe. Model calculations and experiments on photoionized plasmas in relevant to laboratory astrophysics. *JQSRT*, 71(2) :519 – 529, 2001. Radiative Properties of Hot Dense Matter.

[6] G. P. Loisel, J. E. Bailey, D. A. Liedahl, C. J. Fontes, T. R. Kallman, T. Nagayama, S. B. Hansen, G. A. Rochau, R. C. Mancini, and R. W. Lee. Benchmark experiment for photoionized plasma emission from accretion-powered x-ray sources. *Phys. Rev. Lett.*, 119 :075001, Aug 2017.

[7] Hans R. Griem. Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy. *Phys. Rev.*, 131 :1170–1176, Aug 1963.

[8] C. De Michelis and M. Mattioli. Soft-x-ray spectroscopic diagnostics of laboratory plasmas. *Nuclear Fusion*, 21(6) :677–754, jun 1981.

[9] C.F. Fischer and D.R. Hartree. *The Hartree-Fock Method for Atoms : A Numerical Approach*. A Wiley-Interscience publication. Wiley, 1977.

[10] R. D. Cowan. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. Los Alamos Series in Basic and Applied Sciences. University of California Press, Ltd., Berkeley, 1981.

[11] J. D. Talman and W. F. Shadwick. Optimized effective atomic central potential. *Phys. Rev. A*, 14 :36–40, Jul 1976.

[12] G. Faussurier and Ch. Blancard. Degeneracy and relativistic microreversibility relations for collisional-radiative equilibrium models. *Phys. Rev. E*, 95 :063201, Jun 2017.

[13] M.S. Pindzola, D.C. Griffin, and C. Bottcher. *Atomic processes in electron-ion and ion-ion collisions*, chapter "Electron-ion collisions in the average-configuration distorted-wave approximation", page 75. NATO ASI, Series B, vol. 145 (New York, Plenum), 1987.

[14] R.E.H. Clark and J. Abdallah Jr. Atomic and plasma–material interaction data for fusion.

[15] J. Bruneau. Correlation and relaxation effects in ns2-nsnp transitions. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 17(15) :3009–3028, Aug 1984.

[16] D L Moores, L B Golden, and D H Sampson. Ionisation from the 3p and 3d sublevels of highly charged ions. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 13(2) :385–395, jan 1980.

[17] B. Armstrong. Radiative properties of high temperature air. *JQRST*, 1(2) :143–162, Nov 1961.

[18] J. C. Stewart and K. D. Pyatt, Jr. Lowering of Ionization Potentials in Plasmas. *APJ*, 144 :1203, Jun 1966.

[19] A. I. Carlos. A plea for a reexamination of ionization potential depression measurements. *HEDP*, 12 :5 – 11, 2014.

[20] P. Debye and E. Hückel. Zur theorie der elektrolyte. i. gefrierpunktserniedrigung und verwandte erscheinungen. *Physikalische Zeitschrift*, 24(185) :305, 1923.

[21] G. Faussurier. *Traitement statistique des proprietes spectrales des plasmas a l'equilibre thermodynamique local dans le cadre du modele hydrogenique ecrante*. PhD thesis, 1996. Thèse de doctorat dirigée par J.C. Gauthier, Physique Palaiseau, Ecole polytechnique 1996.

[22] M. J. Seaton, Y. Yan, D. Mihalas, and A. K. Pradhan. Opacities for stellar envelopes. *MNRAS*, 266(4) :805–828, Feb 1994.

[23] G. Faussurier and Ch. Blancard. Asymptotic regimes for the electrical and thermal conductivities in dense plasmas. *PoP*, 22(4) :042701, 2015.

[24] D. Mihalas and B. W. Mihalas. *Foundations of radiation hydrodynamics*. 1984.

[25] C. Bauche-Arnoult, J. Bauche, and M. Klapisch. Variance of the distributions of energy levels and of the transition arrays in atomic spectra. iii. case of spin-orbit-split arrays. *Phys. Rev. A*, 31 :2248–2259, Apr 1985.

[26] C.B. Tarter, W.H. Tucker, and E.E. Salpeter. The Interaction of X-Ray Sources with Optically Thin Environments. *ApJ*, 156 :943, Jun 1969.

[27] B.A. Remington, R.P. Drake, and D.D. Ryutov. Experimental astrophysics with high power lasers and *Z* pinches. *Rev. Mod. Phys.*, 78 :755–807, Aug 2006.

[28] D.A. Liedahl. X-ray photoionized plasmas in space and in the laboratory. *Astrophys. Space Sci.*, 336 :251–256, Nov 2011.

[29] A.C. Brinkman, J.S. Kaastra, R. L. J. van der Meer, A. Kinkhabwala, E. Behar, S. M. Kahn, F. B. S. Paerels, and M. Sako. The soft X-ray spectrum from NGC 1068 observed with LETGS on *Chandra*. *A&A*, 396 :761–772, Dec 2002.

[30] T. Kallman, Daniel A. Evans, H. Marshall, C. Canizares, A. Longinotti, M. Nowak, and N. Schulz. A CENSUS OF x-RAY GAS IN NGC 1068 : RESULTS FROM 450 ks ofCHANDRAHIGH ENERGY TRANSMISSION GRATING OBSERVATIONS. *The Astrophysical Journal*, 780(2) :121, dec 2013.

[31] W. Ishibashi and T. J.-L. Courvoisier. X-ray power law spectra in active galactic nuclei. *A&A*, 512 :A58, Apr 2010.

[32] Séverine Coupé. *Modélisation des régions émissives autour des trous noirs dans les noyaux actifs de galaxies*. PhD thesis, 2002. Thèse de doctorat dirigée par Artru, Marie-Christine et Boisson, Catherine Sciences. Astrophysique Lyon 1 2002.

[33] D. R. Wilkins and L. C. Gallo. The Comptonization of accretion disc X-ray emission : consequences for X-ray reflection and the geometry of AGN coronae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 448(1) :703–712, 02 2015.

[34] I. M. Hall, T. Durmaz, R. C. Mancini, J. E. Bailey, G. A. Rochau, I. E. Golovkin, and J. J. MacFarlane. Absorption spectroscopy of a laboratory photoionized plasma experiment at z. *PoP*, 21(3) :031203, 2014.

[35] Lawrence H. Aller. *Astrophysics. The atmospheres of the sun and stars*. 1963.

[36] R. Coldwell and G. Bamford. The theory and operation of spectral analysis using ROBFIT. Jan 1991.

[37] J. J. Macfarlane, I. E. Golovkin, and P. R. Woodruff. HELIOS-CR A 1-D radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling. *JQSRT*, 99(1-3) :381–397, May 2006.

[38] J.J. Macfarlane, I.E Golovkin, P.R. Woodruff, D.R. Welch, B.V. Oliver, T.A Mehlhorn, and R.B. Campbell. Simulation of the ionization dynamics of aluminium irradiated by intense short-pulse lasers. In *Proceedings of Inertial Fusion and Sciences Applications*, pages 457–460. American Nuclear Society, 2003.

[39] G. J. Ferland, K. T. Korista, D. A. Verner, J. W. Ferguson, J. B. Kingdon, and E. M. Verner. CLOUDY 90 : Numerical simulation of plasmas and their spectra. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110(749) :761–778, Jul 1998.

[40] M. E. Foord, R. F. Heeter, P. A. M. van Hoof, R. S. Thoe, J. E. Bailey, M. E. Cuneo, H.-K. Chung, D. A. Liedahl, K. B. Fournier, G. A. Chandler, V. Jonauskas, R. Kisielius, L. P. Mix, C. Ramsbottom, P. T. Springer, F. P. Keenan, S. J. Rose, and W. H. Goldstein. Charge-state distribution and doppler effect in an expanding photoionized plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :055002, Jul 2004.

[41] M. Klapisch, J. L. Schwob, B. S. Fraenkel, and J. Oreg. The 1s-3p kβ-like x-ray spectrum of highly ionized iron. *J. Opt. Soc. Am.*, 67(2) :148–155, Feb 1977.

[42] S. J. Rose. The non-LTE excitation/ionization code GALAXY. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 31(9) :2129–2144, May 1998.

[43] H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko, and R.W. Lee. Flychk : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *HEDP*, 1(1) :3 – 12, 2005.

[44] S. J. Rose, P. A. M. van Hoof, V. Jonauskas, F. P. Keenan, R. Kisielius, C. Ramsbottom, M. E. Foord, R. F. Heeter, and P. T. Springer. Calculation of photoionized plasmas with an average-atom model. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37(17) :L337–L342, Aug 2004.

[45] J.J. MacFarlane. VISRAD A 3-D view factor code and design tool for high-energy density physics experiments. *JQSRT*, 81(1) :287 – 300, 2003. Radiative Properties of Hot Dense Matter.

[46] R. C. Mancini, T. E. Lockard, D. C. Mayes, I. M. Hall, G. P. Loisel, J. E. Bailey, G. A. Rochau, J. Abdallah, I. E. Golovkin, and D. Liedahl. X-ray heating

and electron temperature of laboratory photoionized plasmas. *Phys. Rev. E*, 101 :051201, May 2020.

[47] C. J. Fontes, H. L. Zhang, J. Abdallah Jr, R. E. H. Clark, D. P. Kilcrease, J. Colgan, R. T. Cunningham, P. Hakel, N. H. Magee, and M. E. Sherrill. The los alamos suite of relativistic atomic physics codes. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 48(14) :144014, May 2015.

[48] T. Kallman and M. Bautista. Photoionization and high-density gas. *ApJ Supplement Series*, 133(1) :221–253, Mar 2001.

[49] H. Takabe, M. Yamanaka, K. Mima, C. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Jitsuno, T. Norimatsu, M. Takagi, H. Nishimura, M. Nakai, T. Yabe, T. Sasaki, K. Yoshida, K. Nishihara, Y. Kato, Y. Izawa, T. Yamanaka, and S. Nakai. Scalings of implosion experiments for high neutron yield. *The Physics of Fluids*, 31(10) :2884–2893, 1988.

[50] F. Wang, S. Fujioka, H. Nishimura, D. Kato, Y. Li, G. Zhao, J. Zhang, and H. Takabe. Experimental evidence and theoretical analysis of photoionized plasma under x-ray radiation produced by an intense laser. *PoP*, 15(7) :073108, 2008.

[51] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, and J. Oreg. Hullac, an integrated computer package for atomic processes in plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 71(2) :169–188, 2001. Radiative Properties of Hot Dense Matter.

[52] S. Fujioka, H. Takabe, N. Yamamoto, D. Salzmann, F. Wang, H. Nishimura, Y. Li, Q. Dong, S. Wang, Y. Zhang, Y. Rhee, Y. Lee, J. Han, M. Tanabe, T. Fujiwara, Y. Nakabayashi, G. Zhao, J. Zhang, and K. Mima. X-ray astronomy in the laboratory with a miniature compact object produced by laser-driven implosion. *Nature physics*, 5 :821–825, 2009.

[53] F. L. Wang, D. Salzmann, G. Zhao, H. Takabe, S. Fujioka, N. Yamamoto, H. Nishimura, and J. Zhang. Time-dependent simulation of photoionized plasma created by laboratory blackbody radiator. *ApJ*, 706(1) :592–598, Nov 2009.

[54] E.G. Hill and S.J. Rose. Modelling photoionised plasma experiments. *HEDP*, 5(4) :302 – 306, 2009.

[55] J. Garcia and T. R. Kallman. X-ray reflected spectra from accretion disk models. I. Constant density atmospheres. *ApJ*, 718(2) :695–706, Jul 2010.

[56] S. White, R. Irwin, J. R. Warwick, G. F. Gribakin, G. Sarri, F. P. Keenan, D. Riley, S. J. Rose, E. G. Hill, G. J. Ferland, B. Han, F. Wang, and G. Zhao. Production of photoionized plasmas in the laboratory with x-ray line radiation. *Phys. Rev. E*, 97 :063203, Jun 2018.

[57] L. Young, E. P. Kanter, B. Krässig, Y. Li, A. M. March, S. T. Pratt, R. Santra, S. H. Southworth, N. Rohringer, L. F. DiMauro, G. Doumy, C. A. Roedig, N. Berrah, L. Fang, M. Hoener, P. H. Bucksbaum, J. P. Cryan, S. Ghimire, J. M. Glownia, D. A. Reis, J. D. Bozek, C. Bostedt, and M. Messerschmidt. Femtosecond electronic response of atoms to ultra-intense X-rays. *Nature*, 466 :56–61, Jul 2010.

[58] V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, and F. Amiranoff. Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets. *Review of Scientific Instruments*, 71(6) :2329–2333, 2000.

[59] S. Semushin and V. Malka. High density gas jet nozzle design for laser target production. *Review of Scientific Instruments*, 72(7) :2961–2965, 2001.

[60] N. Lemos, N. Lopes, J. M. Dias, and F. Viola. Design and characterization of supersonic nozzles for wide focus laser-plasma interactions. *Review of Scientific Instruments*, 80(10) :103301, 2009.

[61] Edouard Nottet. *La physique radiative dans les plasmas laser : application à la fusion inertielle*, 2015.

[62] A fast and light library for gpu-based computation.

[63] B. Barbrel. *La diffusion Thomson X comme diagnostic pour les plasmas denses et tièdes.* . Theses, Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique, December 2009.

[64] R. E. Olson, D. K. Bradley, G. A. Rochau, G. W. Collins, R. J. Leeper, and L. J. Suter. Time-resolved characterization of hohlraum radiation temperature via interferometer measurement of quartz shock velocity. *Review of Scientific Instruments*, 77(10) :10E523, 2006.

[65] Grégoire Debras. *Etude expérimentale du séquencement des chocs pour la Fusion par Confinement Inertiel*. PhD thesis, 2012. Thèse de doctorat dirigée par Koenig, Michel Physique Palaiseau, Ecole polytechnique 2012.

[66] H. H. Zwick and G. G. Shepherd. Defocusing a wide-angle michelson interferometer. *Appl. Opt.*, 10(11) :2569–2571, Nov 1971.

[67] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, 1972.

[68] S. Laffite, S. D. Baton, P. Combis, J. Clerouin, M. Koenig, V. Recoules, C. Rousseaux, and L. Videau. Velocity interferometer blanking due to preheating in a double pulse planar experiment. *Physics of Plasmas*, 21(8) :082705, 2014.

[69] C. Reverdin, F. Thais, G. Loisel, and M. Bougeard. X-ray crystal spectrometer for opacity measurements in the 8–18 Å spectral range at the luli laser facility. *Review of Scientific Instruments*, 81(10) :10E327, 2010.

[70] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, , and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), Online. Available : https ://physics.nist.gov/asd 2017, April 9. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2019.

[71] A. Decoster. *1fluid equations and transport coefficient of plasmas*. Masson, 1997.

[72] E. Hill and S. Rose. Photoionized astrophysical plasmas in the laboratory. *PoP*, 17(10) :103301, 2010.

[73] E. Buresi, J. Coutant, R. Dautray, M. Decroisette, B. Duborgel, P. Guillaneux, J. Launspach, P. Nelson, C. Patou, J. M. Reisse, and et al. Laser program development at cel-v : overview of recent experimental results. *Laser and Particle Beams*, 4(3-4) :531–544, 1986.

[74] Simon Bardy. *Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés*. PhD thesis, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Berthe, Laurent et Videau, Laurent Mécanique-matériaux Paris, ENSAM 2017.

[75] S. Bardy, B. Aubert, T. Bergara, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, Y. Rouchausse, and L. Videau. Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications. *Optics & Laser Technology*, 124 :105983, 2020.

[76] G. P. Schurtz, Ph. D. Nicolaï, and M. Busquet. A nonlocal electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes. *Physics of Plasmas*, 7(10) :4238–4249, 2000.

[77] C. Bowen and P. Kaiser. Dielectronic recombination in au ionisation temperature calculations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 81(1) :85 – 95, 2003. Radiative Properties of Hot Dense Matter.

[78] G. Faussurier, C. Blancard, P. Combis, A. Decoster, and L. Videau. Electronic transport coefficients in plasmas using an effective energy-dependent electron-ion collision-frequency. *Physics of Plasmas*, 24(10) :102701, 2017.

[79] Michael F Modest. Chapter 15 - approximate solution methods for one-dimensional media. In Michael F Modest, editor, *Radiative Heat Transfer (Third Edition)*, pages 480 – 494. Academic Press, Boston, third edition edition, 2013.

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Ondes et matière (EDOM)

Titre : Analyse spectroscopique et simulation numérique d'une expérience de plasma de néon photoionisé

Mots clés : Plasmas photoionisés, Astrophysique de laboratoire, Spectroscopie X, Simulation d'hydrodynamique-radiative

Résumé : Dans les binaires X ou les noyaux actifs de galaxie, l'accrétion de matière sur l'objet compact et massif libère un rayonnement extrêmement intense qui photoionise le gaz environnant. Disposant d'installations à haute puissance, nous reproduisons aujourd'hui en laboratoire des plasmas photoionisés représentatifs de ces disques d'accrétion.

Au cours de cette thèse, une plateforme numérique a été développée pour interpréter les résultats d'expériences de plasmas photoionisés produits en laboratoire. Pour évaluer sa fiabilité, la modélisation d'une expérience réalisée sur l'installation LULI2000 a, pour la première fois, été élaborée. La restitution des différents spectres enregistrés est réalisée grâce au post-traitement des données calculées par une simulation d'hydrodynamique-radiative. Dans un souci de cohérence, le même modèle de calcul de la cinétique atomique est utilisé dans la simulation et pour la restitution des spectres détaillés. La physique atomique y est traitée par un formalisme quantique, où les populations ioniques peuvent être décrites par une représentation plus ou moins riche de la structure atomique. Cette étude démontre qu'on ne peut faire l'économie d'une simulation d'hydrodynamique radiative pour interpréter les spectres des plasmas photoionisés.

Title : Spectroscopic analysis and numerical simulation of a photoionized neon plasma experiment

Keywords : Photoionized plasmas, Laboratory astrophysics, X-ray spectroscopy, Hydrodynamic-radiative simulation

Abstract : In the case of X-ray binaries or active galaxy nuclei, the accretion of matter on the compact and massive object releases extremely intense radiation which photoionizes the surrounding gas. With high-power facilities, we are now reproducing in the laboratory photoionized plasmas that are representative of these accretion discs.

During this thesis, a numerical platform was developed to interpret the results of photoionized plasma experiments produced in the laboratory. To assess its reliability, the modeling of an experiment carried out on the LULI2000 installation was, for the first time, developed. The restitution of the recorded spectra is carried out by post-processing calculated data from hydrodynamic-radiative simulation. For the sake of consistency, the same atomic kinetic model is used both in the simulation and for the restitution of detailed spectra. Atomic physics is treated by a quantum formalism, where ionic populations can be described by a more or less detailed atomic structure representation. This study demonstrates that radiative-hydrodynamic simulation is required for the interpretation of spectra from photoionized plasmas.