



**HAL**  
open science

# Caractérisation hydrodynamique et spectroscopique de plasmas de carbone, aluminium et germanium produits par impulsion laser picoseconde

Ambra Morana

► **To cite this version:**

Ambra Morana. Caractérisation hydrodynamique et spectroscopique de plasmas de carbone, aluminium et germanium produits par impulsion laser picoseconde. Physique [physics]. Institut Polytechnique de Paris, 2021. Français. NNT : 2021IPPAX032 . tel-03371355

**HAL Id: tel-03371355**

**<https://theses.hal.science/tel-03371355>**

Submitted on 8 Oct 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.



INSTITUT  
POLYTECHNIQUE  
DE PARIS

NNT : 2021IPPAX032

Thèse de doctorat



# Caractérisation hydrodynamique et spectroscopique de plasmas de carbone, aluminium et germanium produits par impulsion laser picoseconde

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris  
préparée à École polytechnique

École doctorale n°626 de l'Institut Polytechnique de Paris (ED IP-Paris)  
Spécialité de doctorat : Physique - Optique, Laser et Plasma

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 26 mai 2021, par

**AMBRA MORANA**

Composition du Jury :

Annie Klisnick Directrice de recherche, Université de Paris XI, Paris-Sud (ISMO)	Président
Dimitri Batani Professeur des universités, Université de Bordeaux (CELIA)	Rapporteur
Gilles Maynard Directeur de recherche, Université de Paris XI, Paris-Sud (LPGP)	Rapporteur
Stefan Hüller Directeur de recherche, École Polytechnique (CPHT)	Examineur
Jean-Christophe Pain Chargé de recherche, CEA-DAM	Examineur
Serena Bastiani-Ceccotti Professeure, École Polytechnique (LULI)	Directeur de thèse



# Remerciements

Quelques mots en deux langues pour remercier tous ceux qui ont rendu ce travail possible.

Il più grande ringraziamento va alla mia direttrice di tesi, Serena, per avermi accolto a partire dallo stage della magistrale. Sei stata un punto di riferimento : mi hai dato piena fiducia e libertà nella mia ricerca pur essendo sempre presente e vigile, aiutandomi a chiarire le idee quando non riuscivo a vederci chiaro. Grazie di aver capito e di avermi ascoltato e supportato nei momenti bui di questi anni.

Je tiens à remercier Patrick Audebert, directeur du LULI, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et permis d'effectuer et terminer mon travail de thèse dans d'excellentes conditions

Un remerciement tout particulier à Sylvie, Sophie et Sébastien, qui ont toujours été disponibles à répondre à mes questions (et surtout pour les nombreuses répétitions des exposés). Un remerciement spécial à Elorri, pour l'inconditionnel support moral qu'elle m'a donné pendant ces trois ans et demi.

Je voudrais également remercier les membres du Jury, pour avoir lu et corrigé cette thèse.

J'adresse ensuite un remerciement à toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu avoir la chance de collaborer : d'abord Jean Christophe Pain, Franck Gilleron et Robin Piron du CEA de Bruyères pour le trois ans de réunion, calculs et campagnes expérimentales passés ensemble. Merci aussi à Alexandre Do : le postdoc meilleur de

l'univers. Celui qui m'a appris à avoir confiance en moi-même et dans mes résultats. Merci à Frédéric Thais pour tous les bons moments passés ensemble, pendant les manip d'abord, et pour ton amitié en tant que retraité après. Grazie a Tommaso per aver essere stato sempre disponibile per tutte le domande e i problemi con MULTI e NEUTRINO. Merci à Annie Klisnick pour ton aide précieux (et ton niveau laser) pendant toutes les campagnes expérimentales.

Merci à tout le personnel du LULI, secrétaires, techniciens et laseristes pour avoir rendu plus facile mon travail.

Merci à tous les thésards, postdocs et chercheurs avec lesquels on a partagé des moments en dehors du travail : grazie ad Alice per essere stata sempre positiva quando vedevo tutto nero, merci à Gabriel (tuttifrutti), Thibault, Paul et Yaniss pour avoir partagé avec moi le bureau et m'avoir supporté dans mes délires, merci à Pierre pour tous les cannelés et les pauses cafés, a Livia per le discussioni in italiano per non farsi comprendere, merci à Vincent, Bruno et Fred pour les discussions plus (ou moins) drôles à la cantine.

Un grazie enorme ai miei genitori, che mi hanno permesso di allontanarmi sempre di più da casa per continuare a studiare.

Un énorme merci à mes coéquipiers de l'aviron pour les moments passés sur ou dans l'eau glaciale du lac de l'X.

Un grand merci à mes amis de Paris : a Marco per le numerose conversazioni in italiano sulle nostre rispettive vite (amorse e non) da expat e i suoi importanti consigli su come ottenere la patente francese, à Heythem pour toutes les soirées dans ma colloc' de quartier préférée, a Chiara per la sua gioia incontenibile, à Marc pour tous les voyages faits ensemble, à Pierre pour ta folie sérieuse, à Saphir pour le chat en papier et à Cheikh pour les nombreux cadeaux.

Grazie ai miei amici italiani in italia e all'estero : a Giulia e Laura per esserci sempre in ogni momento da vent'anni a questa parte, a Giuliana per avermi parlato nonos-

tante i pregiudizi, a Sid per essere la colombella più docile del mondo nonché il mio compagno di film preferito, alle bionde (Concetta, Alessandra, Roberta e Chiara) per le uscite e i messaggi esilaranti, a Federico, Paolo e Benny per le serate a alto contenuto di alcol e le discussioni politiche. Grazie ad Anna e Giorgia, le cugine migliori del mondo, per le loro visite in Francia.

Un grazie infinito, per concludere, ai due (uomo e gatto) che hanno reso ogni momento degno di essere vissuto e ricordato, sin da quando sono entrati nella mia vita.



*"I'm waitin', waitin' on a sunny day*

*Gonna chase the clouds away*

*Waitin' on a sunny day."*

Bruce Springsteen, *Waitin' on a sunny day*





# Abréviations

ASE	Amplified Stimulated Emission
CCD	Charged-Coupled Device
CPA	Chirped Pulse Amplification
EC	Équilibre Coronal
ETC	Équilibre Thermodynamique Complet
ELFIE	Équipement Laser de Forte Intensité et Énergie
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
FCI	Fusion par Confinement Inertiel
FDI	Frequency Domain Interferometer
FWHM	Full Width Half Maximum
HETL	Hors Équilibre Thermodynamique Local
IP	Image Plate
KAP	cristal de phtalate acide de potassium
KDP	cristal de phtalate didéuterium de potassium
LULI	Laboratoire pour l'Utilisation des Laser Intenses
MULTI	MULTIgroup radiation transport in MULTIlayered foils
PET	cristal de polytéraphalate d'éthylène
PIC	Particle In a Cell
XUV	rayonnement ultraviolet extrême (eXtreme UltraViolet radiation)



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Abréviations</b>	<b>ix</b>
<b>Table des matières</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités théoriques</b>	<b>7</b>
1.1 Interaction laser-matière . . . . .	7
1.1.1 Le profil temporel de l'impulsion laser . . . . .	12
1.1.2 Mécanismes d'absorption . . . . .	14
1.2 Détente hydro-radiative du plasma . . . . .	16
1.2.1 Transfert d'énergie par collisions électrons-ions . . . . .	17
1.2.2 Transfert par conduction thermique . . . . .	21
1.2.3 Transfert radiatif . . . . .	26
1.3 Émission de rayonnement X et modèles d'équilibre . . . . .	31
1.3.1 Émission de radiation . . . . .	31
1.3.2 États d'équilibre dans un plasma . . . . .	36
<b>2 Outils expérimentaux et numériques</b>	<b>41</b>
2.1 Le Laser : ELFIE . . . . .	41

2.2	Les spectromètres . . . . .	44
2.2.1	Spectromètre à réseau à champ plan . . . . .	44
2.2.2	Spectromètre à cristal cylindrique : géométrie Von Hamos . . . . .	51
2.3	Détecteurs . . . . .	54
2.4	Diagnostic d'imagerie X : la caméra sténopé . . . . .	55
2.5	Diagnostics hydrodynamiques . . . . .	58
2.5.1	Interférométrie . . . . .	58
2.5.2	Ombroscopie . . . . .	60
2.5.3	FDI . . . . .	63
2.6	Simulations hydrodynamiques . . . . .	65
2.6.1	MULTI et MULTI-fs : description du modèle . . . . .	65
2.7	Simulation de physique atomique : PrismSPECT et SPECT3D . . . . .	69
2.7.1	Description des modèles d'équilibre . . . . .	69
<b>3</b>	<b>Étude de l'émission de couche K de l'aluminium et de couche L du germanium : campagne "ELFIE 2018"</b> . . . . .	<b>73</b>
3.1	Description du set-up expérimental . . . . .	74
3.1.1	Les cibles . . . . .	74
3.1.2	Focalisation du faisceau laser . . . . .	75
3.1.3	La caméra sténopé . . . . .	77
3.2	Résultats hydrodynamiques et comparaison avec les simulations . . . . .	79
3.2.1	Résultats de l'ombroscopie et simulations MULTI-fs : cas de l'aluminium . . . . .	79
3.2.2	Résultats de l'ombroscopie et simulations MULTI-fs : cas du germanium . . . . .	88
3.2.3	Résultats de l'ombroscopie : cas du mélange aluminium/ germanium . . . . .	93
3.3	Spectroscopie d'émission . . . . .	96

---

3.3.1	Spectres d'aluminium . . . . .	97
3.3.2	Spectres de germanium . . . . .	107
3.3.3	Spectres du mélange aluminium-germanium . . . . .	112
3.4	Conclusions . . . . .	115
<b>4</b>	<b>Étude de l'émission de couche K du carbone et de l'aluminium : campagne "ELFIE 2014"</b>	<b>119</b>
4.1	Les cibles . . . . .	120
4.2	Configuration expérimentale . . . . .	121
4.3	Caméra sténopé . . . . .	123
4.4	Résultats hydrodynamiques : interférométrie . . . . .	125
4.4.1	Résultats pour les cibles de carbone . . . . .	126
4.4.2	Résultats pour les cibles d'aluminium . . . . .	133
4.5	Spectroscopie . . . . .	136
4.5.1	Spectres de carbone . . . . .	138
4.5.2	Spectres d'aluminium . . . . .	149
4.6	Conclusions . . . . .	158
	<b>Conclusion</b>	<b>161</b>
	<b>A Exemples de simulations hydrodynamiques MULTI-fs</b>	<b>165</b>
	<b>B Exemples de simulations de cinétique atomique : PrismSPECT</b>	<b>169</b>
	<b>C DEDALE</b>	<b>171</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>175</b>



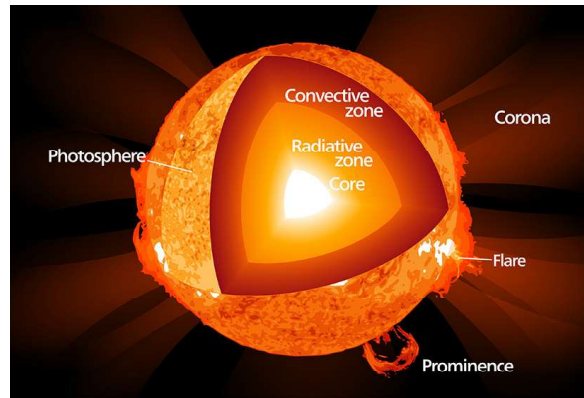
# Introduction

La spectroscopie X joue un rôle important dans le domaine des plasmas générés par laser, étant un outil crucial pour l'investigation de leurs propriétés atomiques, ainsi que de leur évolution hydrodynamique, par exemple quand l'évolution du plasma est fortement déterminée par des phénomènes de transport radiatif [peyrusse,griem97].

C'est le cas pour deux domaines très différents comme la physique stellaire et la Fusion par Confinement Inertiel (FCI). Dans le premier cas, le rôle crucial joué par certains éléments présents au sein des étoiles dans les processus de transfert radiatif depuis le coeur stellaire vers la zone de convection (voir la figure 1) a été signalé, entre autres, par Cox et Turck-Chièze [Cox (1980); Turck-Chièze et al. (2009); Turck-Chièze et al. (2013); Le Pennec et al. (2015); Rodríguez et al. (2018)]. Bien que la concentration de ces éléments à  $Z$  élevé, comme le fer, soit très basse, leur opacité demeure néanmoins importante et a un impact significatif sur ce processus.

Le but de la fusion par confinement inertiel est d'obtenir l'ignition d'une capsule de deutérium-tritium par compression homogène, au moyen d'une onde de choc. Celle-ci peut être réalisée à travers deux configurations différentes : d'une part l'attaque directe, où plusieurs faisceaux laser sont focalisés sur la couche extérieure de la capsule (composée d'un matériel ablateur); d'autre part l'attaque indirecte, où la cible est placée à l'intérieur d'une cavité en or qui, après avoir été irradiée avec un laser de puissance, émet des rayons X et XUV qui irradient la capsule. Ce rayonnement ionise le matériel ablateur et comprime le combustible nucléaire. Un schéma de la



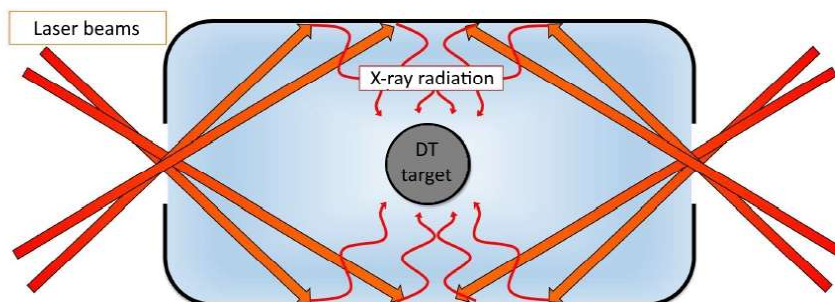


**FIGURE 1:** Représentation des couches internes et de la surface du Soleil.

configuration d'attaque indirecte est présenté en figure 2.

Pour ces deux configurations, les propriétés physiques du matériau ablateur (équation d'état, opacité, etc...) doivent être connues avec une grande précision, afin de minimiser la génération d'instabilités hydrodynamiques et le pré-chauffage de la matière, et de pouvoir déclencher la propagation d'une onde de compression suffisamment puissante pour obtenir des réactions de fusion nucléaire [Atzeni and Meyer-Ter-Vehn (2004)]. Dans le cas de l'attaque indirecte, les matériaux composant les parois internes de la cavité doivent également être étudiés, afin de connaître leur propriétés d'émission en réaction au chauffage par laser.

Ces questions peuvent être traités d'un point de vue théorique avec l'utilisation de



**FIGURE 2:** Schéma de fusion par confinement inertiel dans la configuration d'attaque indirecte.

modèles hydrodynamiques et atomiques, implémentés dans des codes. Ces derniers doivent obligatoirement être validés avant d'être considérés comme fiables. Leur pré-

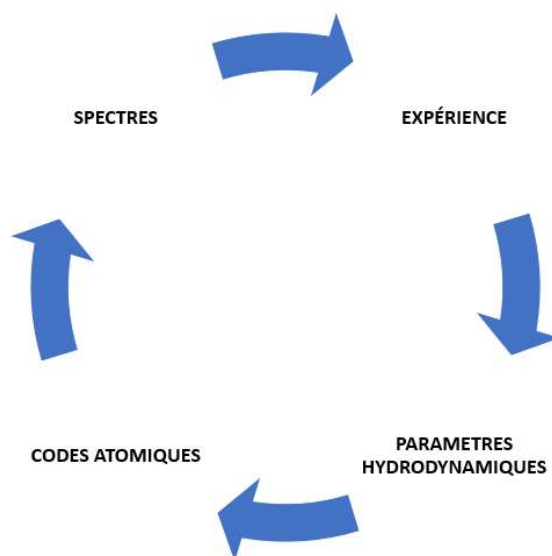
---

cision dépend donc de l'exactitude avec laquelle on arrive à évaluer les propriétés radiatives des matériaux sur lesquels se portent ces simulations. Par le passé, l'émission la plus étudiée a été celle de couche K (à savoir, de toutes les transitions d'un niveau excité  $i$  à un niveau  $j$  avec numéro quantique principal  $n = 1$ ), et notamment pour des éléments tels que l'aluminium ([Saemann et al. (1999); Eidmann et al. (2003); Hoarty et al. (2013)], entre autres). Ces travaux ont eu comme fil conducteur le calcul de rapports d'intensités de raies comme diagnostic des conditions hydrodynamiques (essentiellement température et densité électronique) du plasma. Bien que de nombreux résultats satisfaisants aient été atteints, le problème reste encore mal résolu dans certains cas de plasmas hors équilibre [Hansen et al. (2020)]. La communauté théorique utilise en effet, pour l'émission de couche K, une approche détaillée des niveaux atomiques concernés par les transitions radiatives. Ce traitement se révèle insatisfaisant lorsque on étudie des éléments de  $Z$  plus élevé, où intervient une ionisation en couche L ou M. Dans ce dernier cas, la description des niveaux et des transitions qui s'y rapportent a été effectuée de manière satisfaisante en utilisant un traitement de type statistique ([Bauche-Arnoult et al. (1979, 1982, 1985); Bauche et al. (1987)] pour n'en citer que quelques-uns). Le cas demeurant le plus problématique est donc paradoxalement celui de l'émission de couche L. En effet, le nombre de niveaux atomiques en jeu y est trop élevé pour justifier un traitement de type détaillé, mais, paradoxalement, pas suffisamment pour qu'une approche statistique soit préférable. Une démarche hybride entre ces deux approches est en développement depuis quelques années [Hansen et al. (2007)]. De cette manière, on pourra avoir à la fois la rigueur du traitement détaillé et l'ampleur du traitement statistique. De plus, lorsqu'on se trouve dans le cas de plasmas de laboratoire, il faut considérer qu'on est dans le cas de plasmas hors équilibre thermodynamique local et donc que la modélisation de la physique atomique du plasma dépend fortement du champ de rayonnement. Depuis 1996 a lieu un workshop international biennal de comparaison de codes de physique atomique HETL, qui utilisent souvent des résul-

tats issus d'expériences, dites de "benchmark" (ou validation en français) [Lee et al. (1997); Fontes et al. (2009); García Rubiano et al. (2007); Piron et al. (2017); Hansen et al. (2020)]. Dans tous les cas, et malgré l'évolution remarquable obtenue ces dernières années, le désaccord entre les différents codes reste évident pour tous les éléments [Hansen et al. (2013, 2020)]. Cela est probablement dû aux différentes approches concernant, par exemple, les pertes radiatives ou l'ionisation moyenne dans le cas des éléments à couche ouverte (pas assez d'électrons dans la couche de valence pour la compléter). En outre, les expériences de benchmark restent encore peu nombreuses. La difficulté principale réside dans la caractérisation des paramètres hydrodynamiques du plasma à travers l'utilisation de diagnostics indépendants les uns des autres. Cela permet ensuite de contraindre les simulations d'hydrodynamique radiative, et d'utiliser leur sortie comme entrée des codes de cinétique atomique. Ces derniers calculent les populations des états d'ionisation, en fonction des températures et des densités issues des simulations hydrodynamiques, et permettent d'obtenir des spectres, en tenant éventuellement compte de la réabsorption du plasma. L'enjeu d'obtenir des mesures de densité et de température, idéalement résolues en temps, et de les utiliser comme paramètres d'entrée des codes de physique atomique, dans le but d'obtenir des spectres résolus en temps illustrant l'évolution de l'émission du plasma. Ces derniers doivent en outre être comparés aux spectres expérimentaux, intégrés ou résolus en temps (voir le schéma en figure 3).

Depuis plusieurs années, un des principaux axes de recherche de notre groupe est consacré à la création d'une expérience de benchmark en régime d'interaction nanoseconde.

Les premières campagnes sur l'émission de couche M des éléments lourds [Bourgaux (2015); Bastiani-Ceccotti et al. (2015)] ainsi que celles de couche K et L [Do (2016)] sur l'installation laser LULI2000 avec des impulsions de l'ordre de la nanoseconde ont montré plusieurs limites. Tout d'abord, l'apparition de gradients latéraux dans l'expansion du plasma, mais aussi la possible présence d'électrons chauds,



**FIGURE 3:** Schéma illustrant l'approche utilisée pour l'analyse.

probablement à attribuer à l'existence de points chauds ("speckles") dans la tache focale. C'est pour cette raison qu'il a été décidé de passer à l'utilisation d'impulsions à intensité modérée ( $I \simeq 10^{15-16} \text{ W/cm}^2$ ) en régime picoseconde. Dans ce type d'interaction, la production d'électrons chauds ainsi que l'expansion hydrodynamique pendant la durée de l'interaction laser sont négligeables et conduisent à la génération d'un plasma relativement homogène, dont l'expansion hydrodynamique est limitée et donc reproductible à l'aide d'un code 1D.

Les deux campagnes expérimentales sur lesquelles nous avons basé cette thèse se sont déroulées sur l'installation ELFIE du laboratoire LULI (Palaiseau, France). Un faisceau picoseconde à intensité laser élevée ( $I = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) ou modérée ( $I = 10^{15} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) a été focalisé sur des cibles composées de matériaux à Z bas ou moyen. Des mesures d'hydrodynamique (ombroscopie ou interférométrie) ont été réalisées grâce à l'utilisation d'un faisceau sonde. Les spectres d'émission ont été enregistrés avec différents spectromètres (à réseau ou à cristal). Les résultats expérimentaux concernant les propriétés hydrodynamiques et spectroscopiques du plasma généré par laser ont été comparés aux données issues des codes d'hydrodynamique.

mique lagrangien MULTI-fs, et de plusieurs codes de cinétique atomique. L'accord entre les résultats expérimentaux et les données simulées montre la fiabilité des set-up et des codes utilisées.

Ce manuscrit est organisé comme suit :

- Le **Chapitre 1** introduit le contexte scientifique, en rappelant quelques généralités quant à l'interaction laser-matière, la détente hydro-radiative d'un plasma, l'émission X et les modèles d'équilibre.
- Le **Chapitre 2** passe en revue les outils expérimentaux et numériques utilisés lors des campagnes expérimentales. Les diagnostics d'hydrodynamique ainsi que les différents spectromètres seront décrits en détail, tout comme les codes d'hydrodynamique MULTI-fs et de cinétique atomique PrismSPECT et SPECT3D.
- Dans le **Chapitre 3**, on regarde en détail les résultats de la campagne "ELFIE 2018" portant sur l'émission de couche K de l'aluminium et l'émission de couche L de germanium, avec une parenthèse ouverte sur les résultats obtenus pour le mélange de deux éléments.
- Le **Chapitre 4** est dédié à l'analyse de la campagne "ELFIE 2014" consacrée à l'étude de l'émission de couche K de l'aluminium et du carbone.
- Le **Chapitre 5** est consacré à un résumé des résultats et leurs conséquences pour les campagnes futures.

# Chapitre 1

## Généralités théoriques

Cette première partie détaille les aspects théoriques nécessaires à l'interprétation des résultats obtenus dans le cadre de cette thèse. Nous allons présenter brièvement la génération d'un plasma par irradiation laser, en portant une attention particulière aux effets d'une éventuelle pré-impulsion. Ensuite, nous suivrons l'évolution du plasma à travers les processus hydrodynamiques et radiatifs. Enfin, nous donnerons un aperçu des mécanismes d'émission de rayonnement X d'un plasma et de ses états d'équilibre (ou non équilibre) possibles.

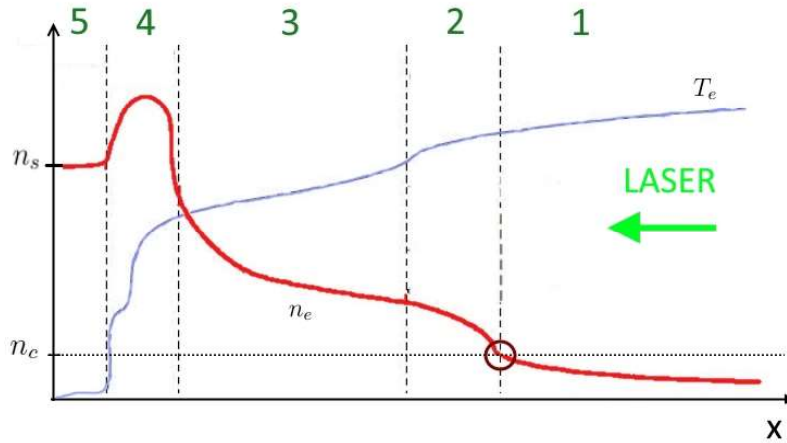
Toutes ces notions, bien que très connues par la communauté scientifique, seront nécessaires à justifier les approximations utilisées dans les codes d'hydrodynamique et de cinétique atomique.

### 1.1 Interaction laser-matière

L'interaction d'un faisceau laser à haute intensité avec un solide, un gaz ou un liquide provoque l'ionisation rapide de la cible, et génère un plasma chaud, caractérisé par des conditions extrêmes de température, responsables de la génération de rayonnement X. Afin de pouvoir analyser cette interaction, il est utile de décomposer la cible en cinq zones différentes, illustrées en figure 1.1, selon leur température et

densité électronique [Desenne et al. (1993)].

La zone 1 est la zone d'interaction entre le plasma et le laser. Elle est caractérisée



**FIGURE 1.1:** Schéma représentant la température et densité électronique d'un plasma généré par laser dans le cas d'une impulsion nanoseconde. Le laser arrive du côté droit et se propage dans le gradient de densité jusqu'à la densité critique  $n_c$ .

par une faible densité électronique et des hautes températures ( $> 0,1$  keV). Dans cette zone, appelée également couronne, en référence à la couronne solaire, la densité électronique est tellement faible que les processus radiatifs sont dominants. L'énergie laser est ici absorbée par les électrons du plasma par absorption collisionnelle (également appelée Bremsstrahlung inverse) : dans ce processus, qui sera détaillé un peu plus loin dans ce chapitre, un photon est absorbé par un électron libre, augmentant ainsi l'énergie cinétique de ce dernier. La présence d'une particule chargée à proximité de l'électron libre est nécessaire afin de conserver l'énergie et l'impulsion. La limite de cette région (indiquée par un cercle rouge en figure 1.1) se trouve là où la densité devient égale à la densité critique  $n_c$ , densité maximale pour laquelle un laser se propage dans la matière et y dépose son énergie. Celle-ci est définie à partir de la longueur d'onde du laser comme :

$$n_c[\text{cm}^{-3}] = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \simeq \frac{1.1 \times 10^{21}}{(\lambda[\mu\text{m}])^2}. \quad (1.1)$$

où  $\lambda[\mu\text{m}]$  est la longueur d'onde du faisceau laser en microns.

La zone 2, ou zone de conversion, est celle où la température est encore relativement élevée, mais où la densité est plus élevée qu'au sein de la couronne. Les électrons ayant absorbé le rayonnement laser dans la couronne déposent ici leur énergie par des processus comme l'ionisation collisionnelle ou l'excitation en couche interne. C'est grâce à ces mécanismes qu'une grande partie de l'énergie laser est ainsi convertie en rayonnement X, réduisant ainsi la température du milieu. Le rayonnement émis vers l'avant de la cible traverse la couronne sans être trop absorbé (du fait de sa faible densité électronique) et constitue une partie du spectre que l'on peut enregistrer en face avant. Le rayonnement restant chauffe les parties plus denses du plasma. À cause des faibles densités, les collisions électroniques ne sont pas suffisantes pour obtenir l'équilibre entre population différentes et la région est dite Hors Équilibre Thermodynamique Local (HETL) (traité dans le paragraphe 1.3.2).

Dans la zone 3, dite "zone d'émission", la densité est plus élevée que dans les deux couches précédentes et la température commence à décroître. Cette zone est chauffée par absorption du rayonnement X en provenance de la zone de conversion. Il s'en suit une réémission, sous la forme d'un rayonnement thermique isotrope dont la distribution spectrale est une fonction quasi-Planckienne. Une partie de celui-ci va traverser la zone de conversion, puis la couronne, avant de sortir du plasma, générant une radiation thermique de fond. L'autre partie va parcourir l'intérieur de la cible et va être réabsorbée, puis réémise, au sein de régions plus denses. Tous ces processus vont être à l'origine d'une onde de conduction radiative qui va pénétrer les couches les plus internes de la cible. À cause de nombreuses collisions électroniques (dues à la haute densité) et du fait que le rayonnement est assimilable à celui d'un corps noir, on peut considérer le plasma dans cette zone comme étant à l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) (qui sera traité dans le paragraphe 1.3.2). Cette zone existe seulement pour les éléments de numéro atomique  $Z$  élevé, pour lesquels l'absorption est suffisamment élevée. Pour les éléments de  $Z$  plus faible, la zone de



conversion et celle d'émission fusionnent dans une seule zone de conduction où le seul mécanisme de transfert d'énergie est la conduction thermique.

La zone 4 est la zone de choc, caractérisée par la propagation d'une onde de choc générée par l'expansion du plasma dans la direction de propagation du laser (due à la conservation de l'impulsion). La densité de matière y est supérieure à la densité solide initiale ( $n_s$ ), tandis que la température chute à quelques eV.

La zone 5, enfin, est la zone solide, où la cible n'a pas encore été perturbée par l'impulsion laser. Dans certains cas, néanmoins, une partie de la radiation X peut atteindre cette couche et provoquer un préchauffage.

En régime ultra-intense (lorsque l'intensité laser dépasse typiquement  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) les effets relativistes ne sont plus négligeables et l'expression de la densité critique 1.1 doit être modifiée à cause de l'apparition d'un phénomène dit de "transparence induite" : le faisceau laser se propage au delà de la densité critique classique, jusqu'à une densité  $n_{c,rel}$  qui s'exprime comme le produit entre la densité critique classique et un facteur relativiste dépendant de la longueur d'onde et de l'intensité laser, selon l'expression [Lefebvre and Bonnaud (1995)] :

$$n_{c,rel}[\text{cm}^{-3}] = n_c \sqrt{1 + \left(0.855 \cdot \lambda[\mu\text{m}] \sqrt{\frac{I}{10^{18}[\text{W}/\text{cm}^2]}}\right)^2} \quad (1.2)$$

où  $\lambda_{[\mu\text{m}]}$  est la longueur d'onde in micromètres.

Au-delà de cette densité, l'onde électromagnétique devient une onde évanescente d'amplitude décroissante sur l'épaisseur de peau,  $l_c$ , qui dépend de la densité électronique selon

$$l_c[\text{nm}] = \frac{c}{\omega_{pe}} = \frac{c}{e} \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0}{n_e}} = \sqrt{\frac{2.8 \cdot 10^{25}}{n_e[\text{cm}^{-3}]}}. \quad (1.3)$$

Cela est valable en régime classique, pour un plasma non collisionnel et  $n_e \gg n_c$  en incidence normale. En régime relativiste, il suffit de substituer  $n_e$  avec  $n_{c,rel}$ .

Dans le cas de la campagne ELFIE 2018, la densité critique relativiste calculée est

Campagne	Intensité laser [W/cm <sup>2</sup> ]	$\lambda$ [nm]	$n_c$ [cm <sup>-3</sup> ]	$n_{e,sol}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$l_c(n_c)$ [nm]	$l_c(n_{e,sol})$ [nm]	Épaisseur cible [nm]
ELFIE 2014	$5 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16}$	527	$9.84 \cdot 10^{20}$	$0.1 \cdot 10^{24}$ ( $Si_3N_4$ )	83	16 ( $Si_3N_4$ )	70-80
ELFIE 2018	$5 \cdot 10^{17}$	1057	$3.93 \cdot 10^{21}$	$0.78 \cdot 10^{24}$ (Al) $1.41 \cdot 10^{24}$ (Ge)	155	6 (Al) 4.5 (Ge)	40 – 70 – 100 – 500 (+2 $\mu m C_8H_8$ )

**TABLE 1.1:** Intensité laser moyenne, longueur d'onde, densité critique, densité solide, épaisseur de peau à densité critique, épaisseur de peau à densité solide et épaisseurs des cibles pour les deux campagnes expérimentales. Dans le cas de la campagne ELFIE 2014, l'épaisseur indiquée est l'épaisseur totale de la cible, constituée de deux couches, le matériau d'intérêt étant situé en face arrière. Pour la campagne ELFIE 2018, les épaisseurs indiquées concernent seulement la couche du matériau d'intérêt, cette fois-ci en face avant. En outre, la densité critique relativiste a été utilisée pour l'un des calculs de épaisseur de peau (campagne ELFIE 2018).

égale à  $n_{c,rel} \simeq 1.17n_c$ . Cette valeur est contenue au sein des barres d'erreur de la figure 3.11. Pour simplicité, ce sera donc la valeur de  $n_c$  à être considérée par la suite. Une fois que le plasma est généré par l'impulsion laser, celui-ci se détendra vers l'extérieur de la cible, et une onde de raréfaction se propagera vers l'intérieur, provoquant le déplacement de la position de la densité critique à la vitesse acoustique ionique  $c_s$  :

$$c_s = \sqrt{\gamma Z \frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (1.4)$$

où  $Z$  est le numéro atomique,  $T_e$  la température électronique et  $m_i$  la masse ionique. Dans le cas des deux campagnes, le laser va pouvoir chauffer la cible en profondeur par le biais des électrons libres générés en surface de la cible et qui, possédant une énergie cinétique suffisante, se propagent vers l'intérieur où ils déposent une partie de leur énergie, en chauffant et ionisant le reste de la matière à travers plusieurs mécanismes d'absorption et chauffage (ces derniers ne seront pas détaillés dans cette thèse). La manière la plus adaptée pour décrire la génération et le transport des électrons au sein du plasma après l'interaction avec le laser, en tenant compte du comportement collisionnel et collectif, est d'utiliser un code PIC (Particle In Cell). Ce type de code décrit le plasma comme un ensemble de macro-particules qui évoluent selon les lois du mouvement et de l'interaction électromagnétique. Malheureusement ce type de code n'est pas utilisable dans le cadre de cette thèse, du fait de ses très longs

temps de calcul (en moyenne 150 heures pour chaque picoseconde). Dans le cas de nos expériences, nous avons besoin d'une description de l'évolution sur quelques nanosecondes après l'impulsion principale.

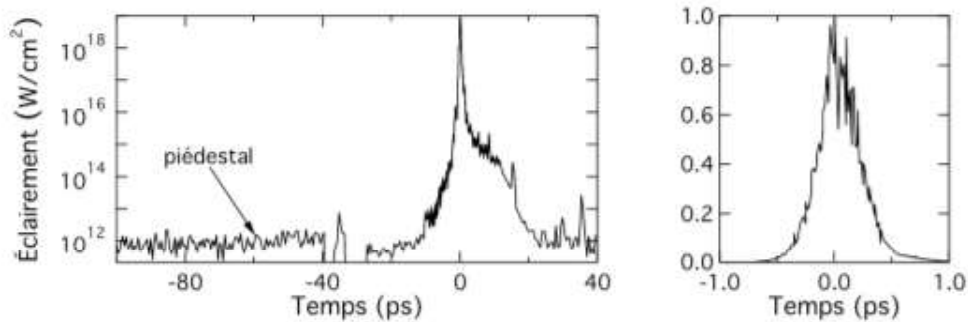
Une approche hydrodynamique a donc été préférée pour décrire la détente et le refroidissement du plasma. L'inconvénient de cette approche est la perte d'information sur les électrons chauds (supra-thermiques) présents dans le régime d'interaction à très haute intensité.

### 1.1.1 Le profil temporel de l'impulsion laser

Le profil temporel de l'impulsion laser est un point essentiel de l'expérience, car il influence l'absorption de l'énergie laser et l'extension et la durée de la source de rayonnement X. Dans le cas des lasers réels, ce profil temporel n'est pas parfaitement gaussien : cela comporte une altération de la surface de la cible solide avant l'arrivée de l'impulsion principale, en modifiant ses caractéristiques et donc les résultats des mesures. Dans ce cas, on peut faire face à deux problèmes distincts : un piédestal, durant généralement entre 0.5 et 3 ns, et une ou plusieurs pré-impulsions. Le premier est dû à l'amplification de l'émission spontanée ou ASE (Amplified Stimulated Emission), et se traduit par un signal non nul permanent à la sortie du laser. Ce piédestal résulte de l'amplification dans la cavité génératrice du laser et est problématique dans le cas d'un laser picoseconde. Un exemple de mesure de piédestal (effectué sur le laser 100TW, précurseur de l'installation ELFIE) [Perez (2010)] est donné en figure 1.2.

L'autre conséquence peut être l'apparition d'une pré-impulsion (schématisée en figure 1.3). Celle-ci peut être due à de mauvaises réflexions au sein d'un système optique et comporte l'apparition d'une ou plusieurs impulsions laser de même durée que l'impulsion principale, en amont de celle-ci.

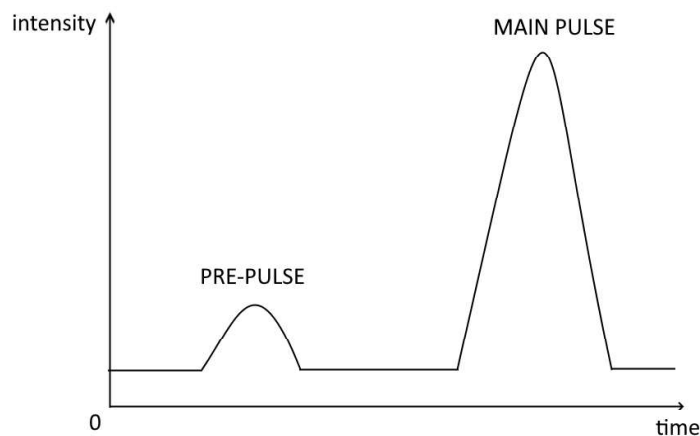
Un paramètre utile pour estimer l'importance du piédestal ou de la pré-impulsion



**FIGURE 1.2:** Exemple du piédestal précédant l'impulsion laser. Le contraste en intensité est ici d'environ  $10^7$ . La figure de gauche est en échelle logarithmique. Celle de droite en échelle linéaire. [Perez (2010)]

est le contraste, équivalent au rapport de puissance (ou intensité) entre l'impulsion laser principal et le piédestal ou la pré-impulsion.

Le gradient de densité (qui sera défini dans le paragraphe suivant) du pré-plasma



**FIGURE 1.3:** Schéma illustrant la présence d'une pré-impulsion.

(i.e. le plasma généré par la pré-impulsion) sera évidemment plus long que celui d'une cible non perturbée. La zone d'interaction peut être décalée de plusieurs microns, ce qui peut se traduire par une perturbation du front d'onde, la modification de la zone d'interaction et de l'absorption du laser.

Pour minimiser ces problèmes, une solution courante est de recourir à une conversion en fréquence. Le doublage en fréquence, par exemple, permet une augmentation quadratique du contraste. Malheureusement, malgré le recours à cette technique, les intensités atteintes pour l'impulsion laser principale dans les expériences de cette thèse sont assez élevées pour que la pré-impulsion atteigne une intensité suffisamment importante pour générer un pré-plasma bien visible à l'échelle spatiale étudiée, comme on le verra dans le chapitre 3.

### 1.1.2 Mécanismes d'absorption

Dans cette section nous allons présenter plusieurs mécanismes par lesquels l'impulsion laser peut transmettre de l'énergie aux électrons libres du plasma, leur permettant de se propager en profondeur. La longueur caractéristique du gradient de densité électronique,  $L_g$ , est définie comme

$$L_g = \frac{n_e}{|\nabla n_e|} = \frac{1}{|\nabla(\ln n_e)|} \quad (1.5)$$

où on a fait l'hypothèse d'un profil de densité exponentiel  $n_e(x) = n_{e,sol} \cdot e^{-\frac{x}{L_g}}$ .  $L_g$  est donc la longueur correspondante à une diminution d'un facteur  $1/e$  de la densité électronique.

Les principaux mécanismes d'absorption, ainsi que les conditions pour lesquels ils sont prédominants, sont :

- L'absorption collisionnelle, ou bremsstrahlung inverse, est un processus qui domine à intensités modérées ( $I \leq 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) [Mora (1982)]. Il a lieu quand un électron oscillant dans un champ électrique subit des collisions avec les ions. Ces collisions vont induire un déphasage entre le déplacement de cet électron (de vitesse  $\vec{v}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  de façon à obtenir une puissance moyenne  $\langle \vec{v} \cdot e\vec{E} \rangle$  non nulle [Milchberg et al. (1988)]). Son efficacité est limitée dans le cas de flux laser plus importants à cause de la dépendance

en  $T_e^{-3/2}$  de la fréquence de collision électron-ion (notée  $\nu_{e \rightarrow i}$  par la suite). Cela signifie que, plus l'intensité laser augmente, plus le plasma chauffe, plus la fréquence de collision baisse et donc l'onde électromagnétique est moins absorbée par les électrons.

- L'absorption résonnante est un mécanisme de transmission collective d'énergie : l'onde électromagnétique du laser excite de façon résonnante une onde plasma électronique, à proximité de la densité critique, où la pulsation plasma électronique  $\omega_{pe}$  est proche de la pulsation laser. Ce mécanisme peut avoir lieu seulement si la longueur de gradient est égale ou supérieure à l'amplitude d'oscillation des électrons dans le champ résonnant. Ce mécanisme n'est donc pas efficace pour des gradients faibles. De plus, une autre condition doit être satisfaite : il faut que le champ électrique du laser ait une composante parallèle à  $\vec{\nabla}n_e$ . Ce type d'absorption dépend de trois paramètres :  $L_g$ ,  $\theta$  et  $\lambda$ .
- Le chauffage d'écrantage, ou effet Brunel [Brunel (1987)], est un mécanisme d'absorption non collisionnelle qui se produit lorsque le champ laser propulse des électrons libres hors du plasma, en face avant de la cible, générant ainsi un champ de charge d'espace. Celui-ci produit une force de rappel qui renvoie les électrons vers la cible et, s'il est suffisamment fort, à l'intérieur de son épaisseur de peau, ou dans certains cas, encore plus à l'intérieur de la cible. Ce type de chauffage est la limite fortement non-linéaire de l'absorption résonnante [Mulser et al. (2012), Liseykina et al. (2015)]. Comme pour l'absorption résonnante, ce mécanisme est prédominant pour l'incidence oblique et gradient faible ( $L_g/\lambda \ll 1$ ).
- Le chauffage pondéromoteur, ou accélération  $\vec{j} \times \vec{B}$ , est un mécanisme d'absorption non collisionnelle dérivée de la force exercée directement par le terme magnétique de la force de Lorentz dans l'équation du mouvement de l'électron en interaction avec le champ de l'onde électromagnétique. Cette force est caractérisée par des effets non linéaires qui la rendent très importante à hautes

intensités. Comme pour le chauffage d'écrantage, ce mécanisme est efficace en présence de gradients de densité très courts.

Pour la campagne de 2018, par exemple, le flux laser utilisé est de l'ordre de  $I \cdot \lambda^2 = 5.6 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ , et les mécanismes principaux de générations d'électrons chauds pourraient être le chauffage pondéromoteur et le chauffage par écrantage.

Dans le code hydrodynamique utilisé pour cette thèse, MULTI-fs, le seul mécanisme d'absorption pris en compte est le bremsstrahlung inverse, qui n'est probablement pas dominant pour les régimes d'intensité laser en étude. Ce code reste néanmoins l'alternative plus pertinente dans ce cas, comme cela a été montré dans des conditions d'irradiation similaires aux nôtres dans [Eidmann et al. (2000)].

## 1.2 Détente hydro-radiative du plasma

Dans cette section on va d'abord se concentrer sur les mécanismes de transfert d'énergie entre particules chargées et leurs conséquences sur le chauffage de la matière.

La description du code d'hydrodynamique radiative MULTI (et de sa version fs), utilisé pendant cette thèse, pour décrire l'évolution du plasma et le refroidissement de la cible, est renvoyée au paragraphe 2.6.

Une fois que l'énergie laser est déposée par les électrons, plusieurs phénomènes de transport vont permettre le transfert de cette énergie vers les autres zones du plasma, initialement froides. On retrouve trois processus principaux :

- le transfert d'énergie par collisions des électrons avec les ions jusqu'à l'équilibre thermique,
- le transfert de la chaleur par conduction thermique,
- le transfert radiatif,

### 1.2.1 Transfert d'énergie par collisions électrons-ions

Du fait de la grande différence d'inertie entre les électrons et les ions, les électrons ont très souvent une température électronique supérieure à celle ionique. Cette différence comporte un transfert d'énergie des électrons vers les ions par le biais des collisions, jusqu'à que, localement, les températures des deux populations deviennent égales. Cette température décroît ensuite à mesure que le plasma se refroidit.

Ces collisions peuvent être décrites selon deux modèles principaux appelés Spitzer-Härm [Spitzer and Härm (1953)] et Lee-More [Lee and More (1984)]. Le premier a été développé pour un plasma peu dense et à haute température, dans le cas où les collisions sont donc peu fréquentes. Le second est une reprise du premier, valable pour des gammes élargies de densité et température.

Afin de pouvoir choisir le modèle le plus adapté à nos conditions expérimentales, on introduit un paramètre nécessaire à l'estimation de la fréquence de collision : le logarithme coulombien ( $\ln \Lambda$ ), défini par [Lee and More (1984)] :

$$\ln \Lambda \equiv \ln \left( 1 + \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

où  $b_{max}$  et  $b_{min}$  sont respectivement le paramètre d'impact maximal et minimal des collisions électron-ion dans un potentiel coulombien.

#### Modèle de Spitzer-Härm

Dans ce modèle, la fréquence de collision des électrons avec les ions  $\nu_{e \rightarrow i}$  est décrite par :

$$\nu_{e \rightarrow i} = \frac{n_i \ln(\Lambda)}{3} \cdot \left( \frac{Z^* e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^2 \cdot \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.7)$$

où  $Z^*$  est le degré d'ionisation. En fonction de ça :

$$\nu_{e \rightarrow e} \simeq \frac{1}{Z^*} \cdot \nu_{e \rightarrow i}, \quad (1.8)$$



puisque l'on considère  $n_e = Z^* n_i$  et

$$\nu_{i \rightarrow i} \simeq \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot Z^{*2} \cdot \nu_{e \rightarrow i}. \quad (1.9)$$

lorsque  $T_e \simeq T_i$ . L'inverse de ces fréquences est le temps caractéristique de ces dynamiques collisionnelles ( $\tau^{-1} = \nu$ ). En général, une fois que l'interaction laser-matière est terminée, si les temps de collisions sont inférieurs à la durée de l'impulsion, le plasma sera caractérisé par  $T_e \gg T_i$ .

$\tau_{ei}$	0.13 ps
$\tau_{ee} \simeq Z^* \tau_{ei}$	1.4 ps
$\tau_{ii} \simeq \frac{1}{Z^{*2}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \tau_{ei}$	0.24 ps
durée de l'impulsion	4 ps

**TABLE 1.2:** Temps caractéristiques des collisions, pour un plasma d'aluminium à 300 eV et  $10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> ainsi que la durée de l'impulsion pour la campagne ELFIE 2018.

Le tableau 1.2 récapitule l'ensemble des temps caractéristiques liés aux collisions ainsi que la durée d'impulsion dans le cas de la campagne ELFIE 2018, dans le cas d'un plasma d'aluminium à température égale à 300 eV et densité de masse égale à  $10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>. Tous ces temps de collisions sont inférieurs à la durée de l'impulsion laser. De plus, le temps nécessaire à l'équilibre d'énergie entre ions et électrons ( $\frac{m_i}{2m_e} \tau_{ei} \simeq 13$  ns) est beaucoup plus long que le temps de relaxation entre électrons ou entre ions. Cela signifie donc qu'on pourra considérer le plasma comme composé de deux populations, une électronique et une ionique, chacune à l'équilibre pour deux températures différentes.

Plusieurs hypothèses doivent être faites afin d'établir les formules précédentes :

- le plasma est considéré comme un gaz complètement ionisé,
- le plasma est considéré sans effets de dégénérescence ( $T_e \gg T_F(n_e)$ ),
- la population des électrons peut être décrite par une maxwellienne en énergie (ce qui donne une température électronique unique et bien définie),
- à cause de la différence de masse entre les électrons et les ions, la vitesse de

- ces derniers est négligée,
- les corrélations entre les particules sont négligées.

Les trois formules pour les fréquences de collision font apparaître le logarithme coulombien défini précédemment (équation 1.6). Dans ce contexte, les paramètres d'impact maximal et minimal sont calculés comme suit. Le premier est lié à la longueur d'écrantage coulombien du plasma, au-delà de laquelle l'électron ne ressent plus l'influence du potentiel coulombien. Cette valeur est donnée par la longueur de Debye-Hückel et s'écrit :

$$b_{max} = \lambda_{DH} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{n_e e^2}{k_B T_e \epsilon_0} + \frac{n_i Z^{*2} e^2}{k_B T_i \epsilon_0}}} \quad (1.10)$$

ou  $\lambda_{De}$  et  $\lambda_{Di}$  sont respectivement les longueurs d'écrantage électronique et ionique.  $b_{min}$  est égal au maximum entre la longueur de de Broglie  $\lambda_{dBr} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e E_K}}$  (valeur obtenue dans le cadre de la prise en compte des effets quantiques sur les électrons) et la distance d'approche minimale classique  $r_e = \frac{Z^* e^2}{4\pi\epsilon_0 E_K}$

$$b_{min} = \max(\lambda_{dBr}, r_e). \quad (1.11)$$

Le logarithme coulombien dans le cas du modèle de Spitzer-Härm devient donc

$$\ln \Lambda = \ln \left( \sqrt{1 + \frac{\lambda_{DH}^2}{\max(\lambda_{dBr}, r_e)^2}} \right) \quad (1.12)$$

et, à haute température et faible densité, se simplifie en  $\ln \Lambda \simeq \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$ . Dans le cas d'un plasma d'aluminium à une température de 300 eV et une densité de masse de  $10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>,  $\ln \Lambda \simeq 3.6$ . Pour un plasma de germanium à 500 eV et  $10^{-4}$  g/cm<sup>3</sup>,  $\ln \Lambda \simeq 4.6$ .

### Modèle de Lee-More

Le modèle de Lee-More complète celui de Spitzer-Härm, en cas de basse température et/ou haute densité, où les effets de dégénérescence et de couplage sont importants.

Dans ce modèle, s'appuyant sur un travail numérique, le logarithme coulombien est limité pour être toujours au moins égal à 2,

$$\ln \Lambda = \max \left( 2, \ln \left( \sqrt{1 + \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right)^2} \right) \right). \quad (1.13)$$

Dans ce modèle, le paramètre d'impact minimal est égal à celui obtenu par le modèle de Spitzer-Härm, mais en prenant une énergie cinétique égale à l'énergie de Fermi en cas de dégénérescence. Quant au paramètre d'impact maximal, celui-ci est doublement modifié, en premier lieu par la prise en compte des effets de dégénérescence sous la forme de la température de Fermi ( $T_F = \frac{R_y \cdot (3\pi^2 a_0^3)^{2/3}}{k_B} \cdot n_e^{2/3}$ , avec  $R_y$  constante de Rydberg  $R_y = hc \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c}$  et  $a_0 = \frac{4\pi \epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2}$  le radius de Bohr) et en deuxième lieu par la prise en compte de sa contribution à la longueur d'écrantage électronique :

$$\lambda_{DH} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{n_e e^2}{k_B \sqrt{T_e^2 + T_F^2} \epsilon_0} + \frac{n_i Z^* e^2}{k_B T_i \epsilon_0}}} \quad (1.14)$$

qui se réduit à la formule 1.10 dans le cas non dégénéré ( $T_e \gg T_F$ ). Le paramètre d'impact maximal est donc égal au maximum entre cette longueur et, du fait de la prise en compte des effets de corrélation pour les plasmas à basse température et/ou haute densité, la dimension caractéristique correspondante au volume occupé par un seul ion au sein du plasma de densité ionique  $n_i$ ,  $R_i = (\frac{4}{3} n_i \pi)^{-1/3}$

$$b_{max} = \max(\lambda_{DH}, R_i). \quad (1.15)$$

Le logarithme coulombien dans le cadre du modèle de Lee-More devient donc égal à

$$\ln \Lambda = \max \left( 2, \ln \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\max(\lambda_{DH}, R_i)}{\max(\lambda_{dBr}, r_e)} \right)^2} \right) \right). \quad (1.16)$$

La fréquence de collision électron-ion est, elle aussi, modifiée, à cause des effets de dégénérescence, et on trouve :

$$\nu_{e \rightarrow i} = \frac{n_i \ln(\Lambda)}{3} \cdot \left( \frac{Z^* e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^2 \cdot \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{1}{\left( 1 + \left( -\frac{\mu}{k_B T_e} \right) \right) \cdot F_{1/2} \left( -\frac{\mu}{k_B T_e} \right)} \quad (1.17)$$

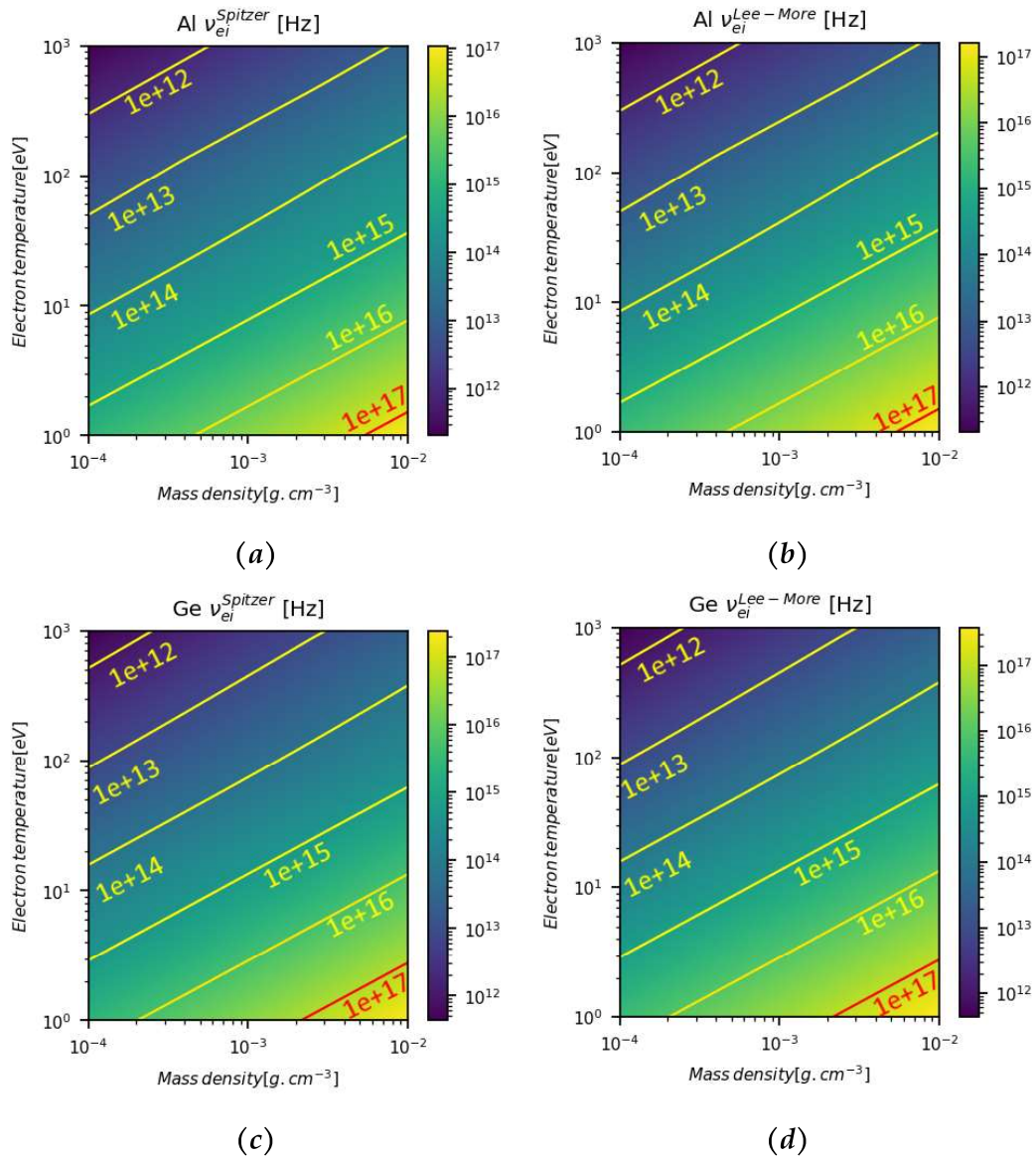
où  $\mu$  est le potentiel chimique des électrons, exprimé en fonction de  $T_e$  et  $T_F$  [Atzeni and Meyer-Ter-Vehn (2004)], et où  $F_i \left( -\frac{\mu}{k_B T_e} \right)$  est l'intégrale de Fermi-Dirac, équivalente au moment d'ordre  $i$  de la distribution de Fermi-Dirac

$$F_i \left( -\frac{\mu}{k_B T_e} \right) = \int_0^{+\infty} \frac{t^i}{1 + \exp \left( t - \frac{\mu}{k_B T_e} \right)} dt. \quad (1.18)$$

Afin de déterminer quelle approche est la plus appropriée dans le contexte de nos expériences, nous avons tracé la fréquence de collision en fonction de la température et de la densité, dans le cas de l'aluminium et du germanium. Comme nous pouvons le voir dans la figure 1.4 , pour des densités faibles comme celles mesurées lors de nos expériences, les deux modèles donnent des résultats similaires. Pour des raisons liées aux temps de calcul, ce sera donc le modèle de Spitzer qui sera utilisé dans les simulations réalisées avec le code d'hydrodynamique MULTI-fs.

### 1.2.2 Transfert par conduction thermique

La conduction thermique est un mécanisme qui conduit à l'égalité des températures entre toutes les particules du plasma, à la différence de la thermalisation électrons-ions qui ne garantit que localement l'égalité de température entre populations de particules différentes. Ce mécanisme prend la forme d'un flux de chaleur



**FIGURE 1.4:** Calculs illustrant la comparaison de la fréquence de collision électron-ion dans le cas du modèle de Spitzer-Härm et de Lee-More dans le cas des températures et densités de la campagne ELFIE 2018 pour le cas de l'aluminium (a), (b) et du germanium (c),(d). Pour mieux identifier le code couleur, des contours iso-fréquence  $\gamma$  sont tracés.

$\vec{q} = -k\vec{\nabla}T$  (où  $k$  est la conductivité thermique du plasma et  $\vec{\nabla}T$  le gradient de température) allant des zones les plus chaudes vers les plus froides, et contribuant à uniformiser la température d'abord à l'échelle microscopique, puis sur la totalité du plasma.

Deux modèles physiques interviennent dans l'expression de la conductivité, selon l'approximation faite sur la fréquence de collision, détaillée dans la section précé-

dente.

### Conductivité thermique de Spitzer-Härm

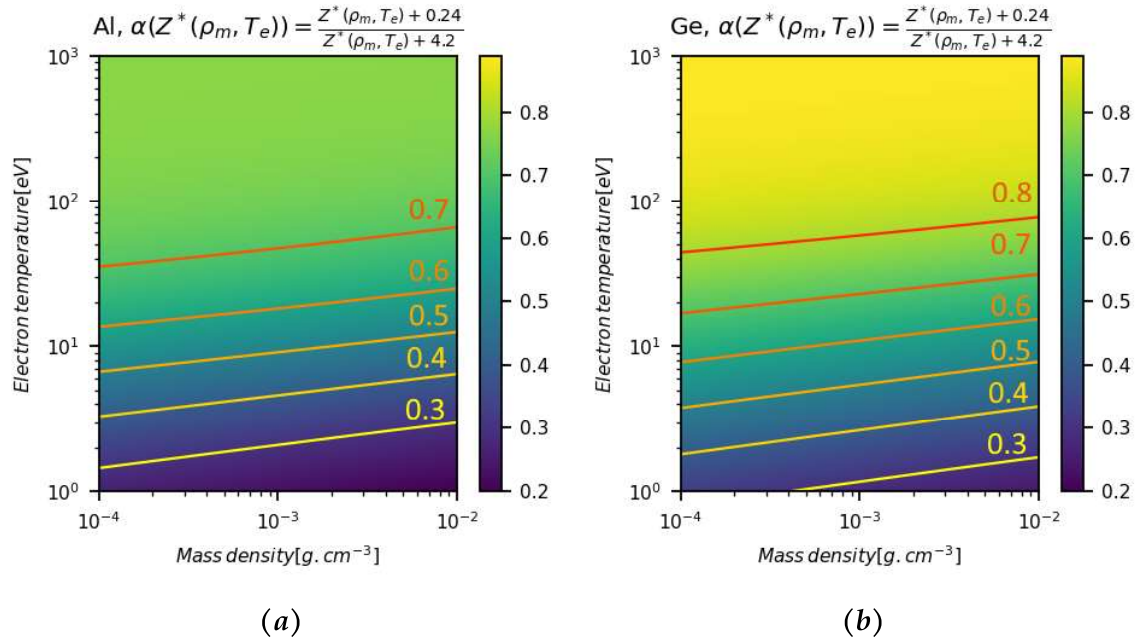
La conductivité issue du travail de Spitzer et Härm, complété par celui de Braginskii [Braginskii (1965)] pour y inclure la contribution des collisions entre les électrons par le biais d'un facteur  $\alpha$ , s'écrit comme :

$$k = \frac{128}{3\pi} \cdot \alpha(Z^*) \cdot \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \nu_{e \rightarrow i}}, \quad \text{avec} \quad \alpha(Z^*) = \frac{Z^* + 0.24}{Z^* + 4.2} \quad (1.19)$$

Le paramètre  $\alpha$  est toujours inférieur à 1, ce qui se traduit par une baisse de la conductivité lorsqu'on prend en compte les collisions entre électrons. Dans le cas où le degré d'ionisation  $Z^*$  est très élevé, ce paramètre tendra vers son maximum, qui vaut 1, traduisant que le rôle des collisions entre électrons sera négligeable en regard des collisions électrons-ions.

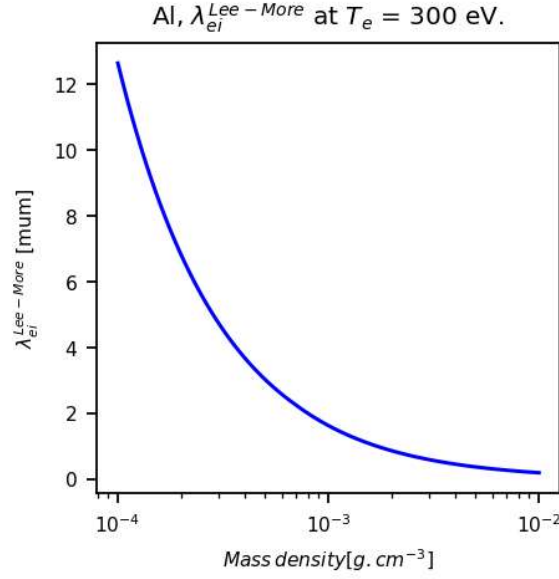
C'est important de noter que le degré d'ionisation varie en fonction de l'état du plasma (et de paramètres comme sa composition, sa densité et sa température électronique). Si on le calcule pour chaque élément utilisé lors de la campagne ELFIE 2018, par exemple, on peut remarquer (voir la carte en figure 1.5) que pour un même couple de densité et température électronique, le germanium a un degré d'ionisation supérieur à celui de l'aluminium, ce qui se traduit par un paramètre  $\alpha$  supérieur dans le premier cas. Donc, pour une même densité et température électronique, les collisions entre électrons jouent un rôle moins important dans la conduction thermique pour le germanium que pour l'aluminium.

En outre, pour une même densité électronique, les collisions entre électrons sont moins importantes (par rapport aux collisions électron-ion) dans le germanium que dans l'aluminium. C'est important de remarquer qu'en plus du modèle de Spitzer-Härm (décrit dans la section 1.2.1), cette expression de la conductivité suppose de vérifier que le gradient de température est beaucoup plus long que le libre parcours



**FIGURE 1.5:** Calcul du paramètre  $\alpha$  obtenu pour l'aluminium (a) et le germanium (b) dans un intervalle de température et densité typique de la campagne ELFIE 2018, avec le  $Z^*$  calculé selon la formule du modèle de Thomas-Fermi détaillé dans le Salzmann (1998). Les traits correspondent à une valeur donnée du paramètre  $\alpha$ .

moyen de collision,  $\lambda_{e \rightarrow i} = \frac{1}{\nu_{e \rightarrow i}} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$ . Dans le cadre des domaines de températures et densités obtenus lors de la campagne ELFIE 2018, à savoir des températures électroniques de l'ordre de 300 eV et des densités de l'ordre de  $10^{-3} - 10^{-4} \text{g/cm}^{-3}$  pour l'aluminium, on a pu calculer le libre parcours moyen collisionnel (montré en figure 1.6) en retrouvant des valeurs qui varient entre 2 et 12  $\mu\text{m}$ . Si par exemple nous considérons une simulation hydrodynamique typique de cette campagne ( $I = 5 \cdot 10^{17} \text{W/cm}^2$ , durée impulsion = 4 ps), pour laquelle nous avons comme valeurs de densité et température  $\rho = 5 \cdot 10^{-4}$  et  $T_e = 300 \text{eV}$ , la simulation donne une expansion qui s'étend en face avant sur environ 1000  $\mu\text{m}$ . À partir de la représentation en figure 1.6, on déduit de ces valeurs un libre parcours moyen de 2 – 3  $\mu\text{m}$ . C'est très inférieur à la dimension du plasma, et cela signifie donc que les collisions entre électrons et ions sont très fréquentes.



**FIGURE 1.6:** Libre parcours moyen collisionnel pour l'aluminium à 300 eV dans une gamme de densités comprises entre  $10^{-4}$  et  $10^{-2}$  g/cm<sup>-3</sup>.

### Conductivité thermique de Lee-More

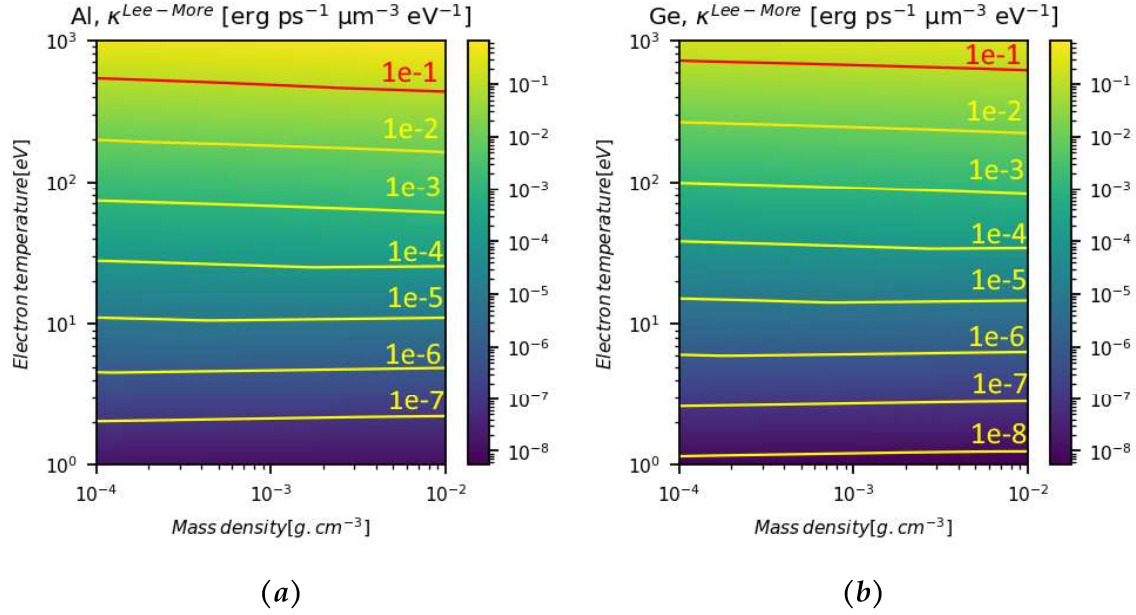
De la même manière, on peut tenir compte des effets de dégénérescence et de corrélation propres aux hautes densités ou aux faibles températures, et obtenir la formule pour la conductivité thermique dans le modèle de Lee-More (où  $F_i$  est l'intégral de Fermi-Dirac en 1.18) :

$$k = \frac{128}{3\pi} \cdot \alpha(Z^*) \cdot \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \nu_{e \rightarrow i}} \cdot \frac{5\pi}{96} \cdot \frac{F_4 \left[ 1 - \frac{16F_3^2}{15F_4 F_2} \right]}{1 + \exp\left[-\frac{\mu}{k_B T_e}\right] F_{1/2}^2}. \quad (1.20)$$

On a tracé la carte correspondant à cette grandeur dans le cas des deux éléments présents dans la campagne ELFIE 2018 pour les gammes de densités et températures qui nous intéressent. Les courbes sont montrées en figure 1.7.

À la différence de ce que l'on pouvait s'attendre compte tenu du comportement du coefficient  $\alpha$ , la conductivité thermique du germanium semble être, pour un couple donné de température et densité, légèrement inférieure à celle de l'aluminium (sauf pour des températures très basses). Cela signifie que, au bout de la phase de chauffage de la cible, le germanium conduit moins bien la chaleur vers les zones plus





**FIGURE 1.7:** Calcul de la conductivité thermique selon le modèle de Lee-More obtenue pour l'aluminium (a) et le germanium (b) dans une gamme de température et densité typique de la campagne ELFIE 2018. Les traits correspondent à une valeur donnée du paramètre  $\kappa$ .

externes (et donc plus froides) du plasma par rapport à l'aluminium.

### 1.2.3 Transfert radiatif

Le transfert radiatif comprend tous les phénomènes de transport d'énergie au sein de la matière qui provoquent son rayonnement. En effet, toutes les particules chargées rayonnent sous l'action du chauffage. La succession de processus d'absorption et de ré-émission des photons dans le plasma constitue le transfert du rayonnement dans la matière.

Soit  $(\vec{r}, t)$  un couple de valeurs représentant les coordonnées spatio-temporelles d'un point du système, recevant une intensité radiative  $I(\vec{r}, t, \vec{d}, E_0) dS dE_0 d\Omega$ , où  $\vec{d}$  est la direction de propagation,  $dS$  une surface infinitésimale,  $E_0 = \hbar\omega$  l'énergie d'un photon, et  $d\Omega$  l'angle solide. On cherche à connaître la valeur de l'intensité sortant de ce point, soit  $I(\vec{r} + \vec{d}\vec{r}, t + dt, \vec{d}, E_0) dS dE_0 d\Omega$ , après un temps  $dt$ , à travers une surface infinitésimale  $dS$  selon une direction  $\vec{d}$  (vecteur unitaire) telle que  $d\vec{r} = c dt \vec{d}$ . Cette quantité dépendra évidemment de sa valeur initiale  $I(\vec{r}, t, \vec{d}, E_0)$ ,

mais également de la partie absorbée par le plasma le long de la trajectoire du photon à travers la cellule, notée  $dI_{abs}$ , ainsi que de la valeur dépendant de l'émission propre de la cellule  $dI_{em}$ . Ce bilan d'énergie peut s'exprimer selon l'équation du transfert radiatif :

$$I(\vec{r} + d\vec{r}, t + dt, \vec{d}, E_0) dS dE_0 d\Omega = [I - dI_{abs} + dI_{em}] dS dE_0 d\Omega \quad (1.21)$$

où on a omis la dépendance de  $I$ ,  $dI_{abs}$  et  $dI_{em}$  en  $(\vec{r}, t, \vec{d}, E_0)$ .

Cette dernière équation peut être développée en forme différentielle à deux dimensions, pour un  $d\vec{r}$  et un  $dt$  infinitésimal, sous la forme :

$$\frac{\partial I}{\partial t} dt + c dt \vec{d} \cdot \vec{\nabla} I = dI_{em} - dI_{abs}. \quad (1.22)$$

L'intensité absorbée est proportionnelle à l'intensité incidente et à l'épaisseur traversé  $d\vec{r} = \vec{c}dt$  selon :

$$dI_{abs} = \kappa_\nu I |d\vec{r}| \quad (1.23)$$

où on a introduit le coefficient d'absorption  $\kappa_\nu(\vec{r}, t, E_0)$ , qui a la dimension d'une longueur<sup>-1</sup> et correspond à l'inverse de la distance moyenne parcourue par un photon avant d'être absorbé. Ce coefficient est connu sous le nom de libre parcours moyen d'absorption.

Quant à la fraction d'intensité résultant de l'émission propre du plasma, elle peut s'écrire comme :

$$dI_{em} = j_\nu d^3r \quad (1.24)$$

où  $j(\vec{r}, t, E_0)$  est l'émissivité et  $d^3r = c dt dS = dS |d\vec{r}|$  représente le volume de plasma émetteur dans une intervalle de temps  $dt$ .

On peut finalement réécrire l'équation (1.22) en utilisant les formules (1.23) et (1.24)

sous la forme :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \vec{d} \cdot \vec{\nabla} I = j_\nu - \kappa_\nu I. \quad (1.25)$$

qui en 1D devient :

$$\frac{dI(x)}{dx} = j_\nu(x) - \kappa_\nu(x)I(x) \quad (1.26)$$

où la dérivée totale prend en compte la dérivée spatiale et temporelle pour une particule de vitesse  $c$ .

Si une onde électromagnétique d'intensité  $I_{ent}$  traverse un milieu de  $x = x_i$  à  $x = x_f$ , l'intensité sortante  $I_{sor}$  sera déterminée à partir de l'équation :

$$I_{sor} = I_{ent} \cdot \exp \left( - \int_{x_{in}}^{x_{out}} k_\nu(x) dx \right) \quad (1.27)$$

qui correspond à la solution de l'équation 1.26 dans l'hypothèse de corps froid, *i.e.*  $j \simeq 0$ .

La quantité scalaire  $-\int_{x_{in}}^{x_{out}} k_\nu(x) dx$  dans la formule 1.27 est homogène à l'opacité ( $\tau$ ) du milieu, multipliée par la densité de masse  $\rho$  et la longueur de plasma. L'opacité est composée de différentes contributions : photo-absorption, photo-ionisation, Bremsstrahlung inverse et diffusion Thomson. Toutes ces contributions dépendent des paramètres du plasma tels que la densité électronique et la population de niveaux atomiques. Lors des calculs de transfert radiatif, il est plus facile d'utiliser une opacité moyenne au lieu de considérer sa dépendance en fréquence. Dans ce cas, cette valeur moyenne sera considérée sur une gamme réduite de fréquences.

Afin de calculer avec précision le transfert de rayonnement, il est nécessaire de modéliser les coefficients d'émission et absorption, qui dépendent de l'énergie du photon. Modéliser leur couplage à l'évolution hydrodynamique du plasma est très coûteux en temps de calcul. Il est donc nécessaire de faire des approximations, telle que l'approximation de diffusion, qui permet de décrire le bilan d'énergie sous forme d'une équation de diffusion.

Voici les hypothèses qui régissent ce cadre [Salzmann (1998)] :

- on considère que la dépendance temporelle de l'équation de transfert est négligeable ;
- si le champ de rayonnement diffère peu du rayonnement d'équilibre, on peut le définir à la température du matériau ;
- le rayonnement est isotrope.

On obtient alors :

$$\vec{F}(\hbar\omega) = \frac{cl(\hbar\omega)}{2} \nabla U(\hbar\omega) \quad (1.28)$$

où  $U$  est la densité d'énergie radiative et  $l = 1/\kappa(\hbar\omega)$  est le libre parcours moyen de la radiation. Cette équation relie le flux radiatif au gradient de la densité de radiation locale, d'où le nom "équation de diffusion du rayonnement".

**Plasma optiquement mince ou épais** Un plasma est défini comme optiquement mince pour une gamme d'énergie (ou de fréquence) quand seulement une portion infinitésimale d'intensité incidente dans cette gamme est absorbée sur l'épaisseur de plasma qu'elle traverse. En d'autres termes, pour une gamme d'énergie donnée, l'intensité lumineuse issue de l'intensité incidente initiale reste quasi-constante en chaque point du plasma traversé.

Considérons la perte d'intensité résultant de l'absorption 1.23 :

$$dI_{abs}(\vec{r}, \vec{d}, t, \hbar\omega) = \kappa(\vec{r}, t, \hbar\omega) I(\vec{r}, \vec{d}, t, \hbar\omega) d\vec{r} \quad (1.29)$$

et appliquons cela à un cas stationnaire et mono-dimensionnel. On obtient :

$$dI_{abs}(z, \vec{d}, \hbar\omega) = \kappa(z, \hbar\omega) I(z, \vec{d}, \hbar\omega) dz \quad (1.30)$$

La condition pour qu'un plasma dans un intervalle spatial  $z \in [0; L]$  soit considéré comme optiquement mince s'écrit :

$$\int_{z=0}^L dI_{abs}(z, \vec{d}, \hbar\omega) \ll I(0, \vec{d}, \hbar\omega) \quad (1.31)$$

et donc

$$\kappa(z, \hbar\omega) dz \ll 1, \quad \forall z \in [0; L] \quad (1.32)$$

Dans ce cas, il est utile de définir l'opacité comme le rapport entre le coefficient d'absorption et la densité de masse du plasma. Cette grandeur est donc exprimé comme une surface sur une masse. Pour un plasma optiquement mince, on utilise l'opacité de Planck pour un milieu à température  $T$ , définie comme l'opacité moyenne pondérée sur l'intensité de Planck  $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$  :

$$\kappa_P = \frac{\int \kappa_\nu B_\nu(T) d\nu}{\int B_\nu(T) d\nu}. \quad (1.33)$$

Cette quantité nous donne une estimation de l'opacité tenant compte des fréquences d'émissions typiques d'un corps à température  $T$ .

Au contraire, un plasma est dit optiquement épais quand :

$$\kappa(z, \hbar\omega) \geq 1, \quad \forall z \in [0; L] \quad (1.34)$$

c'est à dire quand l'absorption est significative sur l'épaisseur de plasma traversée. Statistiquement chaque photon provenant des couches plus internes du plasma aura été absorbé avant d'atteindre l'interface entre celui ci et l'extérieur. Dans ce cas, pour le calcul de l'opacité, il faudra donc tenir compte de tous les processus d'absorption et émission du photon avant la sortie du milieu. On utilise alors l'opacité moyenne de Rosseland :

$$\kappa_R = \frac{\int u_\nu(T) d\nu}{\int \kappa_\nu^{-1} u_\nu(T) d\nu}, \quad (1.35)$$

où  $u_\nu(T) = \partial B_\nu(T)/\partial T$ . Cette formulation se base sur l'approximation de diffusion qui affirme que la contribution au transfert de chaleur par rayonnement (en approximation quasi isotrope de la conduction radiative) est donnée par un flux radiatif écrit comme :

$$\vec{F}_R = -\frac{4\pi}{3} \frac{1}{\kappa_R} \frac{dB}{dT} \vec{\nabla} T \quad (1.36)$$

avec  $B$  l'intensité de Planck intégrée sur les fréquences.

## 1.3 Émission de rayonnement X et modèles d'équilibre

La mesure du rayonnement X émis par un plasma chaud nous permet d'obtenir des informations sur sa densité et sa température. Afin de faire le lien entre ces grandeurs, la notion d'équilibre entre populations atomiques entre en jeu.

### 1.3.1 Émission de radiation

Dans le domaine des X et des X mous, qui sont les intervalles spectraux les plus pertinents pour un plasma généré par laser, l'émission de la radiation est due à trois différents types de transitions électroniques :

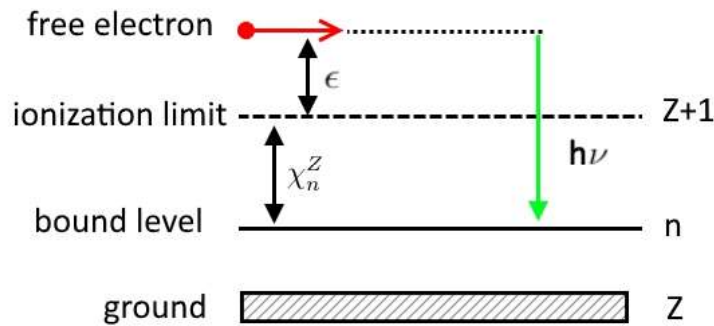
- émission libre-libre ou Bremsstrahlung : lorsque un électron libre passe dans le champ coulombien d'un ion, il peut être freiné. Dans ce cas, il émet un photon dont l'énergie est égale à la différence entre son énergie cinétique finale et initiale. Si l'on considère l'émissivité spectrale  $j_{f \rightarrow f}(h\nu)$ , le spectre continu produit suit la loi [Peyrusse (1993)] :

$$j_{ff}(h\nu) \propto \frac{1}{\sqrt{k_B T_e}} n_e \sum_Z Z^2 n^{(Z)} g_{ff}(Z) e^{-h\nu/k_B T_e} \quad (1.37)$$

où  $n^{(Z)}$  est la densité de particule de l'espèce ionique avec état de charge  $Z$ ,  $n_e$  est la densité électronique et  $g_{ff}$  est un facteur correctif quantique. On est dans

une approximation non-relativiste (valable pour des énergies de photons  $\leq 10^4$  eV  $\sim k_B T$  [Peyrusse (1993)]), et on considère que tous les électrons sont thermalisés, de manière à ce que la fonction de distribution électronique soit maxwellienne ;

- émission libre - lié ou recombinaison radiative : dans ce processus, schématisé en figure 1.8, un ion de charge  $Z + 1$  capture un électron libre, donnant un ion de charge  $Z$  et provoquant l'émission d'un photon.



**FIGURE 1.8:** Exemple de processus de recombinaison radiative. Un électron incident d'énergie cinétique  $\epsilon$  est capturé par un ion de charge  $Z + 1$ .

Si  $n$  (nombre quantique principal) est le niveau final de l'électron, la différence entre l'énergie de l'électron libre et celle de l'électron lié est égale à celle du photon émis,  $h\nu = \epsilon + \chi_n^Z$ , où  $\chi_n^Z$  est le potentiel d'ionisation de l'électron dans le niveau  $n$ .

Seuls des photons d'énergie  $h\nu \geq \chi_n^Z$  peuvent être émis par ce processus. Cela implique la présence de discontinuités (ou "edges") dans le spectre d'émission dont un exemple est schématisé en figure 1.9.

L'émissivité spectrale est [Peyrusse (1993)] :

$$j_{fb}(Z + 1, h\nu) \propto \frac{h\nu}{(k_B T_e)^{3/2}} n_e n_0^{Z+1} Z_{eff} g_{fb}(Z_{eff}) e^{-h\nu/k_B T_e} \quad (1.38)$$

où  $n_0^{Z+1}$  est la densité de l'ion de charge  $Z + 1$ ,  $Z_{eff} = Z + 1$  est la charge effective de l'ion (avant le processus) et  $g_{fb}$  est un facteur correctif quantique.

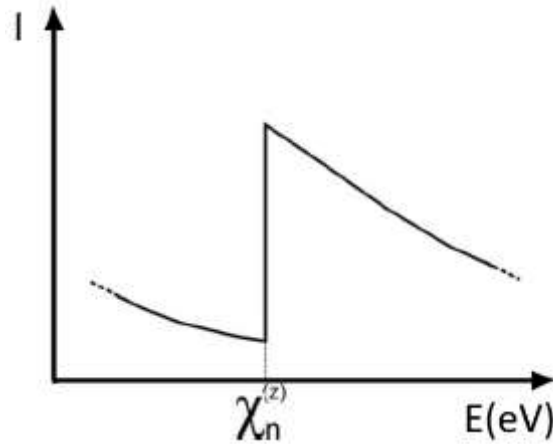


FIGURE 1.9: Discontinuité de l'émission de recombinaison.

— émission lié-lié. Ce sont des transitions entre deux niveaux d'énergie liés. L'émissivité totale est donnée par la somme des contributions de toutes les transitions ( $i \rightarrow j$ ) de toutes les espèces ioniques  $Z$ .

On obtient [Woodgate (1980)] :

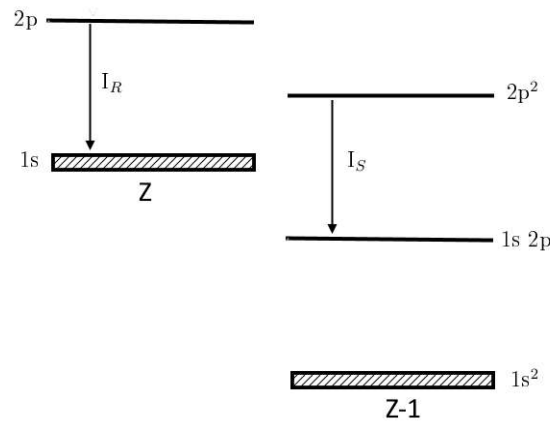
$$j_{bb}(h\nu) = \sum_Z \sum_i \sum_{j<i} \frac{A_{ij}^Z}{4\pi} n_i^Z h\nu_{ij} \Phi_{ij}(h\nu) \quad (1.39)$$

où  $A_{ij}^Z$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée pour la transition  $i \rightarrow j$  dans le ion  $Z$  et  $\Phi_{ij}$  est le profil spectral de la transition.

Pour un ion de charge  $Z$  on peut distinguer deux types de raies : les raies spectrales de résonance, qui sont des transitions de dipôle électron-ion (E1) vers un niveau de plus basse énergie correspondant au niveau fondamental de l'ion émetteur de charge  $Z$ , et les raies spectrales satellites correspondant aux transitions où le niveau de plus haute énergie est un état doublement excité d'un ion de charge au plus égale à  $Z - 1$  (schéma en figure 1.10). Pour une raie de résonance donnée, les raies satellites correspondantes se font avec au moins un électron spectateur excité supplémentaire.

Un plasma à haute température perd la majorité de son énergie par émission de rayonnement. Ce dernier peut être analysé spectralement afin de caracté-





**FIGURE 1.10:** Exemple d'une transition résonante  $2p \rightarrow 1s$  ( $I_R$ ) dans l'ion hydrogénoïde et d'un de ses satellites ( $I_S$ ) dans l'ion héliumoïde.

riser le plasma émetteur.

En général, le rayonnement du plasma est composé d'un fond continu sur lequel on observe des raies (processus lié-lié). L'émission continue d'un plasma est la somme des émissions libre-libre et libre-lié. Celles-ci dépendent de façon exponentielle de  $-h\nu/k_B T_e$  et donc, si  $h\nu \geq k_B T_e$ , la température peut être obtenue à partir de l'inverse de la pente du logarithme du spectre par rapport à la fréquence, dans le cas où le détecteur est linéaire et les raies ne gênent pas.

Comme on l'a vu dans l'équation 1.39, à chaque raie d'émission est associé un profil spectral d'intensité. Trois processus principaux contribuent à lui donner une certaine largeur [Griem (1963, 1968, 1974)] :

- *l'élargissement naturel* dépend de la durée de vie d'un état excité et conduit à un profil de raie lorentzien avec une largeur à mi-hauteur :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left( \frac{1}{t_i} - \frac{1}{t_j} \right) \quad (1.40)$$

où  $t_i = A_{ij}^{-1}$  est la durée de vie du niveau  $i$ ;

- *l'élargissement Doppler* dépend du mouvement thermique des ions émetteurs. En effet, la fréquence d'un photon émis est modifiée par la com-

posante parallèle de la vitesse de l'émetteur par rapport à l'impulsion du photon. Il en résulte que le rayonnement émis suite à une transition électronique correspond spectralement à une gamme de fréquences, et non plus à une seule. Si la distribution de vitesse des émetteurs est maxwellienne, cet élargissement a un profil gaussien :

$$\Delta\lambda_D \propto \lambda \sqrt{k_B T_i / A} \quad (1.41)$$

où  $T_i$  et  $A$  sont respectivement la température ionique et la masse atomique ;

- *l'élargissement Stark* est dû à l'effet du champ électrique du plasma sur les ions émetteurs. L'interaction entre le dipôle électrique de l'ion et le champ électrique ambiant peut être traité comme une perturbation du Hamiltonien. Cela provoque un changement des énergies des niveaux atomiques et, dans le cas des niveaux dégénérés, conduit à leur séparation. Ce processus a donc un effet sur l'énergie du photon émis. Comme la perturbation électrique dépend de la densité de particules, cet élargissement dépend de la pression.

Du fait de la sensibilité des largeurs de raies à ce processus dans le cas où l'effet des collisions est non négligeable, ce processus est très complexe à calculer [Peyrusse (1993)]. Dans le cas de l'élargissement Stark "simple", celui-ci aura un profil lorentzien avec temps de vie égale au temps de collision.

Le champ électrique créé par les ions et les électrons dans le point où se trouve chaque ion rayonnant a deux composantes, liées à la mobilité différente des deux particules. Les ions, étant des particules lourdes, créent un champ qui va-

rie lentement. Ces particules sont traitées dans l'approximation quasi-statique, c'est-à-dire qu'elles sont supposées immobiles pendant la durée de vie du niveau excité. Quant aux électrons libres, qui sont des particules légères et rapides, ils créent un champ variable rapidement sur l'ion émetteur. Ils sont donc traités dans l'approximation des impacts, ce qui signifie que les électrons agissent par collisions pendant un temps beaucoup plus petit que la durée de vie du niveau excité pour une transition donnée.

### 1.3.2 États d'équilibre dans un plasma

Afin d'interpréter les données spectroscopiques, il est important de connaître la distribution des électrons liés sur les différents niveaux atomiques  $(i, Z)$  où  $i$  est le niveau électronique (correspondant au numéro quantique principale  $n$  et orbitale  $l$ ) dans un ion d'état de charge  $Z$ . En effet, les raies mesurées et leurs intensités dépendent de ces paramètres. Il est donc nécessaire de faire le lien entre les conditions thermodynamiques et le profil de raie mesuré, en utilisant un modèle atomique du plasma. Plusieurs processus microscopiques entrent en jeu, conduisant à l'augmentation et à la diminution de la population électronique  $N_i^Z$  dans le cas d'un niveau fondamental ou excité correspondant à un ion de charge  $Z$  [Salzmann (1998)]. Les ions et les électrons du plasma interagissent entre eux au moyen des champs électromagnétiques. Ces derniers peuvent modifier l'état d'ionisation ( $Z$ ) ou d'excitation ( $i$ ) d'un ion.

En cas d'absence de champ de rayonnement ambiant, les processus collisionnels et radiatifs qui dominent sont :

- l'émission spontanée,
- l'excitation et la désexcitation collisionnelle,
- l'ionisation par impact électronique et la recombinaison à trois corps,
- l'échange de charge entre deux ions,

- l'auto-ionisation et la recombinaison diélectronique.

Si le champ de rayonnement ambiant n'est pas négligeable, on aura aussi :

- la photo-excitation et l'émission induite,
- la photo-ionisation et la recombinaison radiative.

L'équation de bilan pour un état donné décrivant l'évolution de la population (qui dépend de tous les processus cités plus haut) peut être écrite comme :

$$\frac{dN_i^{(Z)}}{dt} = \sum_{Z'} \sum_j N_j^{(Z')} R_{(Z',j) \rightarrow (Z,i)} - N_i^{(Z)} \sum_{Z''} \sum_k R_{(Z,i) \rightarrow (Z'',k)} \quad (1.42)$$

où  $R_{(Z',j) \rightarrow (Z,i)}$  et  $R_{(Z,i) \rightarrow (Z'',k)}$  sont les taux de transition du niveau  $i$  de l'espèce ionique  $Z$ , qui dépendent en général des paramètres du plasma  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ . Afin de déterminer la distribution de population totale du plasma, il faudra résoudre le système des équations de bilan pour tous les états atteignables  $(i, Z)$ , ce qui n'est souvent pas trivial. Dans ce cas on parle de modèle collisionnel-radiatif. Ce système d'équations peut être simplifié pour trois états d'équilibre différents :

- **L'Équilibre Thermodynamique Complet (ETC)** : c'est la forme d'équilibre la plus forte, valide pour les processus à la fois collisionnels et radiatifs. Les électrons et les ions sont caractérisés par la même température,  $T = T_e = T_i$ . On est à la fois à l'équilibre thermique et radiatif.

L'équilibre des niveaux d'énergie atomiques est décrit statistiquement par la distribution de Saha-Boltzmann pour les ions, et celle de Boltzmann pour les états excités. Le champ de rayonnement est Planckien ( $E_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}$ ).

Le rayonnement émis est totalement réabsorbé. La micro-réversibilité est assurée pour chaque processus. Cela signifie que la variation de population induite par une transition d'un état à un autre est égale à la variation donnée par le processus inverse.

- **L'Équilibre Thermodynamique Local (ETL)** : dans ce cas, on est en présence de gradients de température et de densité, mais une seule température peut

être définie localement. Le spectre de rayonnement ne suit pas la loi de Planck. La micro-réversibilité est encore valide pour les processus collisionnels, car la densité de particules est suffisamment élevée.

- **L'Équilibre Coronal (EC)** : cette condition est respectée quand la densité de particules est tellement basse que les processus collisionnels sont négligeables par rapport aux processus radiatifs. Dans ce cas, l'excitation d'un niveau atomique a pour origine des processus radiatifs. Toutefois, les processus collisionnels doivent être pris en considération lors du calcul des coefficients d'excitation d'un état fondamental.

**Le modèle Collisionnel-Radiatif** : c'est le cas le plus difficile à étudier car, afin d'établir un système d'équations différentielles stationnaires décrivant les populations des niveaux, il est nécessaire de prendre en compte le taux de chaque processus collisionnel ou radiatif, comme précisé avant.

Un critère utilisé pour comprendre si le plasma est à l'ETL est que dans ce cas, pour chaque couple de niveaux, le taux de désexcitation radiative est négligeable par rapport à la désexcitation liée aux collisions, *i.e.*  $R_{rad} < 0.1R_{coll}$ . Griem [Griem (1963)] et McWhirter [McWhirter (1965)] montrent que cette condition est respectée si :

$$n_e (cm^{-3}) > 4.5 \times 10^{17} \sqrt{T_e (eV)} \left( \frac{Z^*}{n^*} \right)^6, \quad (1.43)$$

où on a utilisé un modèle qui regroupe tous les ions dans un seul état d'ionisation  $Z^*$  dont le nombre quantique principal est  $n^*$ .

Au contraire, un équilibre coronal prévoit la condition selon laquelle la probabilité de désexcitation radiative est beaucoup plus grande que celle de désexcitation collisionnelle. McWhirter [McWhirter (1965)] et Cooper [Cooper (1966)] donnent le critère suivant, valable pour un plasma optiquement mince :

$$n_e (cm^{-3}) < 1.2 \times 10^{10} T_e^4 (eV) \frac{n^*}{Z^*}. \quad (1.44)$$

Dans le cadre de ma thèse, le but étant celui de caractériser des plasmas hors équilibre thermodynamique local, on a utilisé les codes de cinétique atomique PrismSPECT et SPECT3D (qui seront décrits dans le chapitre suivant) qui utilisent pour leurs calculs un modèle de type collisionnel-radiatif.



# Chapitre 2

## Outils expérimentaux et numériques

Dans cette partie on va présenter les caractéristiques du laser utilisé ainsi que les principes des diagnostics que l'on a utilisées lors des deux campagnes expérimentales. En ce qui concerne les outils expérimentaux, déjà très bien connus, nous nous limiterons juste à donner quelques éléments clés. Deux sections seront enfin dédiées aux outils numériques utilisées pour l'analyse des données.

### 2.1 Le Laser : ELFIE

Les deux campagnes expérimentales ont eu lieu sur l'installation ELFIE (Équipement Laser de Forte Intensité et Énergie) du LULI (École Polytechnique, Palaiseau, France), fermée aux utilisateurs depuis le 1<sup>er</sup> mai 2019.

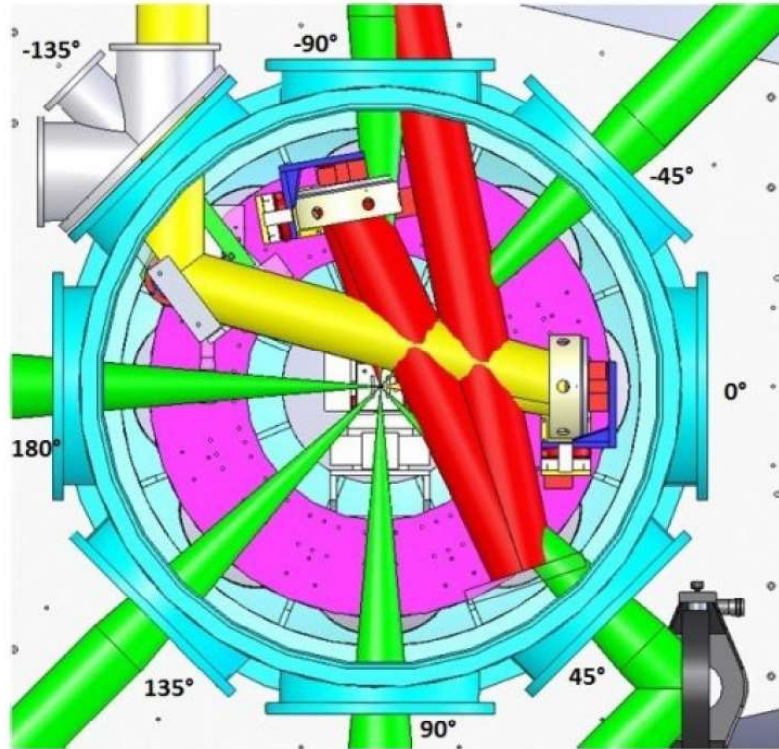
Le laser ELFIE est un système laser multi-faisceaux Titane:Saphir/verre de longueur d'onde fondamentale égale à 1057 nm qui utilise des milieux amplificateurs composés des verres de phosphate et silicate. L'installation est composée de quatre chaînes laser :

- deux faisceaux laser ultra-intenses (le jaune et rouge dans la figure 2.1),
- un faisceau non comprimé long (toutes les configurations possibles d'arrivée de ce faisceau dans l'enceinte expérimentale sont représentées en vert dans la



figure 2.1),

— un faisceau sonde à intensité inférieure (non représenté en figure 2.1).



**FIGURE 2.1:** Schéma de la chambre d'interaction de l'installation ELFIE avec les différentes possibilités d'arrivée des faisceaux.

Les faisceaux jaune et rouge sont comprimés sous vide avec la technique de l'amplification par dérive de fréquence, CPA (Chirped Pulse Amplification) [Strickland and Mourou (1985)]. Cette technique consiste à séparer temporellement sous vide les différentes longueurs d'onde du faisceau laser généralement au moyen d'un réseau de diffraction avant de les injecter dans un étage d'amplification. Après amplification, un autre réseau de diffraction compense la dispersion spectrale introduite par le premier réseau de diffraction. La technique CPA permet de garder l'intensité laser au dessous du seuil d'endommagement du milieu amplificateur pendant la phase d'amplification et donc d'amplifier de façon importante des impulsions ultra-brèves, qui, de par leur brièveté, peuvent rapidement atteindre ce seuil d'endommagement. L'énergie délivrée par chacun des deux faisceaux CPA de l'installation peut arriver

à atteindre 20 J avec une durée de 0.35 ps. Les deux faisceaux peuvent être doublés en fréquence.

Le faisceau "long CPA" peut délivrer jusqu'à 80 J à 0.6 ns et peut lui aussi être doublé.

Le faisceau sonde, enfin, est lui aussi amplifié par CPA et atteint une énergie nominale de 100 mJ en 0.35 ps. Il peut être doublé ou triplé en fréquence. Toutes les durées d'impulsion citées sont les plus courtes réalisables : les faisceaux peuvent, en jouant sur le compresseur, atteindre des durées d'impulsion plus longues. La figure



FIGURE 2.2: *Vue de l'extérieur de la chambre d'interaction.*

2.2 montre la chambre d'interaction où les quatre faisceaux laser peuvent être focalisés. Différents diagnostics permettent une caractérisation complète des paramètres laser telles que la forme temporelle, le profil spatial et l'énergie en les mesurant en champ proche et champ lointain.

Pour nos expériences, différentes combinaisons des faisceaux laser ont été utilisées. Elles seront donc spécifiées pour chaque campagne.

## 2.2 Les spectromètres

Pendant les deux campagnes expérimentales, deux spectromètres différents ont été utilisés : le premier utilisant un réseau de diffraction, le deuxième un cristal de Bragg. Les principes de fonctionnements des deux sont détaillés par la suite.

### 2.2.1 Spectromètre à réseau à champ plan

Un spectromètre à réseau utilise des réseau en réflexion pour réaliser la diffraction d'une onde lumineuse. Afin d'obtenir une interférence constructive entre les rayons, l'angle  $\theta$  doit satisfaire la loi du réseau

$$d(\cos \theta - \cos \theta_i) = m\lambda, \quad (2.1)$$

où  $\theta$  est l'angle de réflexion,  $\theta_i$  l'angle d'incidence,  $d$  est le pas du réseau et  $\lambda$  la longueur d'onde des rayons qui interfèrent.

**Géométrie du spectromètre** Pendant la campagne ELFIE 2014, un spectromètre à réseau de diffraction courbé possédant une densité de traits non uniforme (1200 traits/mm au centre) a été utilisé, ce qui permet d'obtenir une configuration dite de "champ plan" [Nakano et al. (1984)]. Dans cette configuration le plan de focalisation du spectromètre est perpendiculaire à l'axe source-détecteur et permet d'éviter des déformations géométriques des raies spectrales, qui compliquent l'analyse des spectres. Ce spectromètre permet de mesurer le spectre d'émission du plasma dans la gamme 50-600 eV.

Puisque la distance entre le spectromètre et le plasma est bien supérieure à la dimension typique de ce dernier, on peut traiter le plasma comme un point émetteur. Toutefois, dans le but de minimiser la lumière parasite, une fente rectangulaire de 0.55 mm de largeur a été coupée juste avant le réseau.

La lumière arrive sur le réseau avec un angle  $\theta_i = 3^\circ$ , ce qui correspond à une densité

de fentes effective de  $1200/\sin 3^\circ \simeq 23000 \text{ mm}^{-1}$ , permettant donc de diffracter des longueurs d'onde d'environ 10 nm, *i.e.* dans le domaine des XUV.

Afin de pouvoir analyser le spectre d'émission du plasma, il faut établir la relation de dispersion du spectromètre, reliant l'énergie des photons émis et leur angle de diffraction :  $E = E(\theta)$ . Étant donné que  $E = hc/\lambda$  et en considérant le premier ordre de diffraction (négatif par convention)  $m = -1$ , on peut réécrire la relation des réseaux 2.1  $m\lambda = 2d \sin \theta$  où  $m$  est un entier appelé ordre de diffraction et  $d$  distance entre deux plan atomiques du cristal sous la forme :

$$E(\theta) = \frac{E_0}{\cos \theta_i - \cos \theta}, \quad (2.2)$$

où  $\theta_i$  est l'angle d'arrivée d'un rayon donné sur le réseau, diffracté avec un angle  $\theta$  et où

$$E_0 = \frac{hc}{d} = 1.49 \text{ eV} \quad (2.3)$$

au centre du réseau. Si on prend le centre du réseau comme origine d'un axe  $y$ , une position  $y$  sur le détecteur s'écrit :

$$\tan(\theta) = \frac{y}{l}, \quad (2.4)$$

où  $l$  est la distance entre le centre du réseau et le détecteur. Si on combine les équations 2.2, 2.3 et 2.4, on obtient la position de l'ordre zéro ( $\theta = \theta_i$ ) :

$$y = l \tan(\theta_i) \quad (2.5)$$

et pour l'ordre  $m = -1$  :

$$\lambda = d \left( \cos \theta_i - \cos \left( \arctan \left( \frac{y}{l} \right) \right) \right). \quad (2.6)$$

L'équation 2.2 peut enfin se réécrire en fonction de  $y$  comme :

$$E[eV] = \frac{1.49}{\cos \theta_i - \cos \arctan \left( \frac{y}{l} \right)}. \quad (2.7)$$

### Corrections sur les spectres expérimentaux

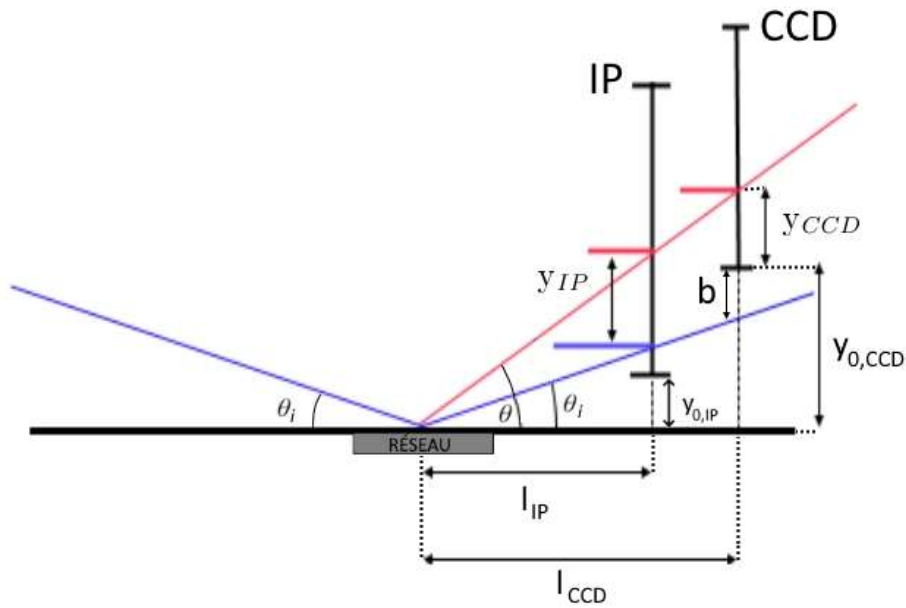


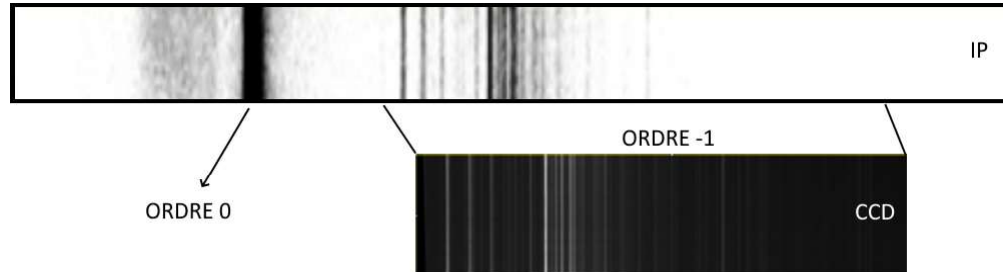
FIGURE 2.3: Géométrie du spectromètre : vue du haut.

Un schéma représentant le spectromètre, vu du haut, ainsi que les notations qui seront utilisés par la suite, est montré en figure 2.3.

Une CCD et une IP (voir section 2.3 pour les détails de fonctionnement) ont été utilisées simultanément afin d'obtenir le spectre d'émission intégré en temps du plasma sur des intervalles spectraux partiellement superposés. La hauteur de l'IP ( $y_{0,IP}$ ) était déterminée de façon à enregistrer l'ordre zéro et plusieurs ordres de diffraction de l'émission du plasma (jusqu'à 600 eV). La CCD enregistrait au contraire seulement le premier ordre, mais avec une résolution plus haute.

Un fente rectangulaire coupé dans l'IP permettait à une partie du rayonnement d'atteindre la CCD. La superposition des deux spectres permettait de calibrer le spectre enregistré sur la CCD par rapport à celui enregistré sur l'IP.

Deux exemples de spectres obtenus sur les deux détecteurs sont illustrés en figure 2.4. Afin d'obtenir la meilleure résolution spectrale, connaissant l'angle d'incidence



**FIGURE 2.4:** Exemple de spectre enregistré sur l'IP et sur la CCD.

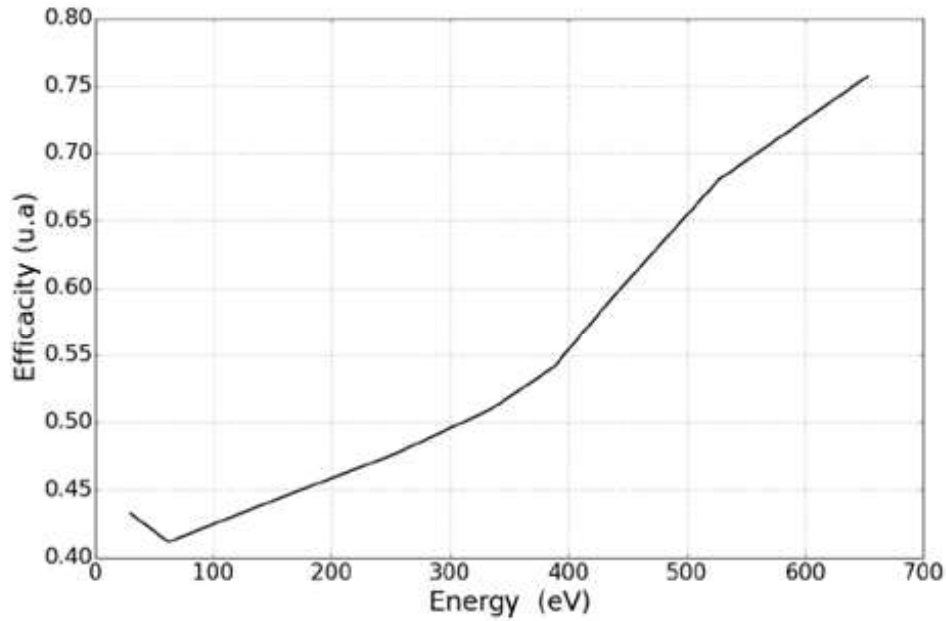
$\theta_i = 3^\circ$ , les deux détecteurs doivent être placés après le réseau à une distance par rapport à l'axe du réseau égal à  $l_{CCD} = 235$  mm et  $l_{IP} = 200$  mm respectivement. La hauteur de la CCD  $y_{0,CCD}$  a été varié dans le but d'obtenir des mesures d'émission dans les intervalles spectrales suivants : 50 - 180 eV, 150 - 600 eV, et 100 - 500 eV.

Pour se servir de l'équation 2.7 il faut exprimer  $y$  et  $l$  en fonction des paramètres illustrés en figure 2.3, les seuls accessibles pendant la campagne expérimentale. Cela nous donne la nouvelle formule pour l'équation de dispersion :

$$E[eV] = \frac{1.49}{\cos(3^\circ) - \cos\left(\frac{\arctan(y_{CCD}+y)}{l_{CCD}}\right)}. \quad (2.8)$$

Les valeurs d'intensité obtenues en prenant une coupe des images ont ensuite été corrigées pour prendre en compte deux effets. Le premier est l'efficacité de la CCD, donnée par le constructeur, qui est une fonction de l'énergie du photon incident (montré en figure 2.5). Cette efficacité correspond au rapport entre le nombre de porteurs de charge collectés sur le détecteur et le nombre de photons qui heurtent la surface photo-réactive de l'instrument.

Le nombre de couples électron-trou créés par chaque photon incident doit donc être multiplié pour cette efficacité si l'on veut obtenir la valeur d'intensité du spectre en chaque point. L'autre correction dépend du fait que, lorsque on enregistre un spectre



**FIGURE 2.5:** Efficacité de la CCD en fonction de l'énergie du photon incident dans la gamme spectrale d'intérêt.

sur un détecteur, on collecte un certain nombre de photons à différentes énergies et donc une intensité totale pour chaque énergie de photon  $E_0 = h\nu$ . Le spectre obtenu sera donc fonction de  $\frac{\partial I}{\partial E}$ . En réalité, cette énergie est dispersée tout le long du détecteur et donc chaque intensité sera positionnée sur ce dernier à une position  $y$  différente. L'observable sera dans notre cas  $\frac{\partial I}{\partial y}$ . Il sera nécessaire donc de multiplier cette valeur pour la dérivée de l'énergie par rapport à la position, afin d'obtenir la valeur correspondant à  $\frac{\partial I}{\partial E}$  :

$$\frac{\partial I}{\partial E} = \frac{\partial I}{\partial y} \times \frac{\partial y}{\partial E}, \quad (2.9)$$

où  $\frac{\partial I}{\partial y}$  est la quantité mesurée et  $\frac{\partial y}{\partial E}$  est l'inverse de la dérivée de la relation de dispersion.

### Dispersion spectrale et résolution spectrale

La dispersion spectrale d'un spectromètre est la dérivée de la relation de dispersion par rapport à la position sur le photo-détecteur :

$$D(y) = \frac{dE(y)}{dy}. \quad (2.10)$$

Dans notre cas, en utilisant l'équation 2.7 :

$$D(y) \simeq -E(y) \frac{1.49}{\cos \theta_i - \frac{1}{\sqrt{1+(y/l_{CCD})^2}}} \left(1 + \frac{y^2}{l_{CCD}^2}\right)^{-3/2} \frac{y}{l_{CCD}^2}. \quad (2.11)$$

obtenue dans l'approximation de petits angles. La résolution spectrale nous donne une mesure théorique de la capacité d'un dispositif à résoudre deux raies spectrales voisines. Dans le cas du spectromètre à réseau de diffraction, elle dépend de la taille de la source d'émission (éventuellement limitée par la fente d'entrée), des caractéristiques du réseau (géométrie, dimension des traits, espacements entre les traits) et de la dimension d'un pixel du photodétecteur (ou de la taille d'un pixel sur le scanner dans le cas où le détecteur est une IP).

La résolution spectrale est définie par  $E/\Delta E$ , *i.e.* comme la réciproque de l'erreur relative sur l'énergie mesuré d'un photon [Lecherbourg (2007)].

Pour une raie d'énergie  $E$ , l'angle  $\theta$  est donné par la loi des réseaux et on obtient :

$$\Delta E_{em} = \frac{\sin \theta_i}{1 + \tan^2 \theta_i} \cdot \frac{\delta}{D} \cdot \frac{E^2}{E_0} \quad (2.12)$$

où  $\delta$  est la taille de l'émetteur (le plasma). Dans notre cas, la contribution de la taille du plasma à la résolution spectrale,  $\frac{E}{\Delta E_{em}}$ , est donnée par :

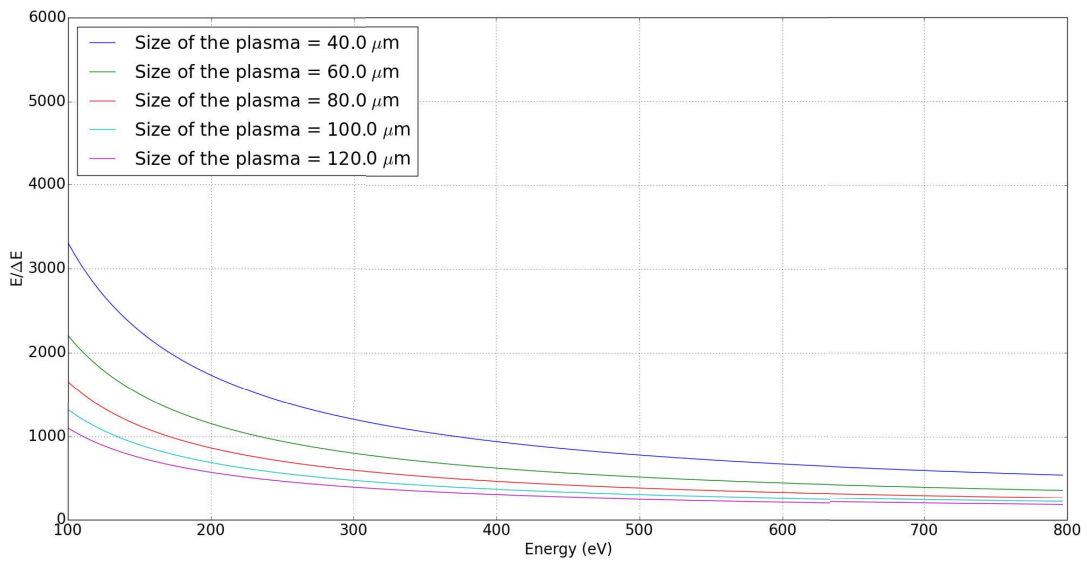
$$\frac{E}{\Delta E_{em}} = \left( \cos \theta_i - \frac{1}{\sqrt{1 + (y/l_{CCD})^2}} \right) \cdot \frac{l_{CCD}}{\delta} \cdot \frac{1 + \tan^2 \theta_i}{\sin \theta_i}, \quad (2.13)$$



où  $y$  est la position de l'image sur la CCD. La figure 2.6 montre la résolution spectrale calculée pour différentes tailles du plasma.

En fonction de l'équation 2.13, pour un diamètre de plasma typique de  $\delta \sim 50 \mu\text{m}$  la résolution varie entre 2500 et 700 dans la gamme spectrale en étude et on trouve un  $\Delta E \simeq 6\text{eV}$ .

L'autre contribution à la résolution est donnée par la taille finie d'un pixel de la CCD



**FIGURE 2.6:** Tracé de  $E/\Delta E$  en fonction de l'énergie pour différentes tailles du plasma.

et peut s'écrire comme :

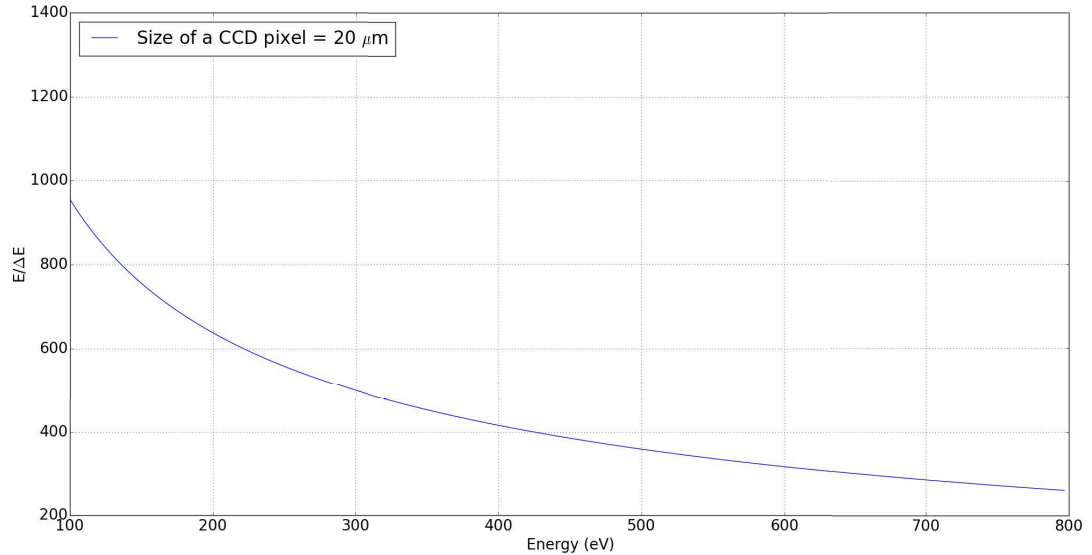
$$\frac{E}{\Delta E_{pxl}} = \left( \cos \theta_i - \frac{1}{\sqrt{1 + (y/l_{CCD})^2}} \right) \cdot \left( 1 + \frac{y^2}{l_{CCD}^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{l_{CCD}^2}{y \cdot \Delta y_{pxl}} \quad (2.14)$$

où  $\Delta y_{pxl} = 20 \mu\text{m}$  est la dimension d'un pixel. Celle-ci dérive du fait que chaque photon d'énergie  $E_0$  diffracté génère un signal sur une portion finie du détecteur  $\Delta y$  et donc :

$$\Delta E_{pxl} = \frac{\Delta y \cdot D(y)}{E}. \quad (2.15)$$

On obtient des valeurs allant de 1000 à 300 dans l'intervalle spectral d'intérêt, comme on peut le voir dans la figure 2.7 et donc  $\Delta E \simeq 2.5 \text{ eV}$ .

Si la contribution à la taille du plasma et de celle d'un pixel de la CCD à la résolution



**FIGURE 2.7:** Tracé de  $E/\Delta E$  en fonction de l'énergie pour la taille d'un pixel.

spectrale sont prises en compte en même temps, on a :

$$\frac{E}{\Delta E} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{E}{\Delta E_{em}}\right)^{-2} + \left(\frac{E}{\Delta E_{pxl}}\right)^{-2}}}, \quad (2.16)$$

donnant une valeur  $\Delta E \simeq 4 \text{ eV}$ .

Tous les spectres obtenus avec ce type de spectromètre ont été analysés à partir des images enregistrés avec la CCD. Aucune valeur de contribution à la résolution dans le cas de l'IP sera donc considérée.

### 2.2.2 Spectromètre à cristal cylindrique : géométrie Von Hamos

Ce type de cristal est largement utilisé dans les expériences d'interaction laser-plasma car il permet de disperser les photons dans le domaine des X. Pour augmenter le signal, les plans cristallins d'un cristal sont courbés dans la géométrie Von Hamos [Von Hamos (1933)] de manière à former un miroir concave cylindrique avec un rayon de courbure  $R_C$ , ce qui permet de focaliser le signal sur l'axe du cylindre. Si on

place la source d'émission sur cet axe, les rayons réfléchis convergeront sur ce dernier (voir figure 2.8). Pour la campagne ELFIE 2018 deux cristaux cylindriques ont été

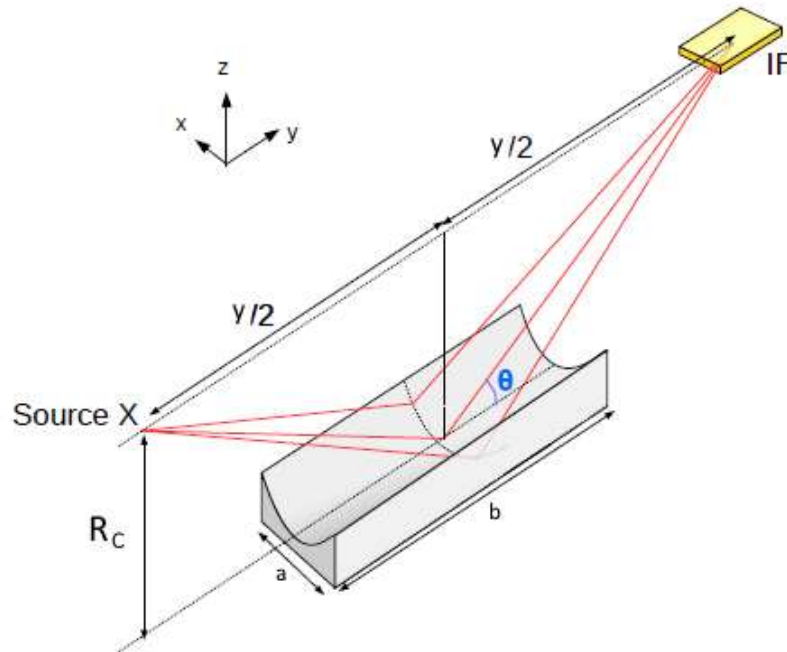


FIGURE 2.8: Cristal de Bragg en géométrie Von Hamos.

utilisées : un cristal de PET, Polytéréphtalate d'éthylène, avec distance interatomique  $2d = 8.742 \text{ \AA}$  et un cristal KAP, Phtalate acide de potassium, avec  $2d = 26.640 \text{ \AA}$ . Les plans cristallins ont été courbés avec un rayon de courbure de  $R_{C,PET} = 145 \text{ mm}$  pour le PET et  $R_{C,KAP} = 135 \text{ mm}$  pour le KAP.

Le signal intégré en temps et espace a été enregistré à l'aide d'IPs placées sur l'axe du cylindre. Il faut remarquer que deux positions étaient disponibles pour le cristal KAP, permettant d'enregistrer le spectre d'émission dans deux gammes spectrales, 1237-1711 eV et 1293-1782 eV, partiellement recouvertes. Quant au cristal PET, il nous a permis d'obtenir des spectres dans la gamme 1568-2100 eV.

Dans le tableau 2.1 on montre un résumé des caractéristiques des différents cristaux et des différents configurations utilisées lors de la campagne.

**Dispersion spectrale et résolution spectrale** La dispersion et la résolution spectrale sont les mêmes que pour un cristal plan. Dans le cas d'une géométrie cylin-

Cristal	$2d[\text{\AA}]$	$R_C$ [mm]	a [mm]	b [mm]	x/2 [mm]	Gamme spectrale [eV]
PET	8.742	145	100	30	113.3	1568 - 2100
KAP	26.640	135	60	40	163	1237-1711
					175	1293-1782

**TABLE 2.1:** Spécifiques pour chaque cristal en géométrie Von Hamos utilisé lors de la campagne ELFIE 2018.

drique :

$$E(y) = n \cdot \frac{hc}{2d \sin(\theta(y))} = n \cdot \frac{hc}{2d} \sqrt{1 + \left(\frac{y}{2R_C}\right)^2} \quad (2.17)$$

et donc

$$D(y) = n \cdot \frac{hc}{2d} \frac{y}{4R_C^2 \sqrt{1 + \left(\frac{y}{2R_C}\right)^2}}. \quad (2.18)$$

Comme pour le cas du réseau de diffraction, la résolution spectrale sera limitée par la taille du plasma, par la résolution spectrale du cristal et par la résolution du photo-détecteur. La résolution spectrale totale est égale à l'inverse de la somme en quadrature de ces trois contributions [Dervieux et al. (2015)]. Les deux premières sont données par :

$$\frac{E}{\Delta E_{em}} = \sin \theta \cos \theta \frac{\delta}{2R_C} \quad (2.19)$$

pour la partie due à la taille du plasma, et

$$\frac{E}{\Delta E_{dt}} = \frac{\Delta x_{pxl} \cdot D(x)}{E} \simeq 5 \cdot 10^{-4} \quad (2.20)$$

pour la contribution due à la taille du photo-détecteur. Quant à la résolution du cristal, un photon d'énergie  $E_0$  qui arrive avec un angle  $\theta$  donné par la loi de Bragg  $m\lambda = 2d \sin \theta$ , sera réfléchi avec une incertitude  $\Delta\theta$  sur cette valeur, donnant :

$$\frac{E}{\Delta E_{cristal}} = \frac{\Delta\theta}{\tan \theta} \simeq 4.5 \cdot 10^{-4}. \quad (2.21)$$

La prise en compte de ces trois composantes donne une résolution spectrale théorique de l'ordre de  $10^{-3}$ , *i.e.*  $\Delta E \sim 2$  eV pour les deux cristaux.

## 2.3 Détecteurs

Pour ce travail, deux types de détecteurs sensibles au rayonnement X ont été utilisés : des IP (Image Plate ou en français Écran radio-luminescent à mémoire, ERLM) et une caméra CCD (Charged-Coupled Device). Les deux ont permis d'obtenir des signaux intégrés en temps et permettent de détecter un signal à travers l'intégration de la radiation entrante sur la durée totale de l'émission.

Les IP sont des films photosensibles réutilisables. La partie photosensible se trouve dans des cristaux de phosphore présents dans le composé  $[\text{BaF}(\text{Br,I}):\text{Eu}^{2+}]$ . Le rayonnement X excite les ions  $\text{Eu}^{2+}$  et un électron est éjecté dans la bande de conduction du phosphore, piégé dans un trou. Après l'exposition au rayonnement, le signal est extrait de l'IP à travers un laser à longueur d'onde  $\lambda = 632.8$  nm qui balaye l'IP, en désexcitant les électrons piégés. Des photons sont alors émis par luminescence photo-stimulée (PSL) et collectés par un tube photo-multiplicateur. Ces photons sont ensuite amplifiés et convertis en une image digitale en valeurs de gris. Pour que l'IP puisse être réutilisée, l'information qu'elle contient doit être effacée. Ceci est réalisé à travers l'exposition de l'IP à une lumière blanche intense pour quelques minutes. Deux types différentes d'Image Plates ont été utilisées pendant les deux campagnes expérimentales décrites dans cette thèse : les FUJI BAS MS et les FUJI BAS TR. Les premières possèdent une couche photosensible composée entre autre des cristaux de phosphore revêtue par une couche de polyéthylène ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ), qui rend la surface plus résistante et manipulable sans gants. Les deuxièmes ne possèdent pas cette couche et doivent donc être manipulées avec plus de précautions.

Les caméras CCD sont des détecteurs lents, ont une meilleure linéarité en énergie par rapport aux IPs et souvent une gamme dynamique plus large. Une caméra CCD

est une matrice à deux dimensions de semi-conducteurs de type capacitif, les pixels. Chaque élément de cette matrice accumule durant le temps d'exposition une charge électrique proportionnelle au nombre de photons incidents sur sa surface. Cette charge électrique est ensuite convertie en tension qui est ultérieurement numérisée en codant le signal sur un certain nombre de bits. La réponse du capteur est linéaire de zéro jusqu'à la saturation, qui correspond au maximum lors de la conversion en bits. La CCD que nous avons utilisée est rétro-illuminée afin de détecter les XUV et refroidie. Lors des deux campagnes expérimentales décrites dans cette thèse, une CCD de la marque Princeton Instrument XUV à 18 bits a été utilisée. Le chip mesure  $28.6 \times 26.0$  mm, à savoir  $1350 \times 1300$  pixels (1 pixel =  $20 \times 20$   $\mu\text{m}$ ).

## 2.4 Diagnostic d'imagerie X : la caméra sténopé

Le principe de la caméra sténopé est d'obtenir, sans l'utilisation d'une lentille, une image de la zone émissive du plasma dans le domaine spectral d'intérêt avec une résolution spatiale adéquate. Dans notre contexte, elle a été utilisée pour estimer la taille de la région émissive et pour vérifier la reproductibilité de nos tirs.

Considérons un trou de diamètre  $D_s$ , placé à une distance  $P$  du plasma (de diamètre  $\phi_{PI}$ ) et à une distance  $Q$  d'un détecteur. Soit  $\phi_{IP}$  le diamètre de l'image produite (voir figure 2.9). L'image aura un grandissement  $G$  donné par :

$$G = \frac{\phi_{IP}}{\phi_{PI}} = \frac{Q}{P}. \quad (2.22)$$

La résolution spatiale de l'image dépend de trois paramètres [Sauneuf (1993)] :

- la diamètre du trou  $D_s$ ;
- la diffraction des rayons X par le sténopé en fonction de la longueur d'onde;
- la résolution spatiale du détecteur (des IP dans nos expériences).

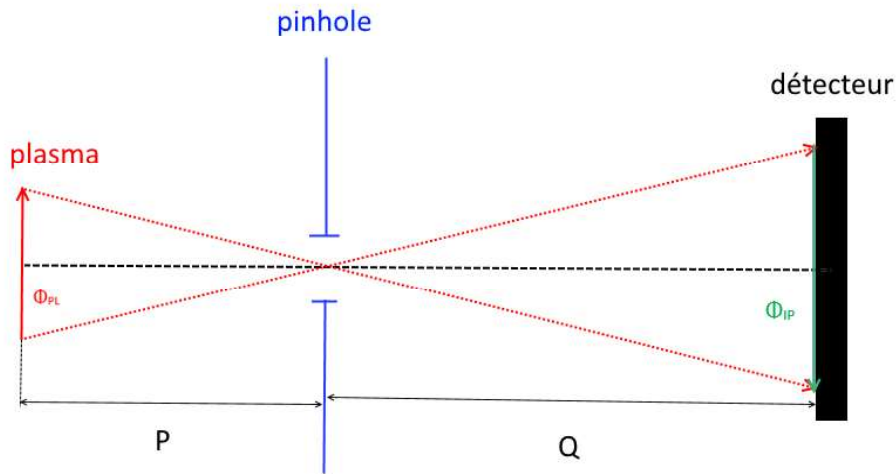


FIGURE 2.9: Schéma de fonctionnement d'une sténopé.

Pour une taille du trou finie, une source ponctuelle produit une image de taille  $\phi_{IP}$  sur l'IP. Sur le plan de l'objet on aura une image :

$$\Delta IP = \frac{\phi_{IP}}{G} = D_s \frac{G+1}{G}, \quad (2.23)$$

beaucoup plus grande que la résolution spatiale de l'IP.

Si la taille du trou est petite, la diffraction de rayons X dégradera la résolution :

$$\Delta d = \frac{2.44\lambda m}{D_s}. \quad (2.24)$$

Dans notre cas, comme  $\lambda \ll D_s$ , les effets de diffraction sont négligeables.

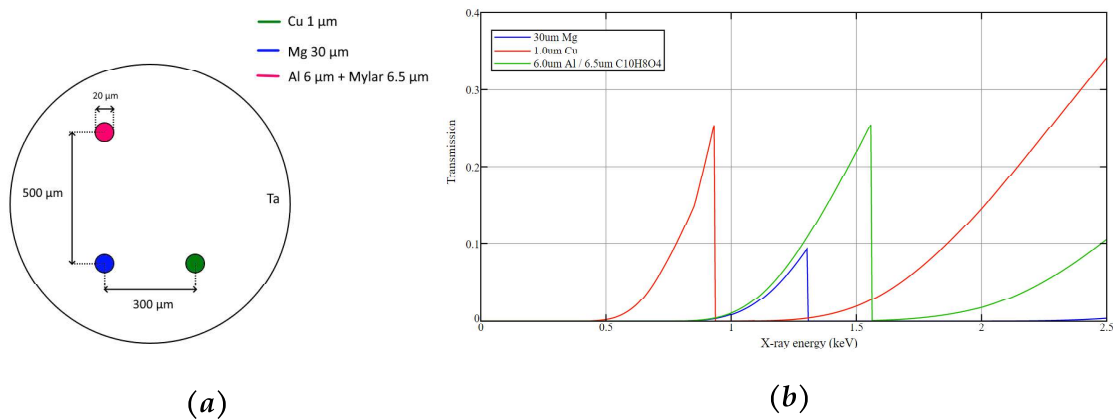
En ce qui concerne la résolution spatiale du détecteur, elle est d'environ  $D_{det} = 200 \mu\text{m}$  [Maddox et al. (2011)], ce qui comporte une contribution importante à la

résolution spatiale totale de la caméra sténopé,  $\Delta$ , qu'on peut évaluer à travers :

$$\Delta = \sqrt{\left(D_s \frac{(G+1)}{G}\right)^2 + \left(\frac{2.44\lambda m}{D_s}\right)^2 + \left(\frac{D_{det}}{G}\right)^2}. \quad (2.25)$$

Lors de nos expériences, deux types de sténopés différents ont été utilisés :

- campagne ELFIE 2014 - Un sténopé simple à un seul trou, avec  $D_s = 25 \mu\text{m}$ ,  $Q = 292 \text{ mm}$  et  $P = 65 \text{ mm}$ . Cela comporte un grandissement  $G = 4.5$  et une résolution  $\Delta \simeq 20 \mu\text{m}$ .
- campagne ELFIE 2018 - Un sténopé triple, composé de trois trous de diamètre  $20 \mu\text{m}$  placés comme en figure 2.10a. Cette configuration particulière a été choisie afin de mesurer des intervalles spectraux différents. Les trois trous étaient filtrés comme en figure 2.10a : un filtre de cuivre d' $1 \mu\text{m}$  d'épaisseur, un filtre de magnésium de  $30 \mu\text{m}$  d'épaisseur et un filtre composé d'une couche d'aluminium de  $6 \mu\text{m}$  et de plastique de  $6.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur. La transmission de ces trois filtres est montré en figure 2.10b. Dans ce cas  $Q = 292 \text{ mm}$  et  $P = 37 \text{ mm}$ . Cela comporte un grandissement  $G = 7.9$  et une résolution  $\Delta \simeq 34 \mu\text{m}$ .



**FIGURE 2.10:** Triple sténopé : (a) schéma des filtres et distances, (b) transmission en fonction de l'énergie.



## 2.5 Diagnostics hydrodynamiques

Afin d'obtenir des informations sur l'hydrodynamique du plasma (en particulier sa densité électronique), deux techniques ont été utilisées : l'ombroscopie et l'interférométrie. Les deux ont besoin d'un faisceau dit "sonde" qui traverse le plasma généré par le laser principale. Pour mesurer l'expansion longitudinale, le faisceau sonde doit être orthogonal au faisceau principal.

Le retard du faisceau sonde par rapport à l'impulsion principale est un paramètre facilement modifiable sur l'installation ELFIE, ce qui permet d'effectuer des mesures de la densité à différents instants et reconstruire par conséquent un historique de l'expansion.

### 2.5.1 Interférométrie

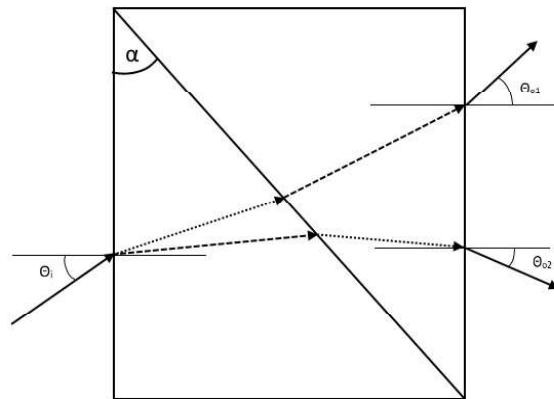
Un diagnostic basé sur l'interféromètre de Normarski [Normarski (1955); Benattar et al. (1979)] a été utilisé pendant la campagne ELFIE 2014 afin de mesurer l'indice de réfraction du plasma généré et donc sa densité électronique.

Afin de comprendre le fonctionnement de ce diagnostic, une description du prisme de Wollaston et de la technique d'interférométrie est nécessaire. Un prisme de Wollaston est composé par deux prismes de quartz orthogonaux collés ensemble avec du baume du Canada (une colle qui possède une très bonne qualité optique ainsi que un indice de réfraction comparable a celui du quartz). Les axes optiques des deux prismes sont pivotés de  $90^\circ$ , en sorte que un rayon ordinaire du premier prisme corresponde à un rayon extraordinaire du deuxième, et vice versa. Grâce à cette configuration un faisceau polarisé linéairement qui rentre dans le prisme de Wollaston est séparé en deux rayons de polarisation orthogonale qui divergent par un petit angle  $\Delta\theta$  :

$$\Delta\theta = \theta_{o1} - \theta_{e2} = 2\alpha(n_o - n_e), \quad (2.26)$$

où  $\alpha$  est l'angle entre les axes optiques des deux prismes et  $n_o$  et  $n_e$  sont respectivement l'indice de réfraction ordinaire et extraordinaire des deux prismes [Sanderson (2005)]. Un schéma est montré en figure 2.11. Un faisceau sonde à faible intensité passe à travers d'une lame  $\lambda/2$  et en suite rentre dans le plasma généré avec un faisceau principal. À sa sortie de ce dernier, la lumière est focalisée à l'aide d'une lentille sur le prisme de Wollaston, en passant par un polariseur. Les axes optiques du-dit sont tournés de  $45^\circ$  par rapport à la polarisation originale du faisceau. Pour qu'une figure d'interférence soit créée, un deuxième polariseur est placé à la sortie du Wollaston.

La figure 2.12 montre le schéma de l'interféromètre de Nomarski utilisé lors de la



**FIGURE 2.11:** Schéma du chemin des rayons pour un prisme de Wollaston avec angle entre les plan de séparation  $\alpha$ . En tirets les rayons ordinaires, en pointillé les rayons extraordinaires.

campagne ELFIE 2014. Les interférogrammes ont été analysés avec le traitement standard par transformé inverse d'Abel [Gizzi et al. (1994); Hutchinson (2002)] effectuée avec le logiciel Neutrino [Flacco and Vinci (2011)].

La densité électronique obtenue dépend de la dérivée spatiale du décalage des franges le long de l'axe transversal. La résolution de l'interféromètre, qui repose essentiellement sur la taille d'un pixel, limite donc la gamme des densités électroniques mesu-

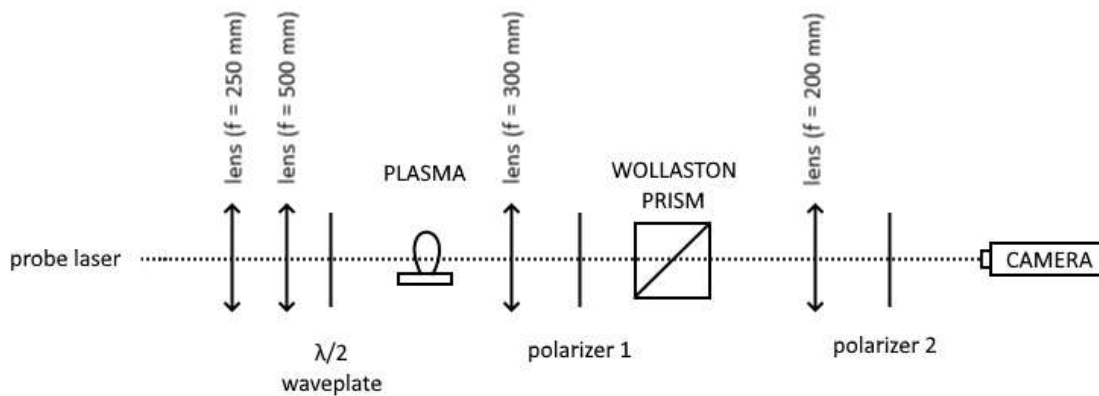


FIGURE 2.12: Schéma de l'interféromètre de Nomarski utilisé.

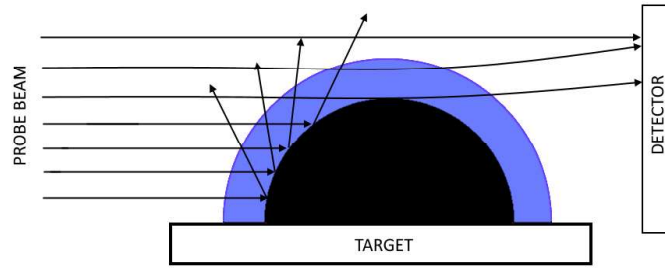
rables à  $n_e < 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , comme vu dans le chapitre 1.

Dans notre cas, la principale source d'erreur sur la mesure pose sur le choix de l'axe de symétrie sur lequel on effectue l'inversion d'Abel. Une estimation satisfaisante de cette erreur sera donnée dans la section 4.

## 2.5.2 Ombroscopie

L'ombroscopie est un des diagnostic le plus simples pour observer les inhomogénéités de masse volumique. Cette technique consiste à placer le milieu perturbé (dans notre cas le plasma généré par laser) entre une source lumineuse (le faisceau sonde) et un détecteur (CCD). La figure 2.13 montre un exemple de géométrie utilisée pour l'ombroscopie. La visualisation de l'ombre se base sur la déviation du faisceau lumineux par le milieu perturbé : le faisceau sonde traverse le plasma et est réfracté ou absorbé, donnant une image sur le détecteur. La réfraction et l'absorption du faisceau dépendent de l'indice optique et donc de la densité électronique du milieu, selon :

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \simeq 1 - \frac{n_e}{2n_c}, \quad (2.27)$$



**FIGURE 2.13:** Géométrie utilisée pour l'ombroscopie. En noir la zone à densité sur-critique, en bleu la zone du plasma sondée.

dans le cas où  $n_e \ll n_c$ . Une densité supérieure à  $n_c$  peut se traduire dans la réflexion totale (ou absorption totale, selon la collisionnalité) du faisceau sonde, donnant lieu à une ombre sur la caméra.

Cette technique a été utilisée pendant la campagne ELFIE 2018 afin d'avoir des mesures de l'évolution de la densité électronique du plasma à un instant donné. Le faisceau sonde était doublé en fréquence et avait une durée d'impulsion de 350 fs. L'image de la zone d'ombre enregistrée par la CCD sera fortement dépendante de l'absorption due au Bremsstrahlung inverse et à la réfraction due aux forts gradients de densité.

La première peut être estimée par le coefficient d'absorption [Atzeni and Meyer-Ter-Vehn (2004)] :

$$\kappa_{bi} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{ei}(n_c)}{c} \left( \frac{n_e}{n_c} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \quad (2.28)$$

où  $\nu_{ei}(n_c)$  est la fréquence de collision électron-ion à densité critique. Celle-ci est rapidement négligeable dans nos expériences lorsque on s'éloigne de la densité critique. Les effets de gradient, par contre, seront difficilement modélisables.

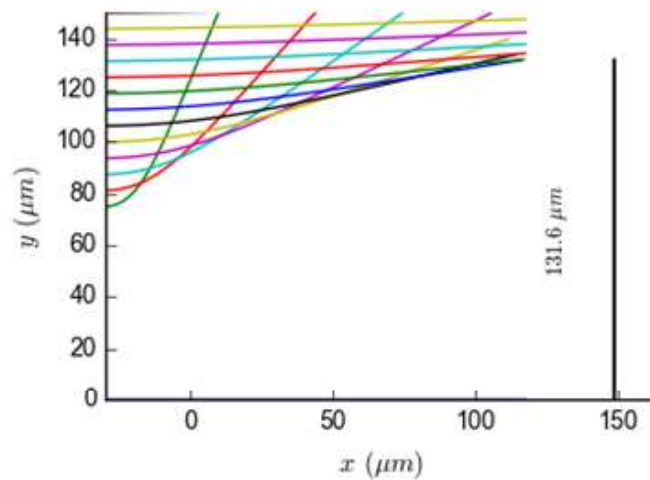
Afin de reproduire les images d'ombroscopie nous avons utilisé un programme Python de tracé de rayons développé précédemment [Dervieux et al. (2015)]. Ce programme permet de modéliser la déviation des rayons par le plasma sur le plan équatorial, tenant compte de l'absorption modélisée par le coefficient de Bremsstrahlung inverse et utilisant la fréquence de collision de Spitzer (voir section 1.2.1).

En supposant un gradient de densité sphérique, ce code nous permettra de calculer la densité électronique du plasma en tout point, selon [Hutchinson (2002)] :

$$n_e(r) = n_{solide} e^{-\frac{r}{L_g}} = \frac{Z}{A} \frac{\rho}{N_A} e^{-\frac{r}{L_g}} \quad (2.29)$$

où  $Z$  est le numéro atomique,  $A$  nombre de masse,  $\rho$  la densité volumique,  $r$  la dimension du plasma,  $N_A$  le numéro d'Avogadro et  $L_g$  la longueur du gradient. Pour utiliser le programme on aura besoin d'extraire des images d'ombroscopie deux paramètres : la taille transversale du plasma ( $L_t$ ) et la taille longitudinale du plasma ( $L_c$ ) puisque, comme on verra par la suite, l'hypothèse de plasma sphérique n'est pas toujours vérifiée. Des données spécifiques à l'expérience, comme la longueur d'onde du faisceau sonde et la focale de la lentille placée entre le plasma et le détecteur seront aussi nécessaires.

Un exemple de résultat issu du calcul de tracé de rayons, modélisant la réfraction dans un gradient de densité  $n_e(r) = 8 \cdot 10^{23} [cm^{-3}] e^{-\frac{r}{L_g [\mu m]}}$  est visible en figure 2.14 pour un faisceau sonde de  $\lambda = 529$  nm. On obtient dans ce cas une longueur de gradient  $L_g = 15.6 \mu m$ .



**FIGURE 2.14:** Tracé de rayon simulé pour un tir laser sur cible d'aluminium. Le numéro à droite correspond à la dimension de l'ombre du plasma mesuré expérimentalement.

### 2.5.3 FDI

Ce diagnostic permet de mesurer la position de la densité critique d'un plasma. Pour être plus précis, il mesure la dépendance spatiale et temporelle du déphasage et de l'amplitude d'une impulsion laser qui se réfléchit à la densité critique  $n_c$ . Un

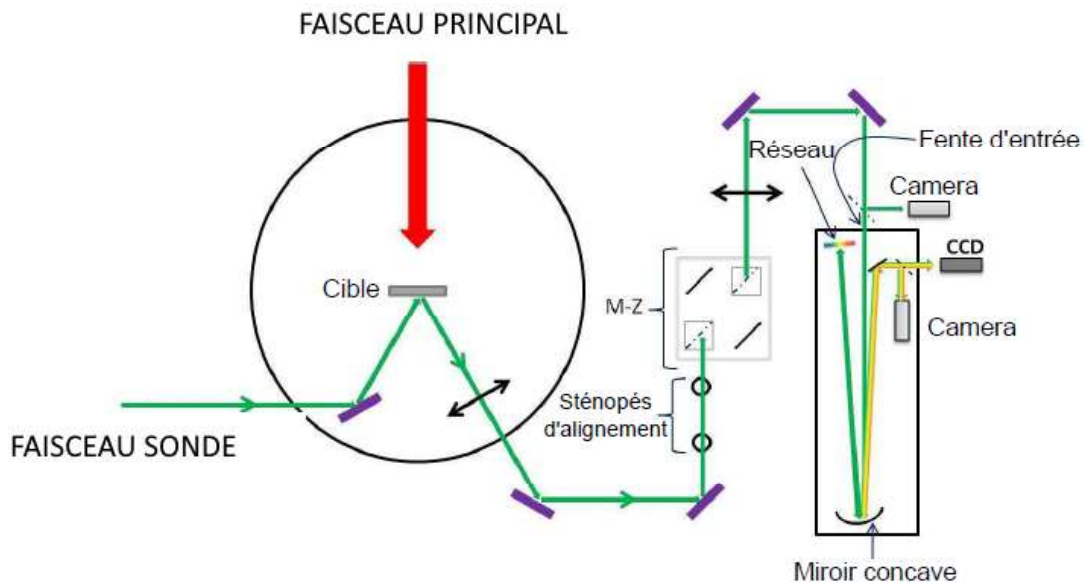
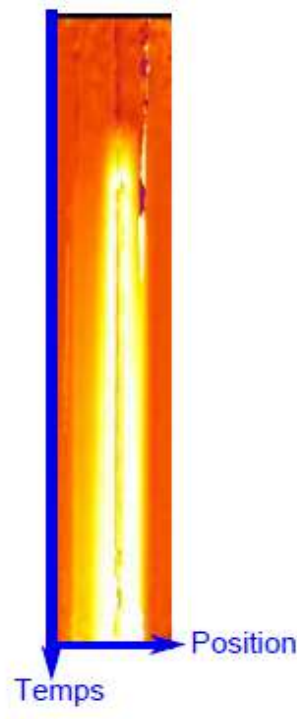


FIGURE 2.15: Schéma expérimental du FDI.

schéma expérimental du FDI est montré en figure 2.15 : un faisceau laser sonde est faiblement étiré afin d'obtenir une dispersion temporelle des différentes longueurs d'onde (chirp). Avant l'interaction avec le faisceau principal, le faisceau sonde est réfléchi par la surface solide de la cible. Une fois le plasma généré, le faisceau sonde est réfléchi par la surface du plasma ayant une densité correspondante à la densité critique du laser  $n_c$ . Le faisceau sonde passe par un interféromètre de Mach-Zehnder, et la figure d'interférence est enfin enregistrée à l'aide d'un spectromètre. Ce dernier permet de séparer temporellement les différentes longueurs d'onde qui composent le faisceau sonde.

Un exemple de résultat est montré en figure 2.16 : la phase est mesurée en fonction de la position sur l'axe des abscisses et son évolution temporelle sur les ordonnées. Les résultats de ce diagnostic ont été analysés par Alexandre Do et sont illustrés dans sa



**FIGURE 2.16:** Exemple de mesure de phase obtenue avec le FDI sur une cible d'aluminium [Do (2016)].

thèse [Do (2016)] : une image qui montre la phase du faisceau réfléchi en fonction du temps pour des tirs laser sur des cibles d'aluminium est montré en figure 2.17. Tous les tirs analysés montrent le même comportement : après une montée constante de la phase, à la même vitesse, signe d'une bonne reproductibilité de la mesure, on trouve une saturation de la phase à partir d'environ 45 ps. Cette allure de la phase est assez surprenante, car on s'attendrait à une croissance ininterrompue due à l'expansion du plasma. Comme le FDI mesure la position de la densité critique, une stagnation de la phase se traduirait par une constance de celle-ci, ce qui est évidemment faux pour un plasma en expansion.

Plusieurs simulations ont été effectuées, aussi bien avec des codes d'hydrodynamique (MULTI-fs) qu'avec des codes PIC réalisées par T. Brabec et C. Varin de l'Université d'Ottawa sans aboutir à une explication convaincante pour ce comportement. Ces résultats demeurent donc à aujourd'hui inexpliqués et ne seront pas discutés da-

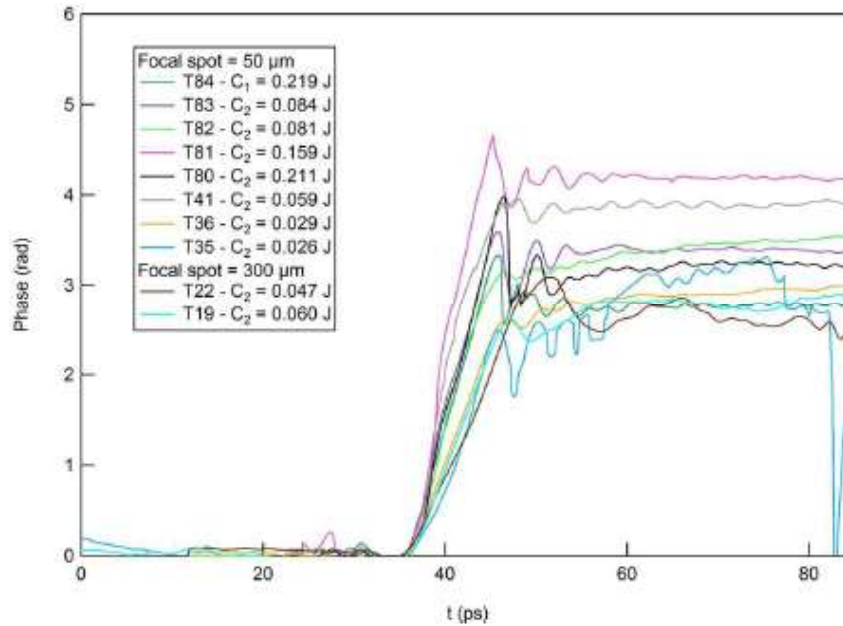


FIGURE 2.17: Résultat du FDI pour des tirs sur des cibles d'aluminium [Do (2016)].

vantage dans cette thèse.

## 2.6 Simulations hydrodynamiques

Plusieurs modèles peuvent décrire l'expansion d'un plasma dans le vide. Pendant la thèse, nous avons utilisé le code MULTI-fs afin de reproduire les données hydrodynamiques.

### 2.6.1 MULTI et MULTI-fs : description du modèle

MULTI (MULTIgroup radiation transport in MULTIlayered foils) [Ramis et al. (1988, 2012)] est un code lagrangien mono-dimensionnel d'hydrodynamique radiative implicite largement utilisé dans la communauté d'interaction laser-plasma.

Ce code traite le plasma en utilisant un modèle à deux fluides : le système est composé de deux fluides en mouvement, un fluide électronique et un fluide ionique. On suppose donc que les ions et les électrons sont faiblement couplés.

Les variables de ces deux fluides, à savoir la densité ionique et électronique ( $n_i, n_e$ ),



la vitesse fluide  $(u_i, u_e)$  et la température  $(T_i, T_e)$ , dépendent de l'espace et du temps et sont reliées par une équation d'état. La quasi neutralité du plasma à l'échelle hydrodynamique implique  $n_e \simeq Zn_i$  ainsi que l'égalité des vitesses fluides  $u_e = u_i = u$ . Les équations à résoudre sont :

— l'équation de conservation du nombre de particules

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial n_p u}{\partial x} = 0 \quad (2.30)$$

— l'équation de conservation du mouvement

$$n_i m_i \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial (P_e + P_i)}{\partial x}, \quad (2.31)$$

où  $P_i$  et  $P_e$  sont les pressions ionique et électronique, et l'inertie des électrons est négligeable à cause du fait que  $m_e \ll m_i$ ;

— les équations de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t} = -P_e \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial q_e}{\partial x} - w_{ei} + w_{laser} \quad (2.32)$$

et

$$\frac{\partial \epsilon_i}{\partial t} = -P_i \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial q_i}{\partial x} + w_{ei}, \quad (2.33)$$

où  $\epsilon_i$  and  $\epsilon_e$  sont respectivement la densité d'énergie ionique et électronique,  $q_i$  et  $q_e$  sont le flux de chaleur ionique et électronique,  $w_{ei} = \frac{3}{2} \nu_{ei} n_e k_B (T_e - T_i)$  (avec  $\nu_{ei}$  fréquence de relaxation pour l'échange d'énergie lors des collisions électrons-ions) est la densité de puissance échangé entre électrons et ions et  $w_{laser}$  est la densité de puissance cédée par le laser aux électrons.

Les fluides sont décrits au moyen d'une description lagrangienne. Les cellules sont associées dans un ensemble d'indice  $i$  afin de constituer la matière et sont caractérisées par une certaine taille définie par le maillage spatial et par leur masse, qui reste constante dans le temps : il n'y aura donc pas d'échange de matière entre les cellules. Chaque matériau composant la cible est décrit par :

- le nombre de cellules  $n(i)$ ;
- une progression géométrique de raison  $r(i)$ ;

- l'épaisseur  $L(i)$ ;
- l'épaisseur de la cellule à l'extrême gauche  $w_g(i)$ ;
- l'épaisseur de la cellule à l'extrême droite  $w_d(i)$ .

Ces quantités sont liées par la relation :

$$r(i) = 1 + \frac{w_d(i) - w_g(i)}{L(i) - w_d(i)}, \quad (2.34)$$

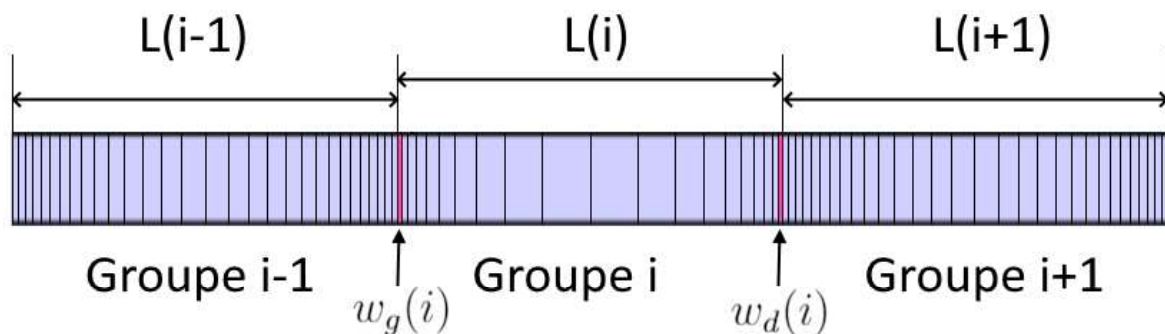
qui permet d'écrire le nombre de cellules  $n(i)$  comme :

$$n(i) \approx 1 + \frac{\log\left(\frac{w_d(i)}{w_g(i)}\right)}{\log r(i)}. \quad (2.35)$$

Un schéma de maillage possible est illustré en figure 2.18. Le maillage adaptatif permet à deux cellules adjacentes d'avoir des masses comparables. En outre, la dernière cellule d'une zone doit avoir les mêmes caractéristiques que la première de la zone successive afin d'éviter des discontinuités.

Chaque cellule (un rectangle en figure 2.18) est caractérisée par sa position, son épaisseur et la vitesse de ses interfaces.

Pour chaque élément de la cible, les densités électronique, ionique, la charge et la



**FIGURE 2.18:** Maillage lagrangien de la matière issu d'une simulation MULTI (cible tricoche). La figure représente les cellules à l'instant  $t = 0$ .

masse moyenne sont à définir ainsi que la pression, la température et l'énergie interne ioniques et électroniques.

Comme on l'a précédemment dit, la conservation de la masse dans une cellule est nécessaire dans une description lagrangienne : il n'y a pas de flux de matière à travers les interfaces ; les autres grandeurs en revanche sont recalculées à chaque pas de temps.

Afin de pouvoir fermer le système, on aura donc besoin d'une relation entre la pression  $P_{e/i}$  et les densités et températures  $n_{e/i}$ ,  $T_{e/i}$  électroniques et ioniques. Cette relation est l'équation d'état, dont les valeurs sont tabulées. Les tables utilisées lors de cette thèse sont les tables SESAME [T4-Group (1983)] élaborées au Los Alamos National Laboratory, USA.

MULTI a été développé pour résoudre les équations hydrodynamiques en 1D en les couplant avec le transfert du rayonnement, évalué par la méthode de diffusion multi-groupes.

Le traitement multi-groupes consiste à répartir le rayonnement en bandes d'énergie et à considérer constants dans chaque groupe (voir figure 2.18) les émissivités et les coefficients d'absorption.

L'équation de transfert du rayonnement (détaillée dans le chapitre 1),

$$\frac{dI_\nu(x)}{dx} = j_\nu(x) - k_\nu(x)I_\nu(x), \quad (2.36)$$

est résolue en utilisant les opacités de la librairie SNOP HETL [Eidmann (1994)]. L'utilisation de ces tables implique d'utiliser l'approximation de régime stationnaire : les processus atomiques atteignent leur état stationnaire rapidement devant le temps caractéristique de l'évolution hydrodynamique.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé la version MULTI-fs [Ramis et al. (2012)]. Cette adaptation de la version originelle du code a été développée pour modéliser les régimes d'interaction courtes pour lesquels il faut résoudre l'équation d'Helmholtz.

Le transfert d'énergie entre les particules est possible grâce aux collisions. Deux mo-

dèles peuvent être choisis dans le code : Spitzer-Härm et Lee-More (pour plus de détails, regarder le chapitre 1). Le flux de la chaleur est lui aussi calculé par la formule de Spitzer avec un coefficient de limitation  $f$ . Le choix de ce coefficient est souvent délicat. Dans le cadre de cette thèse nous avons utilisé la valeur "par défaut" de MULTI-fs  $f = 0.6$ , une modification de cette valeur n'ayant pas montrés d'effets notables sur les résultats du calcul. Un exemple de simulation est présenté en appendice A.

## 2.7 Simulation de physique atomique : PrismSPECT et SPECT3D

Une fois les données hydrodynamiques d'intérêt calculées au moyen du code MULTI-fs, elles vont être utilisées dans un code de cinétique atomique afin de calculer un spectre théorique résolu ou intégré en temps et espace.

Pour cela, les codes HETL PrismSPECT et SPECT3D [Golovkin et al. (2006); MacFarlane et al. (2007)] ont été utilisés. Les deux sont des programmes commerciaux qui permettent de calculer les populations des niveaux ioniques, les fractions ioniques ainsi que les spectres d'émission des éléments d'intérêt de façon stationnaire ou dépendant du temps pour des paramètres d'entrée définis.

### 2.7.1 Description des modèles d'équilibre

Les deux codes permettent de calculer de façon détaillée les spectres d'émission d'un élément donné : l'utilisateur peut choisir les configurations atomiques à prendre en compte dans le code avec les niveaux d'énergies correspondant.

Les populations ioniques sont calculés dans le cadre du modèle collisionnel-radiatif, en prenant en compte les processus cités dans la section 1.3.2. Les largeur des raies sont calculées à partir d'un profil de Voigt qui tient compte des largeurs naturelles,

Doppler et Stark [Griem (1968)]. L'abaissement du continuum est pris en compte et modélisé par un modèle probabiliste [Hummer and Mihalas (1988)] via le formalisme décrit par [Zimmerman and More (1980)].

PrismSPECT permet de calculer un spectre d'émission pour un élément donné pour une grille de températures et densité.

SPECT3D peut, quant à lui, être utilisé en post-processing d'une code d'hydrodynamique radiative 1D ou 2D. Dans le cadre de cette thèse on a utilisé MULTI-fs, code 1D. Même si les calculs hydrodynamiques sont 1D, SPECT3D permet de spécifier la position du détecteur par rapport au plasma. Une variation de la position du détecteur conduit donc à une variation de l'épaisseur de plasma traversé par la radiation et donc l'émission mesurée sera différente.

Clairement, l'évolution 1D donnée par MULTI-fs ne prend pas en compte des effets 2D tels que la présence éventuelle de gradients latéraux dans le plasma. Néanmoins, ce type d'approche se montre être le seul praticable pour les fins de nos études. Vouloir suivre l'expansion hydrodynamique sur une échelle très grande par rapport aux dimensions de la cible (plusieurs centaines de microns sur des cibles de quelques dizaines de nanomètres), l'utilisation d'un code hydrodynamique à maillage adaptatif résulte être la seule option possible. Un exemple de simulation effectuée avec PrismSPECT est détaillé en appendice B.

*On va par la suite présenter les résultats de deux campagnes expérimentales qui ont été le sujet de cette thèse.*

*Les deux campagnes font partie d'un projet pluriannuel qui a eu lieu sur l'installation EL-FIE ayant comme objectif l'étude des propriétés radiatives d'un plasma homogène à travers la spectroscopie d'émission.*

*L'enjeu principal est de réussir à caractériser les propriétés radiatives du plasma simultanément à une description de ses conditions hydrodynamiques, obtenues à travers l'ombroscopie ou l'interférométrie ou déduites à partir du code hydrodynamique MULTI-fs. Une fois trouvé un bon accord entre la simulation et le résultat expérimental, on peut utiliser la simulation MULTI-fs comme "donnée d'entrée" du code de cinétique atomique. Le spectre synthétique obtenu est enfin comparé avec les spectres expérimentaux obtenus lors de la campagne.*

*Pour des raisons pédagogiques, j'ai décidé de présenter d'abord les résultats de la campagne de 2018 sur l'aluminium, le germanium et les mélanges aluminium/germanium et après ceux de la campagne de 2014 sur l'aluminium et le carbone.*

*En effet, c'est pendant l'analyse des données de la dernière campagne que certains résultats de la première campagne ont pu être correctement interprétés.*



## Chapitre 3

# Étude de l'émission de couche K de l'aluminium et de couche L du germanium : campagne "ELFIE 2018"

Cette campagne expérimentale a eu lieu sur l'installation ELFIE en octobre 2018. Le but était d'étudier l'émission de couche K et de couche L des éléments de  $Z$  moyen : dans notre cas la couche K de l'aluminium ( $Z = 13$ ) et la couche L du germanium ( $Z = 32$ ), sous forme d'élément pur ou mélange.

Le faisceau intense à  $\lambda = 1057$  nm entre dans la chambre d'interaction comme indiqué en figure 3.1 et est focalisé sur la cible par une parabole hors-axe de focale  $f = 750$  mm. Le faisceau sonde, doublé en fréquence ( $\lambda = 529$  nm), a permis d'obtenir des images en ombroscopie de l'expansion du plasma. Une série d'images a ainsi été prise, successivement à 200, 250, 500, 750, 1000 et 1250 ps après le pic d'intensité de l'impulsion laser principale. La taille de la zone émissive du plasma dans la gamme 1300 - 2100 eV a été observée avec une caméra sténopé qui sera décrite par la suite. Les spectres d'émission ont été enregistrés avec deux spectromètres à cristal (KAP et PET), détaillés dans le chapitre 2, placés en face avant avec un angle de détection de  $15^\circ$  et  $45^\circ$ , respectivement, par rapport à l'axe d'arrivée du laser.



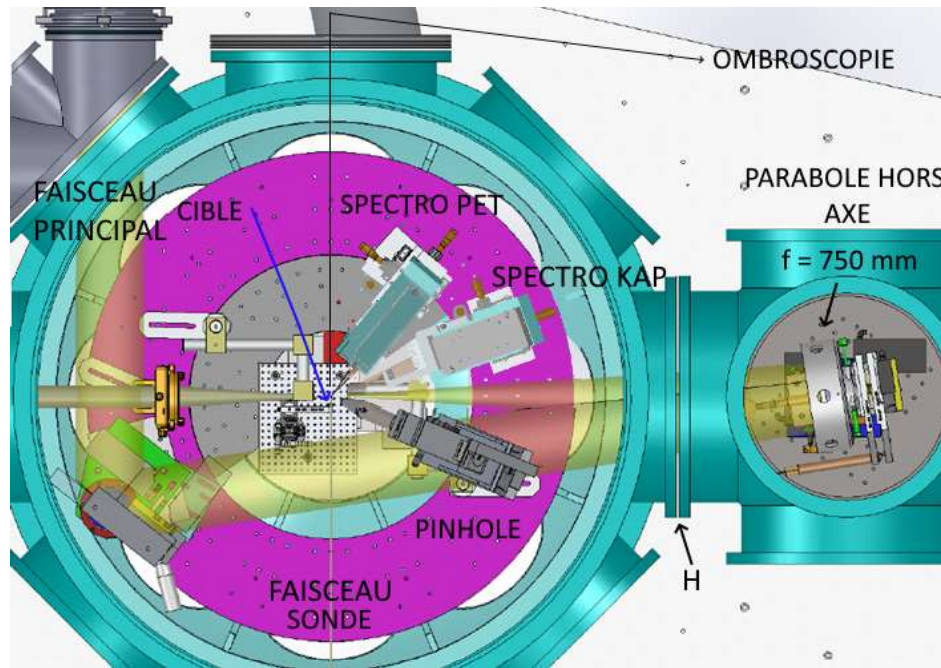


FIGURE 3.1: Schéma de la chambre d'interaction de l'installation ELFIE pendant la campagne ELFIE 2018 avec l'emplacement des diagnostics quand le faisceau ultra-intense est utilisé.

### 3.1 Description du set-up expérimental

#### 3.1.1 Les cibles

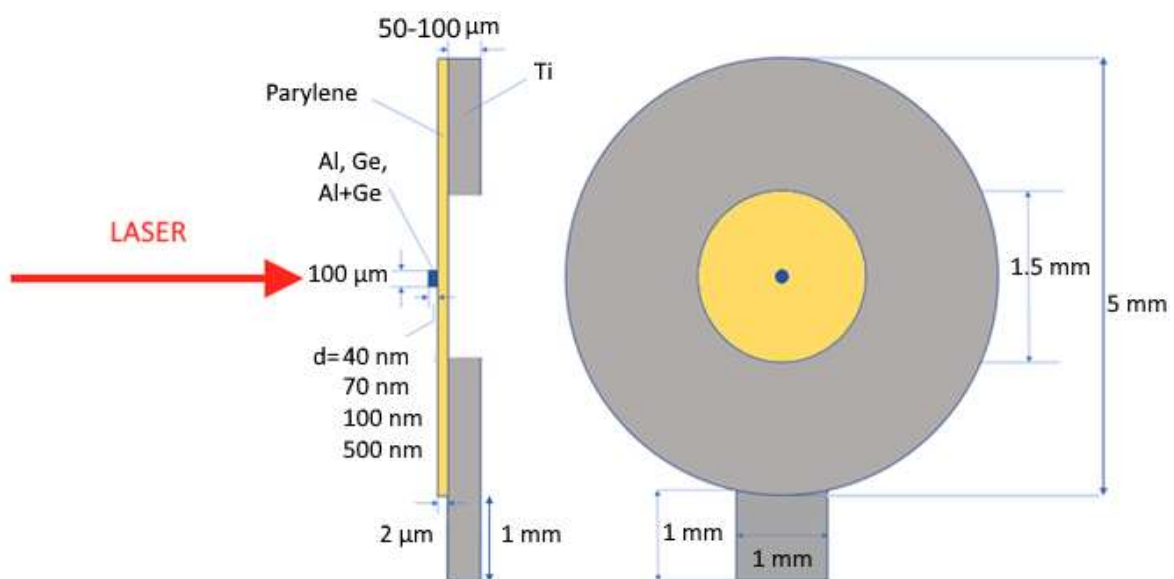


FIGURE 3.2: Schéma des cibles utilisées pendant la campagne (pas à l'échelle).

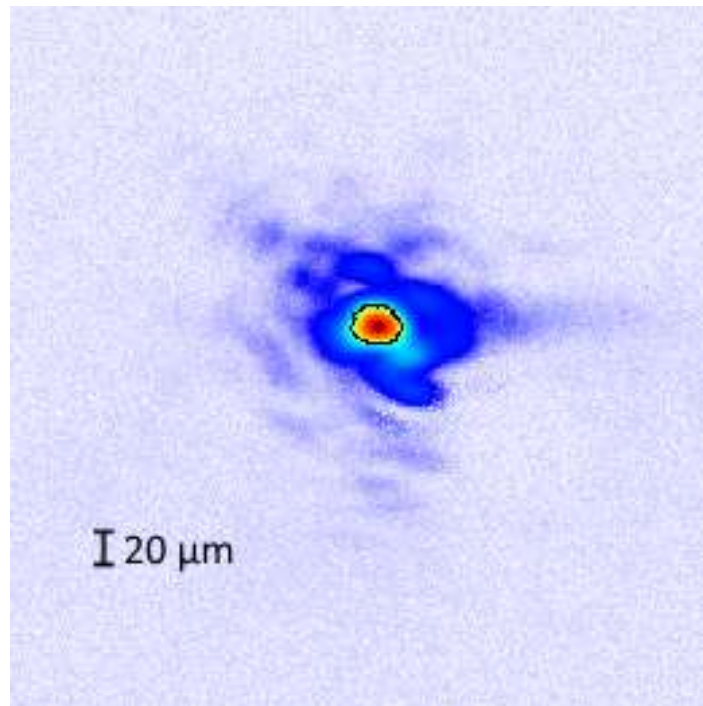
Le design des cibles est montré en figure 3.2 : sur une rondelle de support en titane, d'épaisseur 50 ou 100  $\mu\text{m}$ , est déposée une couche de 2  $\mu\text{m}$  de parylène et, enfin, un dépôt (diamètre = 100  $\mu\text{m}$ ) du matériau d'intérêt (de l'aluminium, du germanium ou un mélange 50 : 50 en densité de masse d'aluminium et de germanium). C'est sur cette dernière couche qu'on a focalisé le faisceau d'interaction. Nous avons étudié quatre épaisseurs de cibles différents : 40, 70, 100 et 500 nm.

L'aluminium est un matériau dont les propriétés hydrodynamiques et de cinétique atomique sont déjà bien connues : il a été utilisé au début de l'expérience afin de pouvoir valider le *set-up*. Le germanium, quant à lui, est un matériau largement utilisé comme dopant dans les ablateurs des capsules de combustible, pour les cibles utilisées dans le cadre de la FCI. Le choix des mélanges, naturellement présents dans le cas des plasmas astrophysiques, permet d'étudier des éventuelles modifications des propriétés radiatives et/ou de la détente hydrodynamique par rapport à l'élément pur.

### 3.1.2 Focalisation du faisceau laser

La tache focale (dont une image typique est présentée en figure 3.3) est approximativement elliptique. La mesure des deux axes a été effectuée et correspond à la mi-largeur à mi-hauteur obtenue avec un fit gaussien des coupes selon les axes vertical et horizontal, dont le résultat est montré en figure 3.4. Sur l'ensemble des tirs on obtient des demi-axes de  $10 \pm 2$  et  $14 \pm 2$   $\mu\text{m}$ .

L'erreur sur la mesure dépend de la résolution spatiale, elle-même dépendante de la taille d'un pixel de la caméra, qui donne un grandissement de  $1 \text{ pxl} = 0.67 \mu\text{m}$ . Une deuxième contribution provient d'un critère empirique inspiré du théorème de Shannon selon lequel "la représentation discrète d'un signal exige des échantillons régulièrement espacés à une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans ce signal" [Shannon (1949)]. Dans notre cas, il

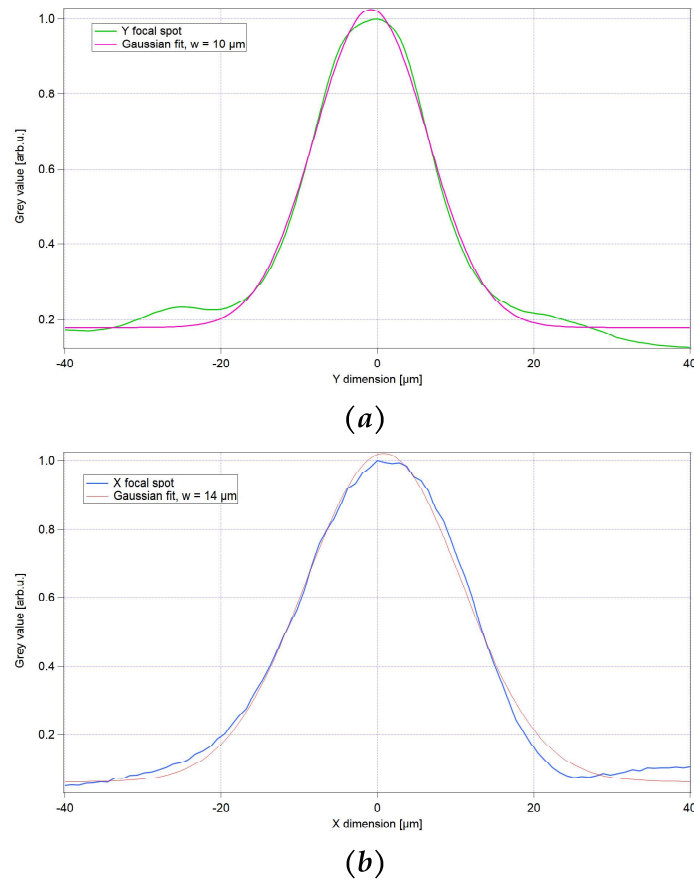


**FIGURE 3.3:** Tache focale du laser (ellipse, matérialisée par un trait noir, de demi-axes  $a = 10 \mu\text{m}$  et  $b = 14 \mu\text{m}$ ). La surface de l'ellipse est  $S \simeq 440 \mu\text{m}^2$ .

faut 2.5 pixels pour distinguer deux valeurs voisines de signal, ce qui se traduit par une erreur  $\sigma = 2.5 \cdot 1 \text{ pxl} = 1.67 \mu\text{m}$ , que nous avons arrondi à  $2 \mu\text{m}$ .

La surface irradiée est donc de l'ordre de  $440 \pm 90 \mu\text{m}^2$ .

Avec les valeurs d'énergie utilisées pendant l'expérience, il s'avère que la valeur d'intensité sur cible est comprise entre 1 et  $8 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ . Dans ce régime d'interaction, la population d'électrons supra-thermiques n'est pas négligeable et différents travaux montrent qu'elle pourrait affecter les spectres mesurés [Hansen and Shlyaptsseva (2004)], en introduisant une difficulté supplémentaire à l'interprétation des résultats expérimentaux. Malheureusement, nous avons été contraints de nous placer dans ce régime, à cause de l'absence de signal sur le spectromètre à des intensités plus faibles. Cependant, des calculs PIC effectués avec le code CALDER dans le cadre d'une autre étude [Dervieux (2015)] ont montré que la température électronique du plasma correspond à la celle de la population thermique et non à celle supra-thermique dans des conditions laser et de cibles comparables à celles de cette



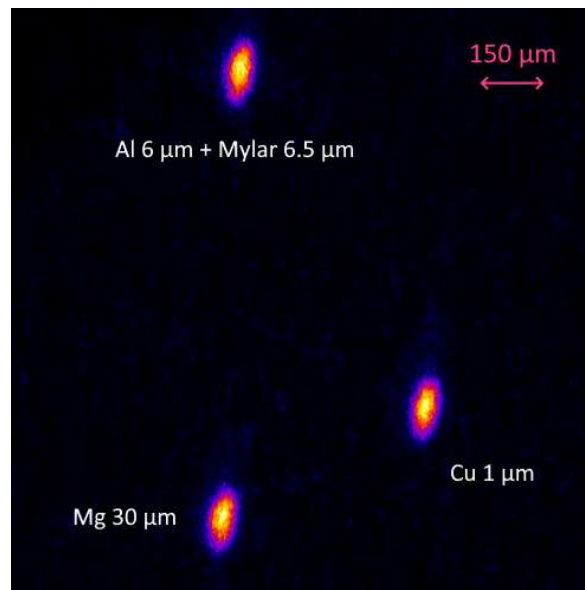
**FIGURE 3.4:** Coupes verticale (a) et horizontale (b) de la tache focale montrée en figure 3.3.

33

campagne. Cela nous laisse donc espérer que les propriétés radiatives seront malgré tout déterminées principalement par la température de la population d'électrons thermiques.

### 3.1.3 La caméra sténopé

Une caméra sténopé à trois trous (décrite en section 2.4) a été utilisée afin de contrôler la taille de la zone émissive du plasma dans la gamme 1500-2100 eV. La figure 3.5 montre un exemple de mesure obtenue lors de l'expérience. Du fait des angles d'observation du sténopé (angle azimutal  $\theta = 22.5^\circ$  et polaire  $\phi = 43.7^\circ$ ), l'image que l'on observe est elliptique. Les trois trous du sténopé sont filtrés comme indiqué en figure 3.5 : une soustraction des trois taches enregistrées sur l'IP nous per-

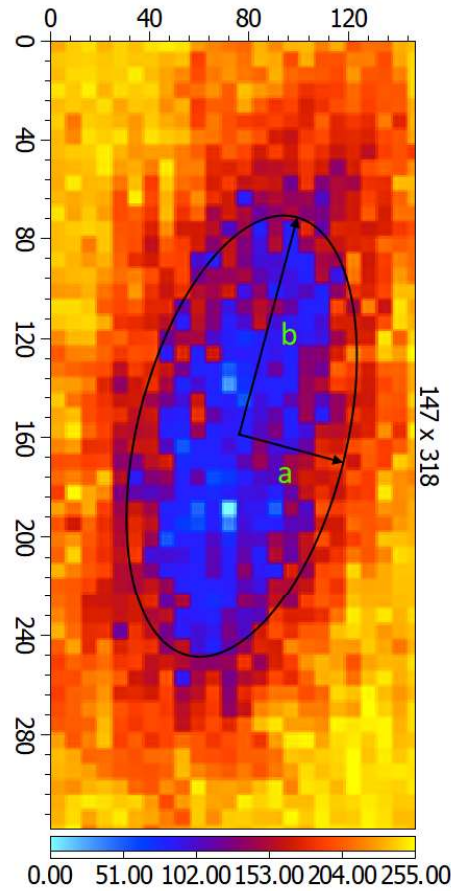


**FIGURE 3.5:** Exemple d'image mesurée par sténopé d'une cible de germanium d'épaisseur  $d = 70 \mu\text{m}$ .

met alors d'estimer la taille de la zone émissive du plasma dans la gamme 1500-2100 eV.

La figure 3.6 montre le résultat de cette soustraction : on mesure une ellipse de demi-axes  $a = 30 \pm 3 \mu\text{m}$ ,  $b = 70 \pm 5 \mu\text{m}$ . Lorsqu'on prend en compte les angles d'observation du sténopé, on peut déduire, par un simple calcul mathématique, l'expansion du plasma en vision frontale. Le résultat de ce calcul, effectué avec la formule de rotation de Rodrigues [Rodrigues (1840)], est montré en figure 3.7 : en vert l'ellipse obtenue lors des mesures et en rouge la forme possible de la zone émissive du plasma, compte tenu des deux angles d'observations, qui correspond donc à un cercle.

Le cercle obtenu a un diamètre égal à l'axe majeur de l'ellipse, ce qui se traduit en :  $S = \pi b^2 \simeq 15390 \mu\text{m}^2$ . Cette dernière surface est environ 35 fois plus grande que celle de la tache focale ( $S_{tf} \simeq 440 \mu\text{m}^2$ ), ce qui tend à suggérer la présence d'une conduction thermique latérale importante dans le plasma généré. Ce résultat n'est pas en contradiction avec la forme de la tache focale, lorsque on prend en compte l'erreur sur la mesure.

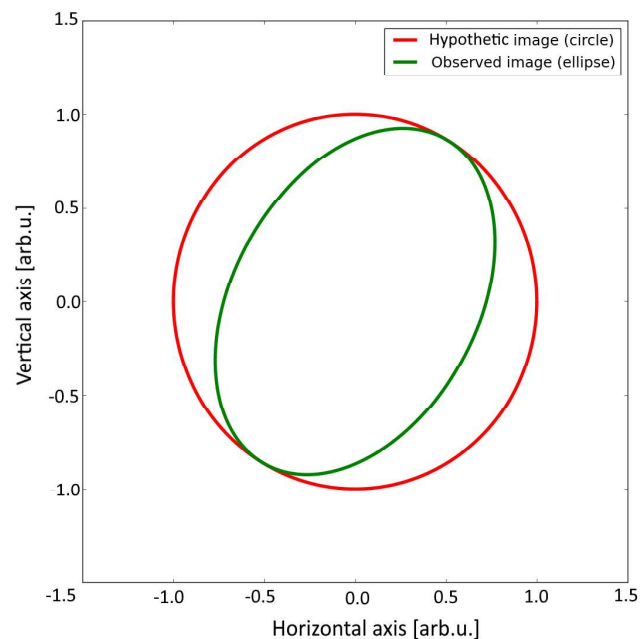


**FIGURE 3.6:** Image résultant de la soustraction des trois taches de la figure 3.5, correspondant à une ellipse de demi-axes  $a = 30 \pm 3 \mu\text{m}$ ,  $b = 70 \pm 5 \mu\text{m}$ .

## 3.2 Résultats hydrodynamiques et comparaison avec les simulations

### 3.2.1 Résultats de l'ombroscopie et simulations MULTI-fs : cas de l'aluminium

L'étude de la détente du plasma ainsi que de l'évolution de la position de la densité critique a été effectuée par des mesures d'ombroscopie. Une étude complète a été effectuée pour des cibles d'aluminium d'épaisseur égale à 100 nm lors de tirs laser d'intensité  $I = (6.3 \pm 0.3) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ . En figure 3.8, la détente du plasma d'aluminium est visible pour différents retards du faisceau sonde par rapport au faisceau

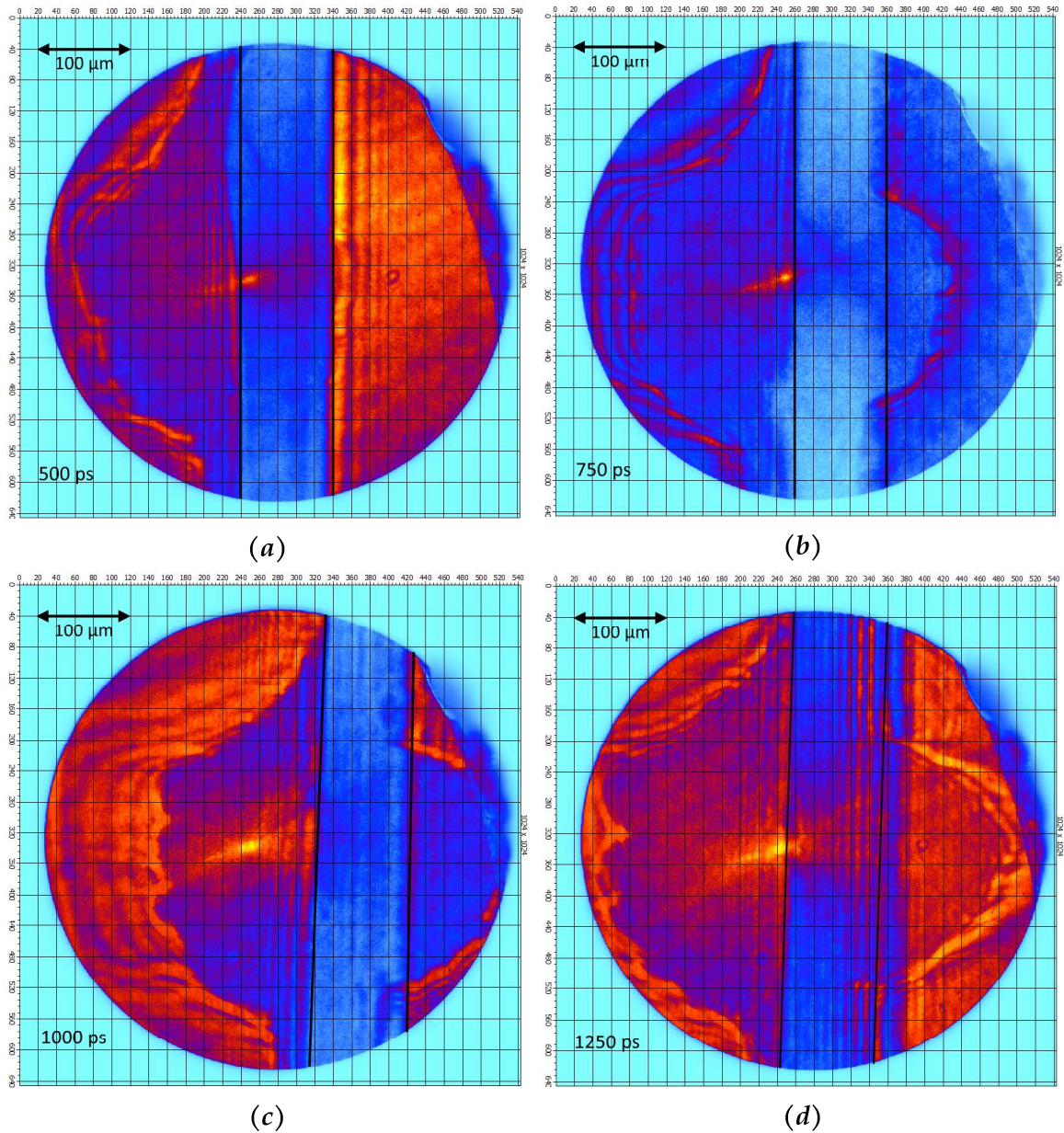


**FIGURE 3.7:** Graphe montrant l'effet de la déformation de l'image de la zone émissive due à la position du sténopé par rapport à l'axe d'incidence du laser. En vert l'ellipse représentant l'extension de la zone émissive obtenue avec la caméra sténopé, en rouge la reconstruction de l'extension de la tache focale en prenant en compte les angles d'observation du sténopé.

principal : respectivement (a) 500, (b) 750, (c) 1000 et (d) 1250 ps (le laser principal vient de la gauche). Deux plasmas en expansion sont visibles à droite et à gauche du support en titane (délimité par les lignes noires en figure 3.8). Le plasma en face arrière (côté droit) semble se détendre de façon sphérique, comme attendu dans la théorie. En particulier, on se rend compte que ce plasma est assimilable à une sphère (la taille du plasma le long du support est comparable à la longueur du plasma dans l'axe du laser) de diamètre compris entre 100 et 300  $\mu\text{m}$ .

Au contraire, nous pouvons immédiatement remarquer un comportement inhabituel dans la détente du plasma en face avant (côté gauche), car la taille du plasma ne semble pas varier sensiblement avec le temps.

Afin de pouvoir estimer le gradient de densité en face avant du plasma, nous avons utilisé un programme Python développé par Vincent Dervieux [Dervieux (2015)] et détaillé en section 2.5.2. Les paramètres utiles au calcul sont la longueur d'onde

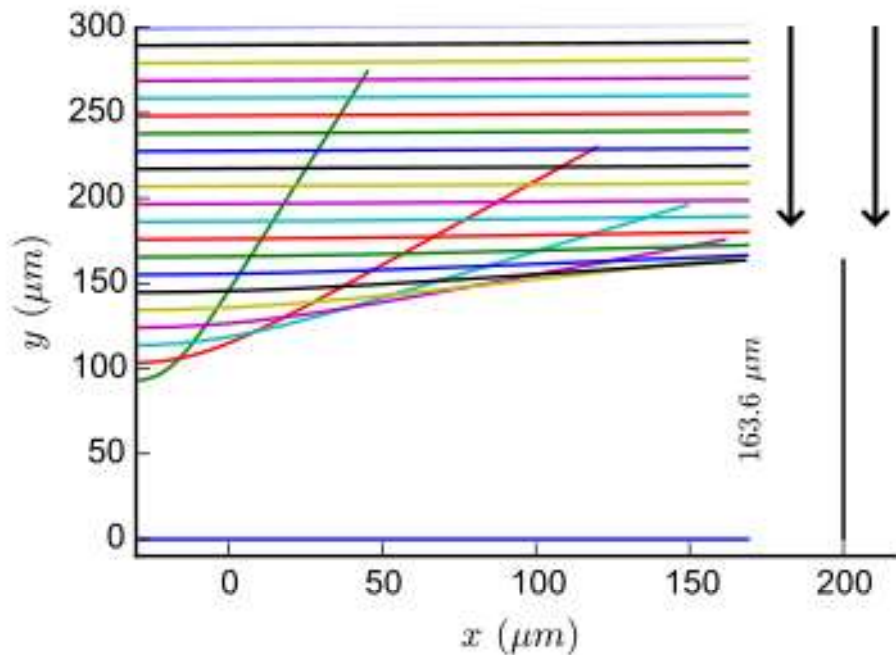


**FIGURE 3.8:** Résultats d'ombroscopie pour quatre tirs laser à  $(6.5 \pm 0.3) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur une cible d'aluminium de 100 nm d'épaisseur. Le retard du faisceau sonde par rapport au faisceau principal, qui vient de la gauche, est indiqué sur chaque image. Les lignes noires indiquent les bords du support en titane ( $\simeq 100 \mu\text{m}$ ).

du faisceau sonde, la densité et le numéro atomique du matériau composant la cible ainsi que la dimension longitudinale du plasma en face avant. Le but du programme est de retrouver l'autre dimension du plasma (radiale) correspondant à l'image d'ombroscopie, en faisant varier la longueur du gradient. Une fois obtenues les bonnes dimensions du plasma, on retient la dimension du gradient pour chaque tir. La figure



3.9 montre à titre d'exemple le résultat du calcul de la longueur de gradient pour l'image enregistrée avec un retard de 500 ps par rapport au tir laser (figure 3.8a). La longueur de gradient issue de la simulation est  $L_g = 17.5 \mu\text{m}$ . Pour chaque image

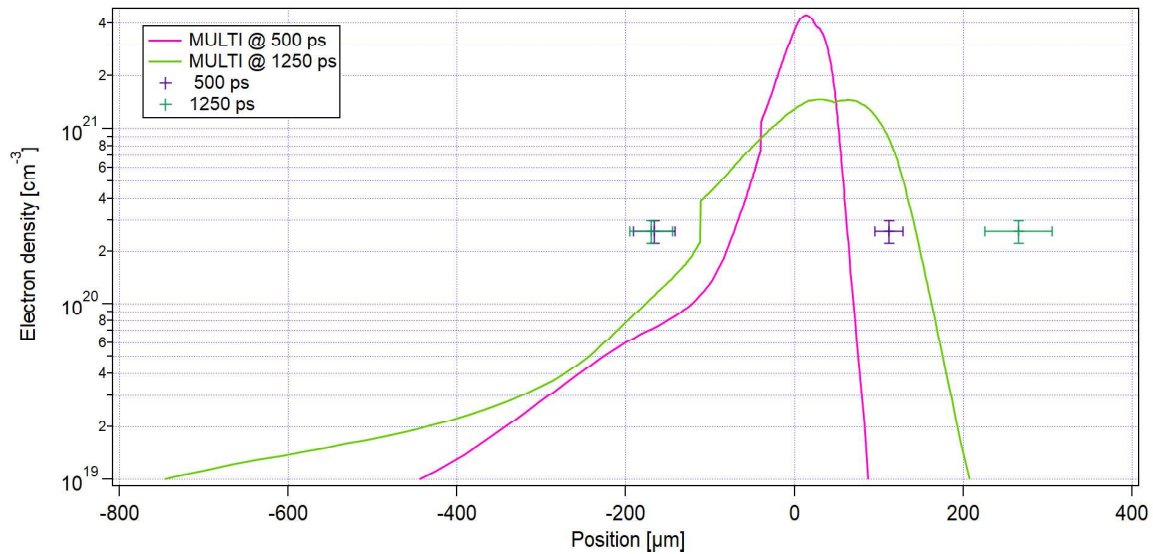


**FIGURE 3.9:** Calcul de la longueur de gradient pour l'image en figure 3.8a. La surface de la cible correspond au plan  $y = 0$ , le faisceau principal arrive sur la cible depuis  $y = +\infty$ . Les fronts d'onde du faisceau sonde sont les traits colorés. Les axes  $x$  et  $y$  correspondent respectivement à l'axe vertical et horizontal de l'image en figure 3.8 : la dimension radiale du plasma est indiquée sur la droite de la figure. La longueur de gradient déduite pour ce tir est  $L_g = 17.5 \mu\text{m}$ .

d'ombroscopie, on distingue deux zones : une première, près de la surface de la cible ( $y = 0$ ), où tous les rayons rencontrent une densité très proche de  $n_c$  et sont absorbés; et une deuxième, plus éloignée de la surface, où les rayons sont réfractés. Avec le programme Python de tracé de rayons, on peut estimer la taille de cette première zone. Comme on peut le voir en figure 3.9, la zone proche de  $y = 0$ , où les rayons sont totalement absorbés, est censée mesurer environ  $90 \mu\text{m}$  ce qui n'est pas le cas en figure 3.8a (on observe plutôt  $40 \mu\text{m}$ ).

Nous avons alors essayé d'interpréter ce désaccord à l'aide d'une simulation MULTIFS. Celle ci utilise une impulsion gaussienne avec une durée de 4 ps (FWHM) et une

intensité maximale égale à l'intensité nominale du tir laser ( $I = 6.5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ). La cible a été modélisée comme composée d'une couche d'aluminium (100 nm d'épaisseur) et d'une couche de parylene (2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur). La figure 3.10 montre les profils spatiaux de densité obtenus à deux instants de temps différents (500 ps et 1250 ps) ainsi que les résultats expérimentaux. Pour extraire ces résultats des images d'om-

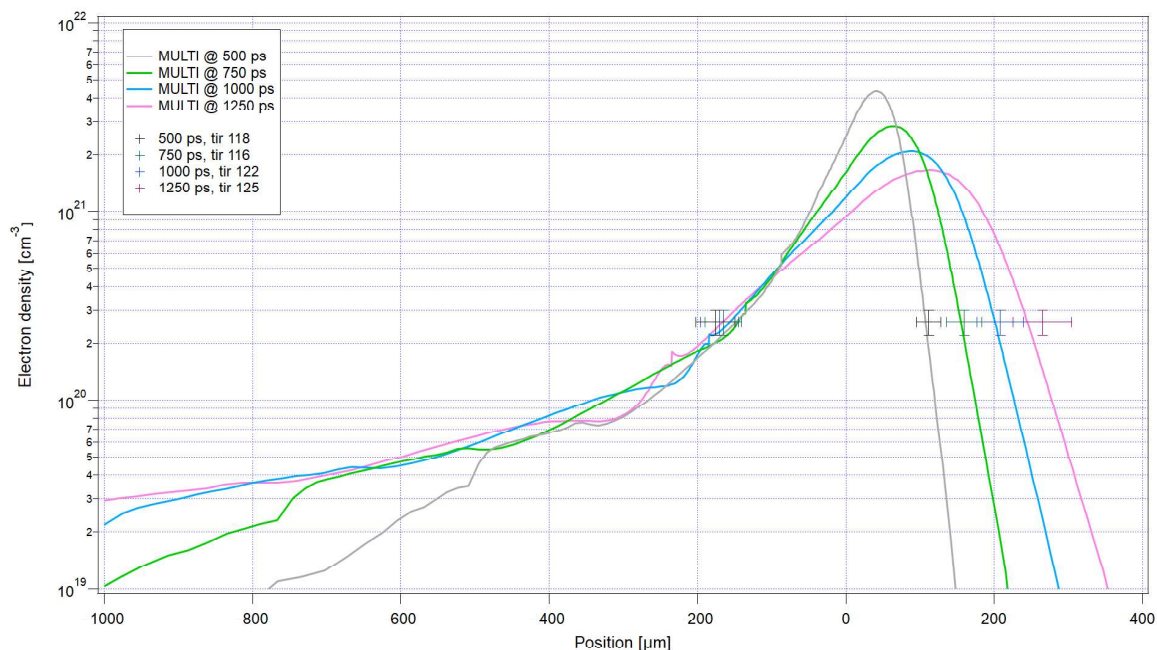


**FIGURE 3.10:** Simulation MULTI-fs pour la densité électronique en fonction de la position pour deux retards du faisceau sonde par rapport au faisceau principal (500 ps et 1250 ps). Les points sont issus des mesures d'ombroscopie correspondantes.

broscopie nous avons procédé de la façon suivante. Théoriquement, le laser peut se propager jusqu'à la densité critique ( $n_c = 3.93 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) où il est réfléchi. En réalité, la zone d'ombre, mesurée par des techniques comme l'ombroscopie, est très sensible à l'absorption et à la réfraction [Atzeni and Meyer-Ter-Vehn (2004)] : c'est pour cela qu'il est généralement admis que le point au bord de la zone d'ombre correspond à une densité comprise entre 1/10 et 1/20 de la densité critique. Les points en figure 3.10 correspondent à la valeur la plus moyenne ( $\frac{1}{15}n_c$ ). L'erreur sur la position a été estimée à 15% de la mesure : ce résultat dépend de la taille d'un pixel sur la caméra, du critère de Shannon précédemment décrit ainsi que de l'incertitude liée au choix de la position de l'axe laser. Nous pouvons observer que la dimension du plasma calculée n'est pas en accord avec la valeur mesurée, surtout en ce qui

concerne la face arrière.

Pour expliquer ce désaccord, nous avons décidé d'analyser la forme temporelle de l'impulsion laser. En effet, dans des campagnes précédentes conduites par d'autres équipes, une pré-impulsion avait été détectée avant l'impulsion principale, avec un contraste en intensité égale à 6. Ses effets sont donc à prendre en compte lors de l'interaction à forte intensité ( $\simeq 10^{16-17}$  W/cm<sup>2</sup>), comme dans notre cas. Sur la base de ces informations, nous avons alors réalisé une simulation MULTI-fs en prenant en compte cette pré-impulsion, avec une intensité de l'ordre de  $6.5 \cdot 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>, une durée de 4 ps (égale à la durée de l'impulsion principale) et arrivant 2.5 ns avant l'impulsion principale, restée inchangée. Ces valeurs de durée d'impulsion et de décalage par rapport à l'arrivée du faisceau principal sont cohérentes avec celles qui avaient été mesurées dans une campagne précédente. Les résultats de cette nouvelle

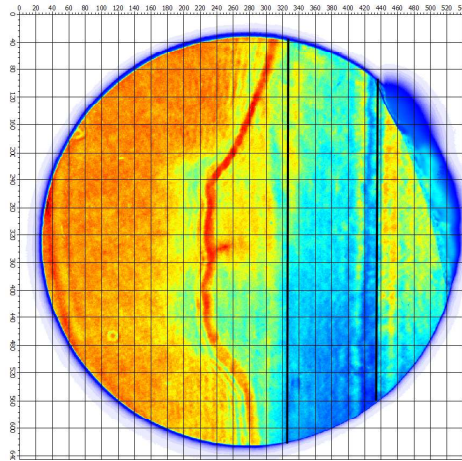


**FIGURE 3.11:** Profils MULTI-fs de la densité électronique avec pré-impulsion pour un tir sur une cible de 100 nm d'aluminium (retards faisceau sonde = 500, 750, 1000, 1250 ps). Les points expérimentaux correspondent à 1/15 de la densité critique et sont extraits des images en figure 3.8.

simulation sont donnés en figure 3.11. Les profils issus de MULTI-fs ont à nouveau été comparés aux points expérimentaux issus de l'ombroscopie (représentés avec le

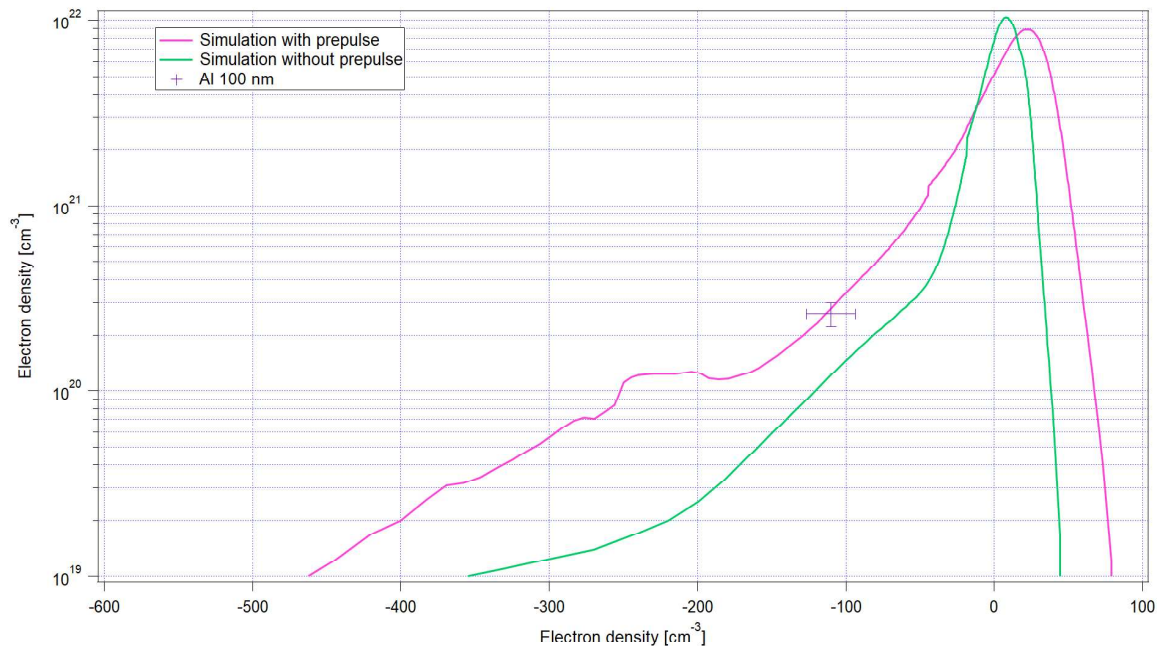
même code couleur que les tracés correspondants). On peut constater que la présence d'une pré-impulsion modifie le profil de densité en générant une sorte de plateau en face avant de la cible. L'accord avec les données expérimentales est maintenant remarquable. Nous observons clairement, d'ailleurs, la stagnation de la détente en face avant, en cohérence avec l'expérience. Quant à la face arrière, elle est beaucoup plus détendue que dans le cas avec une seule impulsion.

Afin de valider cette interprétation de l'évolution hydrodynamique du plasma, nous



**FIGURE 3.12:** Résultat d'ombroscopie pour un tir laser à  $7.7 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , sur une cible d'aluminium de 100 nm d'épaisseur, enregistré 250 ps après le passage de l'impulsion principale.

avons analysé les résultats d'un tir laser sur une cible d'aluminium (toujours de 100 nm d'épaisseur), mais dont l'ombroscopie a été enregistrée avec un retard plus court par rapport à l'impulsion principale (250 ps). Ce tir, d'intensité plus élevée que celle des tirs précédemment analysés ( $I \simeq 7.7 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ), devrait être de nouveau l'occasion d'observer des effets liés à la pré-impulsion. La figure 3.12 montre l'image d'ombroscopie obtenue et la figure 3.13 montre la comparaison entre la taille du plasma à  $\frac{1}{15}n_c$  obtenue expérimentalement et les simulations MULTI-fs effectuées avec et sans pré-impulsion. On remarque tout d'abord que le plasma en face arrière n'est pas visible. Ceci est cohérent avec les simulations MULTI-fs car, comme les deux simulations l'envisagent, celui-ci est étendu sur une zone inférieure à 100  $\mu\text{m}$ , et donc



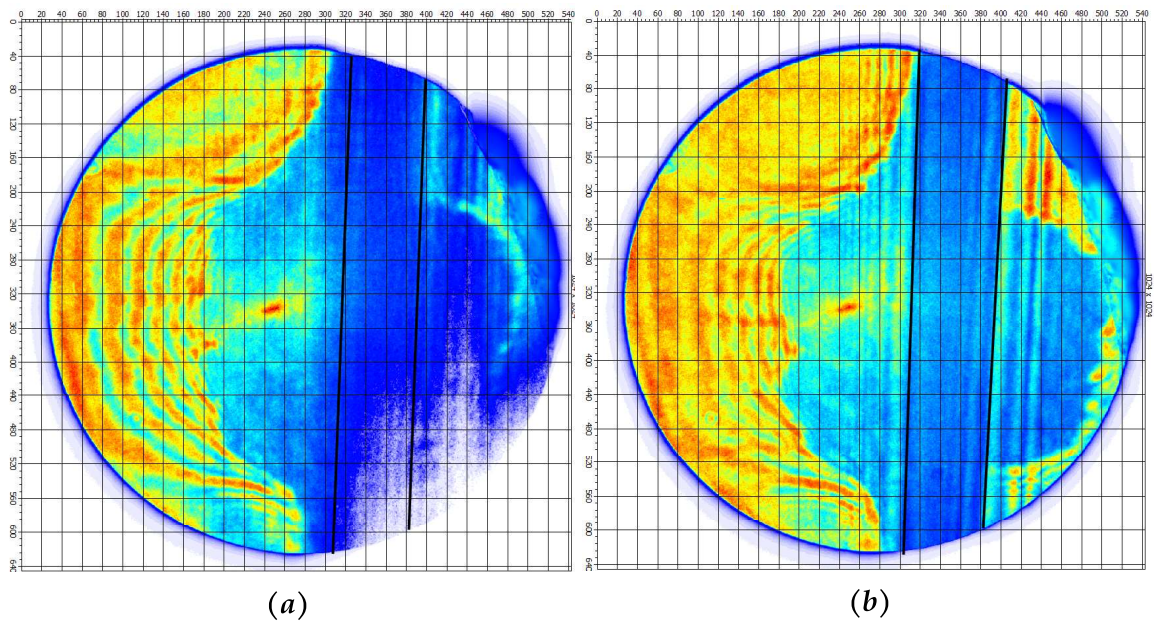
**FIGURE 3.13:** Profils MULTI-fs pour la densité électronique avec (violet) et sans (vert) pré-impulsion pour un tir sur une cible de 100 nm d'aluminium (retard impulsion sonde = 250ps) comparés au résultat expérimentale de la figure 3.12.

est caché par le support en titane. En ce qui concerne la face avant, le résultat expérimental montre un accord légèrement meilleur avec la simulation qui tient compte de la pré-impulsion. Malgré le fait qu'on ne possède pas de données d'ombroscopie pour des retards inférieurs à 250 ps, on peut quand même affirmer que l'expansion hydrodynamique observée est compatible avec la présence d'une pré-impulsion. Toutes les simulations qui suivent tiendront donc compte de cette pré-impulsion avec les paramètres de durée, contraste et retard précédemment indiqués.

### Effet de la variation de l'épaisseur des cibles sur la détente hydrodynamique

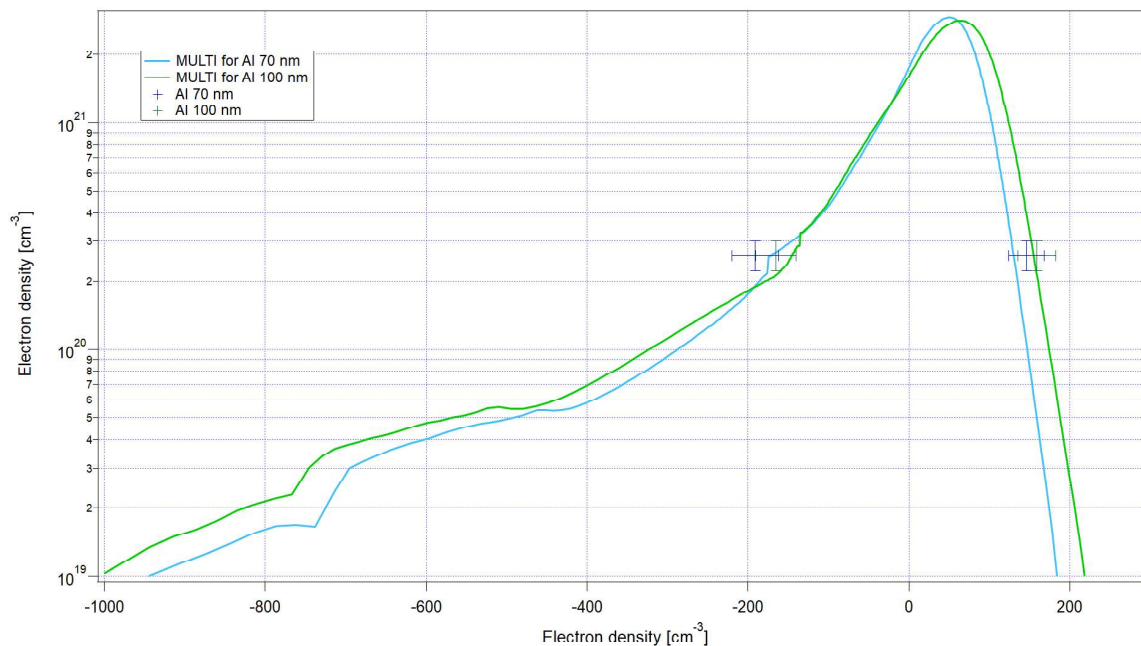
Nous nous sommes ensuite penchés sur l'effet de l'épaisseur de la cible sur la détente, pour des tirs à énergie similaire et pour le même retard. Nous avons pu effectuer une analyse comparative entre deux tirs laser, tous les deux d'intensité égale à  $6.5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , sur deux cibles d'aluminium, une de 70 nm et l'autre de 100 nm d'épaisseur, dont l'ombroscopie a été enregistrée avec un retard de 750 ps par

rapport au faisceau principal. Le résultat de cette comparaison est visible en figure 3.14 : à gauche l'ombroscopie pour la cible de 70 nm et à droite celle pour la cible de 100 nm d'épaisseur. Nous pouvons remarquer que la taille du plasma est sensiblement la même pour les deux épaisseurs de cible, aussi bien en face avant qu'en face arrière. Les résultats expérimentaux sont comparés dans la figure 3.15 aux simula-



**FIGURE 3.14:** Résultat de l'ombroscopie pour deux tirs laser à  $6.5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur deux cibles d'aluminium d'épaisseur 70 nm (gauche) et 100 nm (droite).

tions MULTI-fs, prenant en compte la présence de la pré-impulsion. Nous pouvons remarquer que les profils MULTI-fs confirment la faible dépendance de la détente en face avant en fonction de l'épaisseur de la cible. Quant à la face arrière, une légère variation de la taille du plasma est observable, de l'ordre de  $40 \mu\text{m}$ , mais reste inférieure à la résolution du diagnostic d'ombroscopie (15% de la mesure). D'autres simulations MULTI-fs pour différentes épaisseurs de cibles (40 nm et 500 nm) ont confirmé que la détente semble peu impactée par la différence d'épaisseur des cibles. Afin de pouvoir expliquer ce comportement, nous avons estimé grossièrement la profondeur du front d'ablation de l'impulsion principale. Nous avons considéré la vitesse du son dans le plasma (donnée par MULTI-fs) au moment où l'impulsion principale atteint la cible ( $c_s \simeq 9.3 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ ) et multiplié celle-ci par la durée de l'impulsion (4 ps).



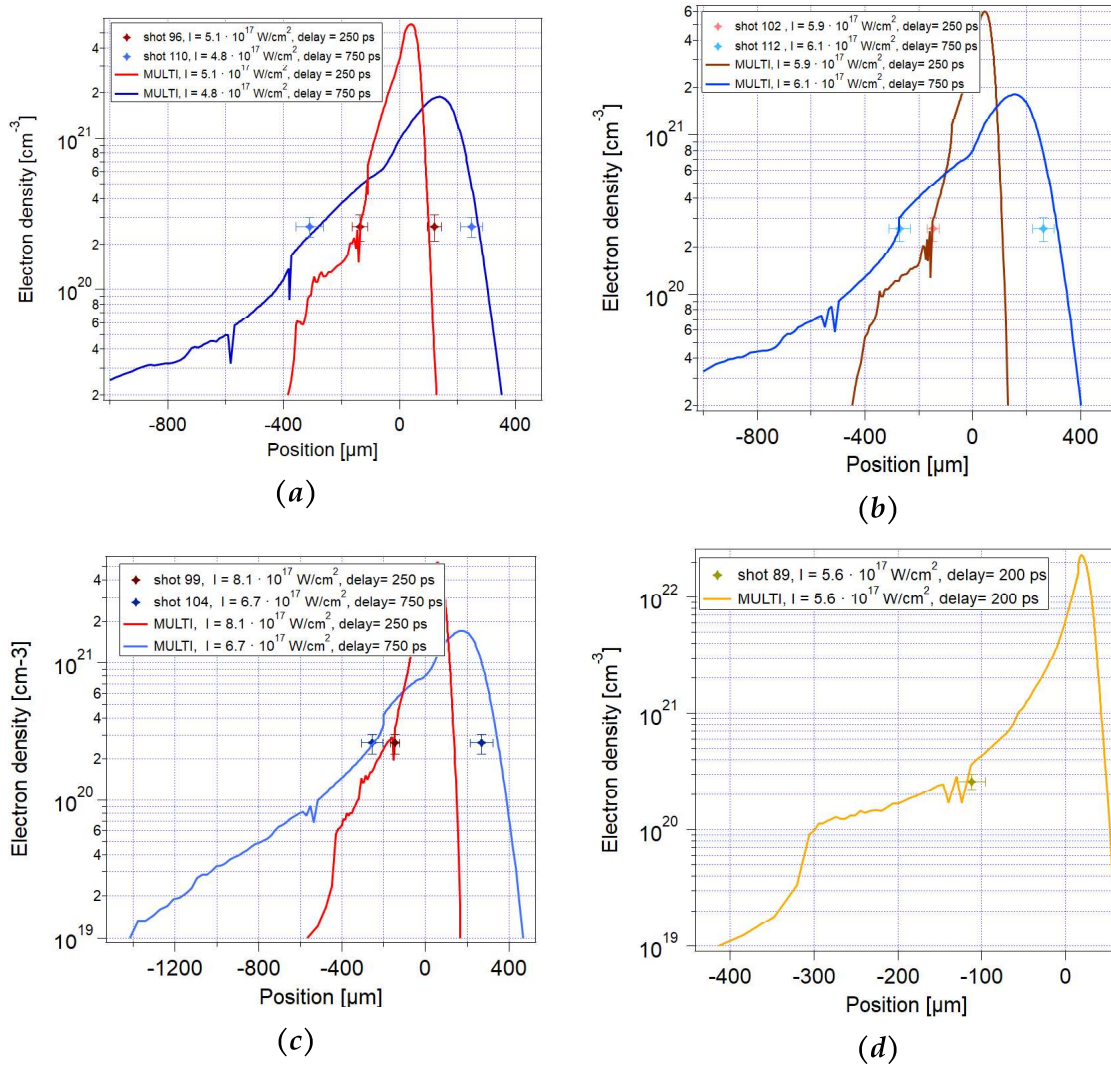
**FIGURE 3.15:** Comparaison des profils MULTI-fs pour la densité électronique avec pré-impulsion ( $I \simeq 6.5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) pour deux tirs sur cibles d'aluminium de respectivement 100 nm (vert) et 70 nm (bleu) d'épaisseur (retard faisceau sonde = 750 ps) comparés aux résultats expérimentaux de la figure 3.14.

Nous obtenons une épaisseur de  $\simeq 40 \text{ nm}$  : cela signifie qu'on peut considérer que si la cible est plus épaisse que cette valeur, son épaisseur n'affecte pas la détente du plasma.

### 3.2.2 Résultats de l'ombroscopie et simulations MULTI-fs : cas du germanium

Le même type d'analyse a été effectuée pour des cibles de germanium. Nous présentons en figure 3.16 les données d'ombroscopie (points) ainsi que les simulations MULTI-fs (traits continus) pour plusieurs valeurs d'épaisseur de cible : 40 nm en 3.16a, 70 nm en 3.16b, 100 nm en 3.16c et 500 nm en 3.16d. Les intensités laser pour chaque tir sont indiquées dans la légende.

Nous pouvons remarquer un très bon accord pour la face avant de la cible entre les données issues de l'ombroscopie et les profils MULTI-fs. En outre, on note des chutes

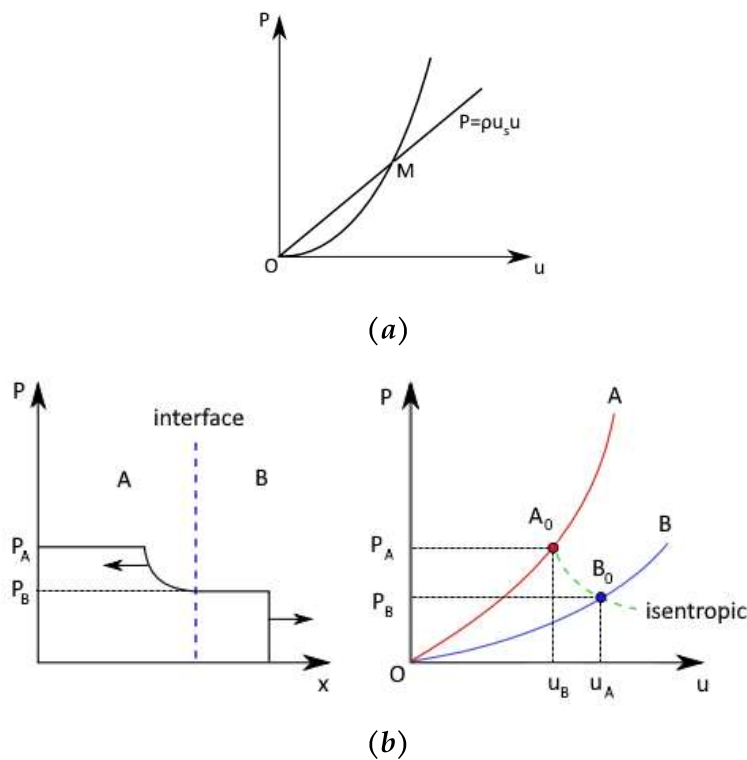


**FIGURE 3.16:** Profils de densités électroniques calculées par MULTI-fs avec pré-impulsion, pour des tirs laser sur cibles de germanium, comparés aux résultats expérimentaux.

locales de densité à plusieurs positions pour le profil en face avant : celles-ci correspondent probablement à la propagation d'une onde de raréfaction dans le plasma et non pas à une erreur de calcul (chaque chute locale s'étalant sur plusieurs mailles). Ce comportement n'avait pas été observé dans les simulations sur l'aluminium. Une explication possible est liée aux différences de densités entre les matériaux composant la cible. La différence entre les densités du plastique ( $\rho_{C_8H_8} = 1.11 \text{ g/cm}^3$ ) et du germanium ( $\rho_{Ge} = 5.323 \text{ g/cm}^3$ ) est plus importante que celle entre le plastique et l'aluminium ( $\rho_{Al} = 2.7 \text{ g/cm}^3$ ). L'emploi de deux matériaux à des densités très diffé-



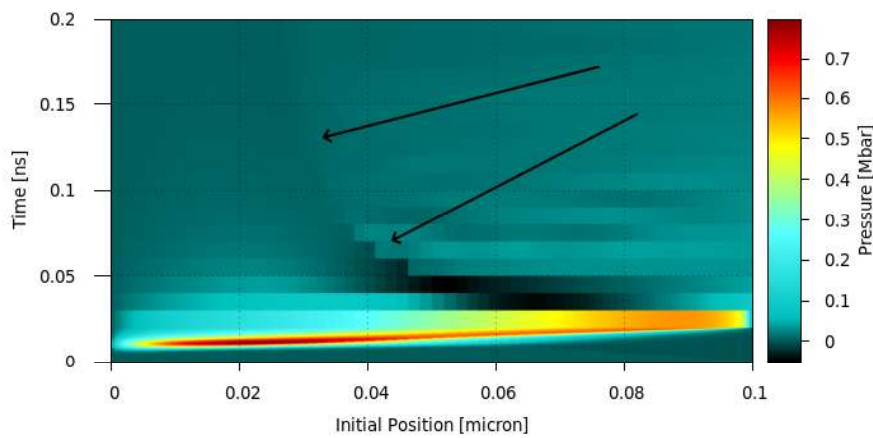
rentes a longtemps fait référence dans la génération et la propagation des chocs forts [Zeldovich and Raizer (1966); Benuzzi (1997)]. Lorsqu'une onde de choc traverse l'interface entre deux matériaux A et B, une onde de choc se propage dans le milieu B. Dans le matériau A, on pourra trouver une onde de choc réfléchiée ou une onde de détente réfléchiée, selon que la présence du milieu B provoque dans le milieu A une augmentation ou une diminution de la pression. Les deux cas dépendent d'un



**FIGURE 3.17:** (a) Polaire de choc d'état initial  $O$  : lieu des états du choc dans le plan  $(P,u)$ . Si  $M$  est l'état final, la droite  $OM$  a comme pente l'impédance  $Z$ . (b) Profil de pression après le passage du choc à l'interface si  $Z_A > Z_B$  et représentation du processus sur le plan  $(P,u)$ .  $A_0$  est l'état crée par le choc incident et  $B_0$  l'état crée par le choc transmis.

paramètre  $M$  appelé impédance du choc ( $M = \rho u_s$ , où  $u_s$  est la vitesse du choc), qui correspond à la pente de la courbe en figure 3.17a : dans le cas  $M_A < M_B$  on a une onde de choc réfléchiée et donc une augmentation de la pression, dans le cas inverse,  $M_A > M_B$ , une onde de détente et une diminution de la pression. Ce dernier cas est celui de notre expérience. L'onde de détente diminue progressivement la pression

dans le milieu A, cela est visible dans la figure 3.18 où nous avons tracé la pression en fonction du temps et de la position initiale pour la couche de germanium, pour les instants qui suivent la pré-impulsion (qui a son maximum à 10 ps du début de la simulation). Cet effet semble donc dépendre de la pré-impulsion et a ensuite une répercussion sur la détente du plasma lors de l'arrivée de l'impulsion principale. Les



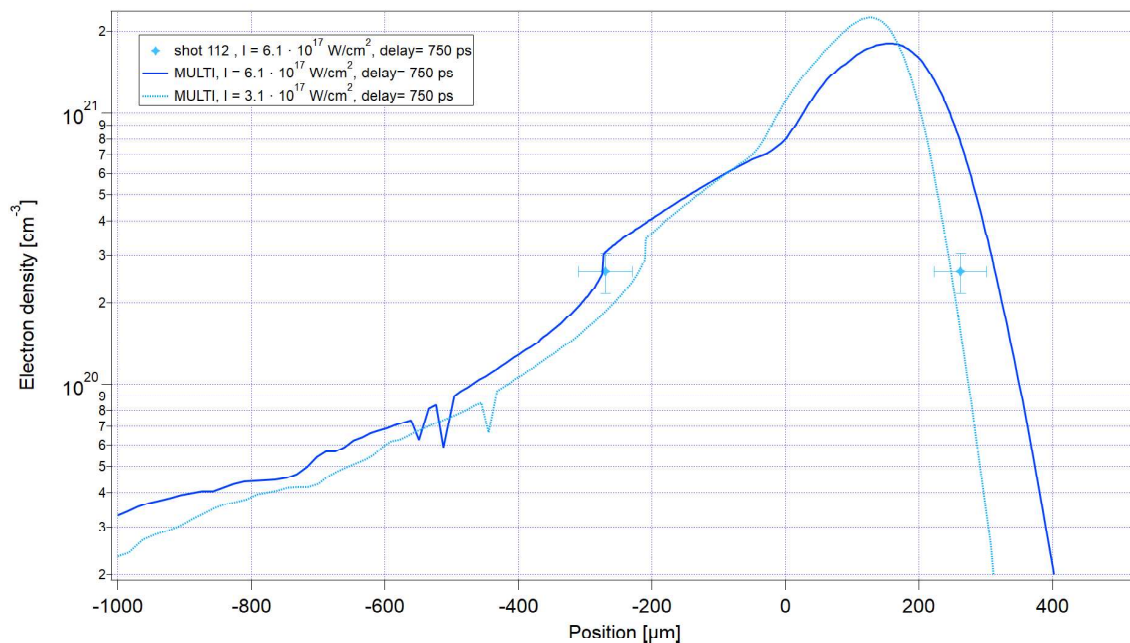
**FIGURE 3.18:** *Pression en fonction du temps et de la position initiale de la cible (seulement pour les cellules de germanium). Les flèches noires indiquent la position où a lieu la chute de pression.*

flèches sur la figure matérialisent la diminution de la pression qui se traduit, dans le profil spatial de densité électronique, par la chute de densité illustrée précédemment.

Retournons aux profils de densité de la figure 3.16. On remarque que l'accord entre les résultats expérimentaux et les simulations MULTI-fs est un peu moins satisfaisant en face arrière de la cible. Cette dernière est, selon la simulation, entièrement composée de  $C_8H_8$ . Le plasma mesuré expérimentalement est moins détendu que la simulation. Le code semble donc surestimer la détente de la cible en face arrière. Ceci pourrait être dû à une surestimation de la température électronique de la couche du germanium qui, en chauffant la couche de plastique, engendrerait une détente plus importante de cette dernière.

Cette surestimation pourrait être liée à l'équation d'état. À la différence de l'aluminium, matériau très bien étudié, l'équation d'état du germanium n'est pas encore validée pour toutes les températures et densités.

Pour essayer de bien reproduire la détente, nous avons effectué une simulation en réduisant l'intensité du seul faisceau laser principal d'un facteur 2, en laissant l'intensité du pré-pulse inchangée. Le résultat est montré en figure 3.19. Nous pouvons



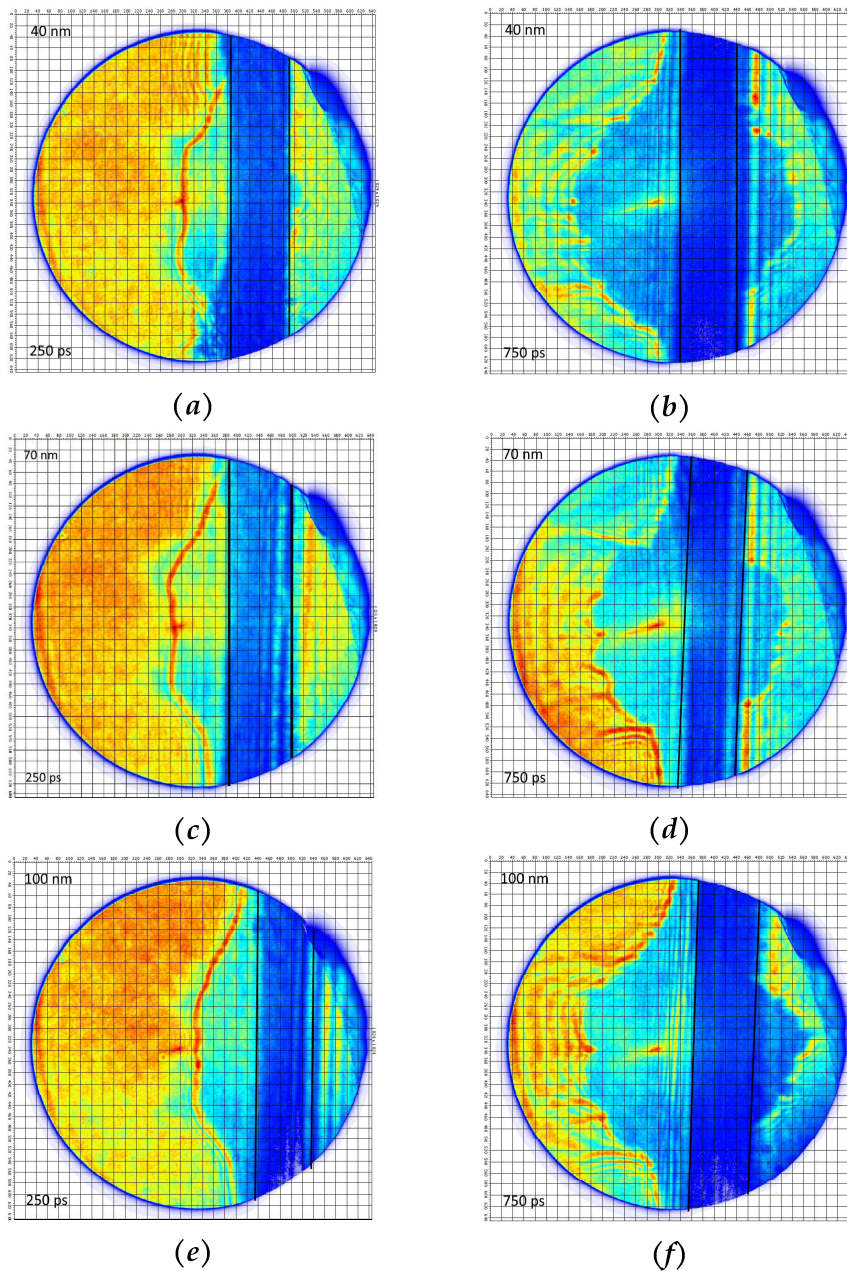
**FIGURE 3.19:** Comparaison des profils spatiaux de densité électronique au résultat expérimental (cible de germanium de 70 nm d'épaisseur). En bleu foncé la simulation à intensité nominale, en tirets bleu la simulation à intensité réduite.

remarquer que dans ce cas, l'accord semble être correct à la fois pour la face avant et la face arrière de la cible.

Étant donné que le profil en face avant, correspondant au germanium, ne varie pas de manière significative (les résultats des deux simulations sont dans la barre d'erreur de la mesure expérimentale), ces simulations seront donc utilisées en post-traitement pour les calculs des spectres synthétiques.

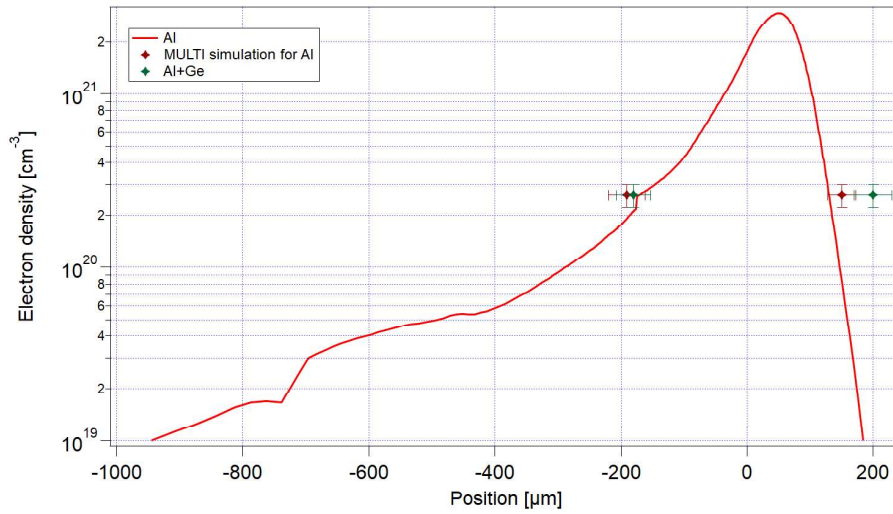
### 3.2.3 Résultats de l'ombroscopie : cas du mélange aluminium/ germanium

Dans le cas du mélange aluminium-germanium, nous n'avons pas pu effectuer de simulations MULTI-fs, car l'équation d'état de ce mélange n'est pas disponible. Nous nous limiterons donc ici à la présentation des résultats expérimentaux, ainsi qu'à la comparaison de ces derniers avec le cas des cibles de l'élément pur. La figure 3.20 montre les images d'ombroscopie obtenues pour trois épaisseurs de cibles et pour deux retards, 250 ps à gauche et 750 ps à droite. En haut ((a) et (b)) les cibles de 40 nm d'épaisseur, au centre ((c) et (d)) les cibles de 70 nm d'épaisseur et en bas ((e) et (f)) les cibles de 100 nm d'épaisseur. La figure 3.21 montre les résultats expérimentaux concernant la mesure de la dimension du plasma dans le cas de deux tirs laser à intensités comparables ( $I \simeq 5 \pm 0.2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur des cibles de 70 nm d'aluminium et mélange Al/Ge enregistrés 750 ps après l'impulsion principale. Comme on peut le voir dans la figure, la taille du plasma en face avant enregistrée pour le cas du mélange est comparable au résultat obtenu pour l'élément pur, ainsi que de celui de la simulation MULTI-fs correspondante. Quant à la face arrière, on voit que celle-ci est plus détendue dans le cas du mélange que dans le cas de l'aluminium pur. Ne possédant pas un tir comparable pour le germanium pur, nous avons décidé de continuer l'analyse comme suit. Nous partons de l'hypothèse que les simulations MULTI-fs décrivent de manière satisfaisante l'évolution hydrodynamique des deux éléments purs. Nous pouvons dans ce cas effectuer deux simulations pour deux tirs laser fictifs sur les deux éléments purs et comparer le résultat de ces dernières aux données expérimentales obtenues pour le mélange. Cela a été fait pour les tirs laser à  $I = 5.2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur des cibles de 100 nm d'épaisseur, et le résultat est visible dans la figure 3.22. Dans ces deux cas, correspondant à deux retards différents du faisceau sonde par rapport au faisceau principal, on remarque que les mesures obtenues pour le mélange semblent se trouver à mi-chemin entre les deux simulations.

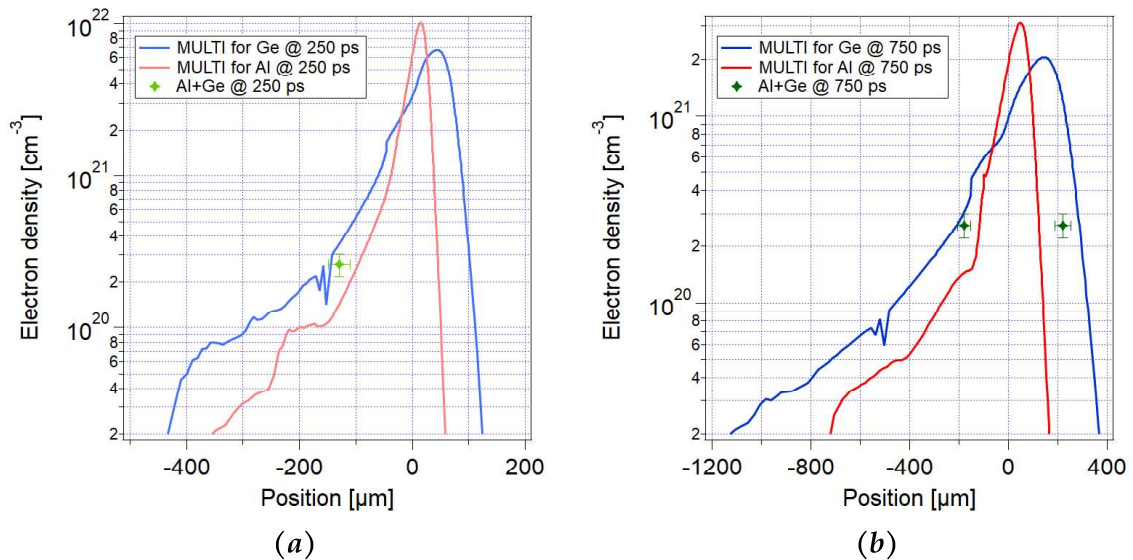


**FIGURE 3.20:** Résultat de l'ombroscopie pour des tirs laser à  $5.7$  (a) et  $6.5 \cdot 10^{17} \text{W/cm}^2$  (b) sur des cibles de  $40 \text{ nm}$  d'épaisseur ; à  $7.0$  (c) et  $4.8 \cdot 10^{17} \text{W/cm}^2$  (d) sur des cibles de  $70 \text{ nm}$  d'épaisseur ; à  $5.1$  (e) et  $5.2 \cdot 10^{17} \text{W/cm}^2$  (f) sur des cibles de  $100 \text{ nm}$  d'épaisseur. Dans tous les cas, les images à gauche ont été enregistrées avec un retard par rapport à l'impulsion principale égale à  $250 \text{ ps}$  et à droite avec un retard de  $750 \text{ ps}$ . Le faisceau d'interaction vient de la gauche. Les lignes noires indiquent les bords du support en titane ( $\approx 100 \mu\text{m}$  d'épaisseur).

La figure 3.23 montre la moyenne des deux profils de densité obtenus avec MULTI-fs pour les deux éléments purs. Comme on peut le remarquer, l'accord est très bon. Cela



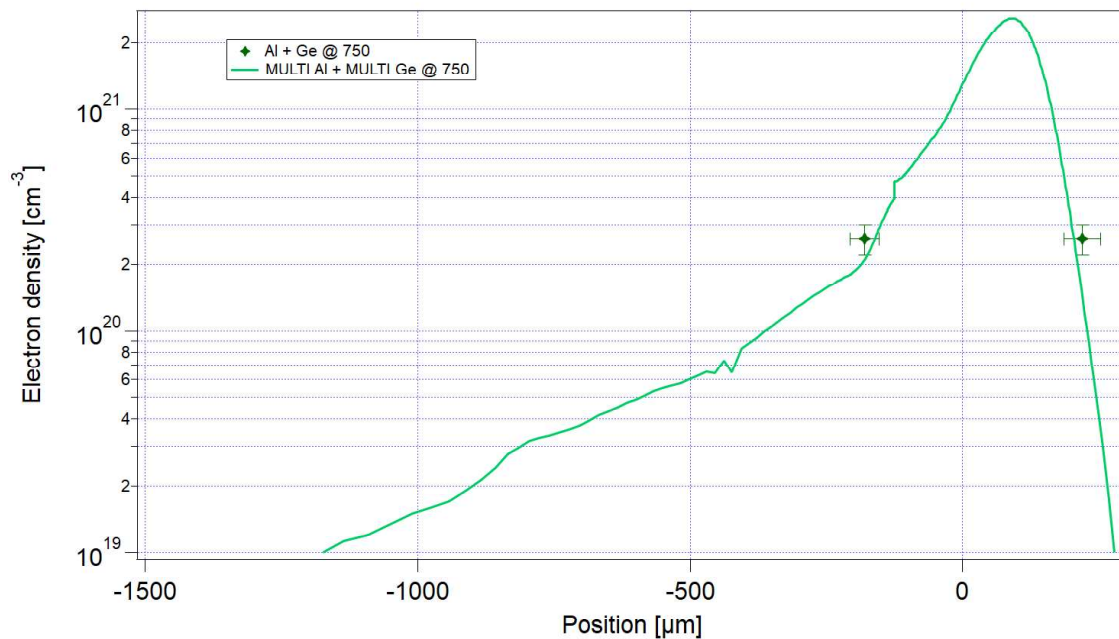
**FIGURE 3.21:** Comparaison entre le résultat d'ombroscopie pour le l'aluminium et la simulation MULTI-fs correspondante et le résultat d'ombroscopie d'un tir de mélange Al/Ge dans le cas de deux tirs laser à intensité comparable ( $I \simeq 5 \pm 0.2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur des cibles de 70 nm d'épaisseur. Les mesures expérimentales ont été enregistrés à 750 ps de l'impulsion principale.



**FIGURE 3.22:** Mesures d'ombroscopie pour deux cibles de Al+Ge obtenues 250 ps (a) et 750 ps (b) après l'impulsion principale. Celles-ci ont été comparées à des simulations MULTI-fs effectuées pour des cibles des éléments purs (rouge pour l'aluminium et bleu pour le germanium). L'intensité laser est toujours  $5.2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ .

signifie que notre mélange est bien 50 :50 en densité de masse, et qu'on pourra donc par la suite utiliser cette méthode pour l'analyse de nos données d'ombroscopie. En effet, cet approche semblerait nous permettre de s'affranchir de la connaissance de

l'équation d'état pour le mélange. En revanche, n'ayant pas accès à des mesures des autres paramètres hydrodynamiques (comme la pression ou la température), nous ne le généraliserons pas à ces autres paramètres. Par conséquent, nous n'utiliserons pas les paramètres hydrodynamiques issus de ces simulations comme données d'entrée des codes de cinétique atomique.

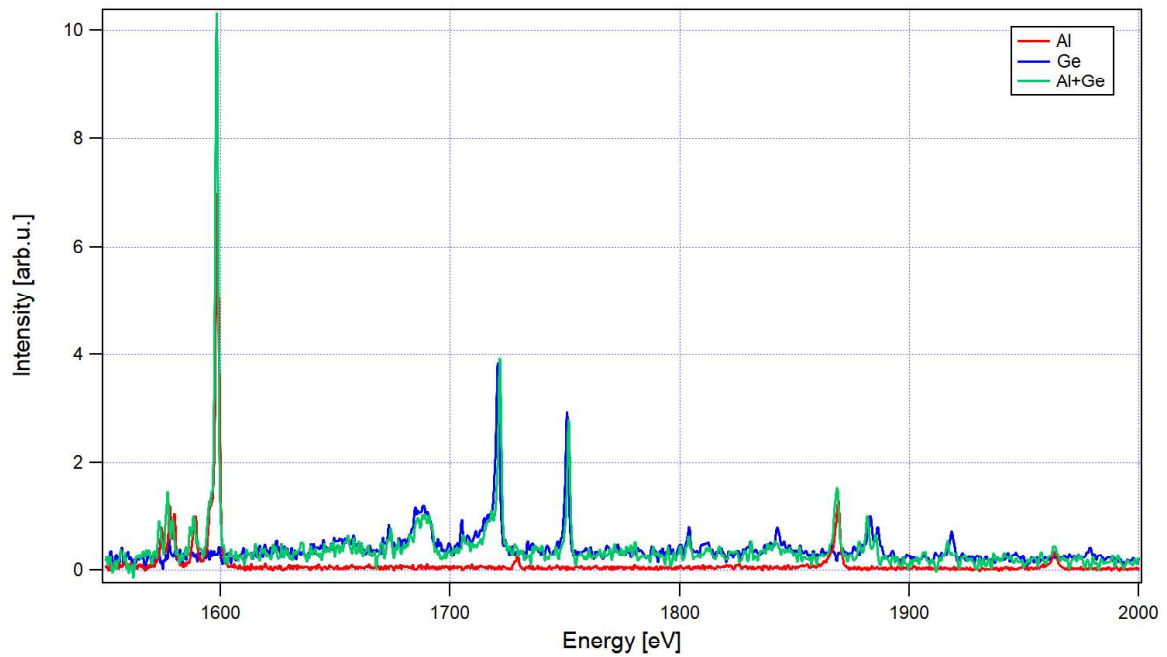


**FIGURE 3.23:** Comparaison entre le résultat d'ombroscopie pour le mélange et la moyenne des deux simulations MULTI-fs (l'une pour l'aluminium et l'autre pour le germanium purs) illustrés en figure 3.22b.

### 3.3 Spectroscopie d'émission

Nous allons maintenant passer à l'analyse des spectres d'émission intégrés en temps obtenus pour les éléments purs et le mélange sur la gamme 1500-2100 eV. Pour tous les spectres, la largeur instrumentale est égale à 2 eV.

La figure 3.24 montre trois spectres expérimentaux obtenus pour des tirs laser à intensité comparable ( $I = 5.5 \pm 0.2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur les trois types de cible : en rouge le spectre d'aluminium, en bleu le spectre de germanium et en vert le spectre de Al/Ge. Pour chaque type de cible nous décrirons d'abord les données expérimentales, puis



**FIGURE 3.24:** Comparaison entre trois spectres expérimentaux obtenus pour des tirs laser à  $(5.5 \pm 0.2) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur les trois types de cible de la campagne.

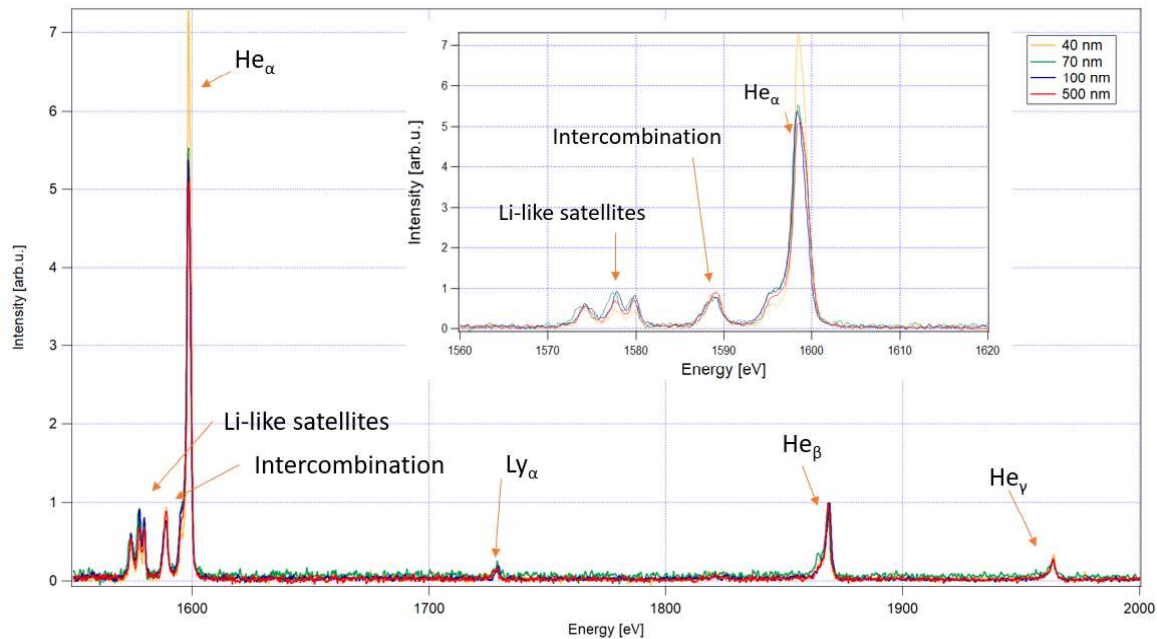
nous analyserons les spectres en effectuant des comparaisons avec différents codes de cinétique atomique. Nous présenterons aussi une analyse effectuée par des chercheurs du CEA à l'aide du code DEDALE [Gilleron and Piron (2015)] (décrit en Annexe C).

### 3.3.1 Spectres d'aluminium

La figure 3.25 montre quatre spectres d'aluminium obtenus dans la région d'émission de la couche K. Ils ont été obtenus pour des tirs laser d'intensité égale à  $5.7 \pm 0.1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur des cibles de différents épaisseurs. Nous pouvons clairement voir les raies de la série helimoïde ainsi que la raie  $Ly_\alpha$ . Les raies  $He_\alpha$  et  $He_\beta$  ont un pied bien visible du côté des basses énergies. Ce pied est attribuable aux satellites lithumoïdes faisant intervenir un électron spectateur en couche de nombre quantique principal 3 ou 4 [Mancini et al. (1996)].

Comme on peut voir dans l'insert en figure 3.25, le rapport de raies dans le cas de la cible de 40 nm d'épaisseur diffère de ceux obtenus pour les autres épaisseurs. Cela

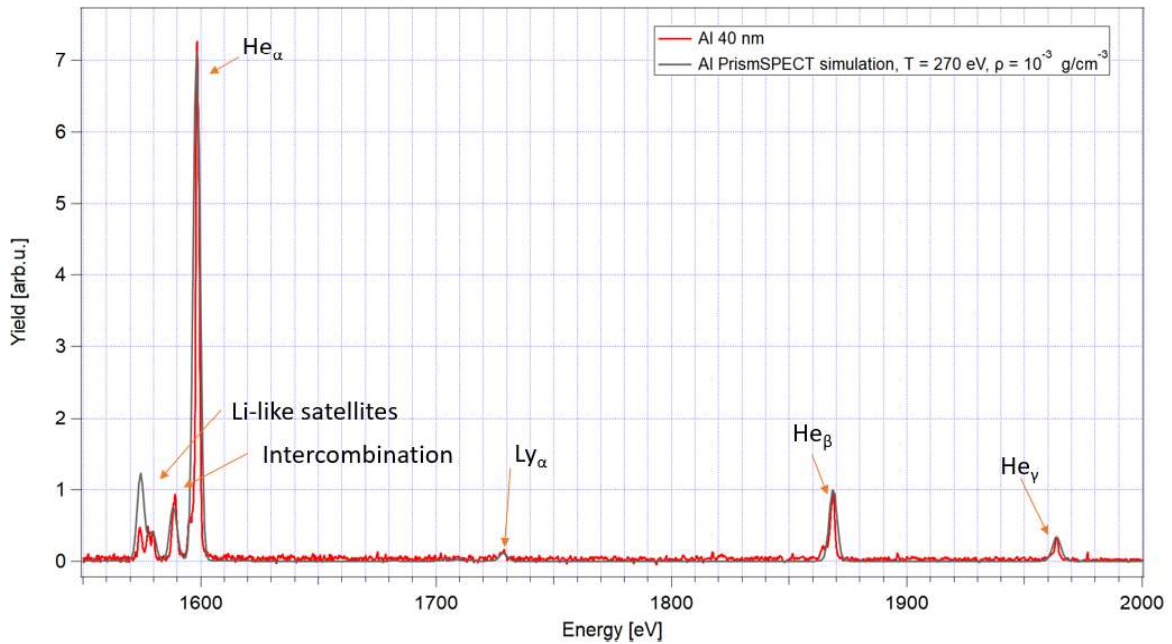




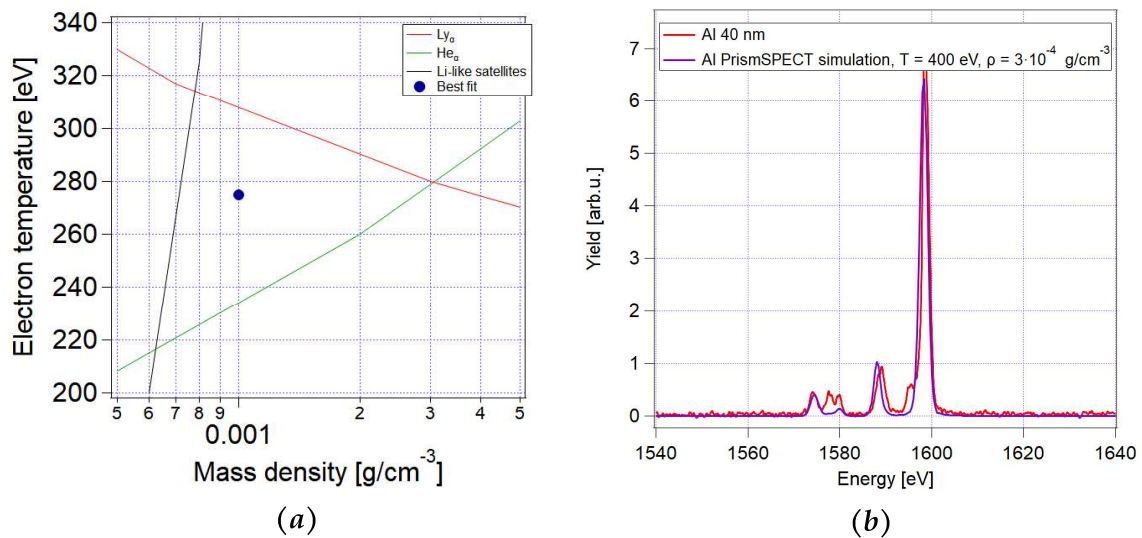
**FIGURE 3.25:** Comparaison entre quatre spectres expérimentaux obtenus pour des tirs laser à  $(5.7 \pm 0.1) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur des cibles d'aluminium d'épaisseurs différentes. Dans l'insert, un zoom est effectué sur la portion spectrale contenant la raie  $He_{\alpha}$  et ses raies satellites.

pourrait signifier que, pour des épaisseurs supérieures à 40 nm, l'épaisseur optique devient non négligeable. Nous avons donc décidé de commencer notre analyse avec les cibles les plus minces.

La figure 3.26 montre le spectre intégré en temps obtenu lors d'un tir laser à intensité égale à  $5.7 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  sur une cible d'aluminium de 40 nm d'épaisseur, ainsi que le spectre calculé par le code commercial PrismSPECT (dont un exemple de simulation est montré en annexe B) pour une température de 270 eV et une densité de masse de  $10^{-3} \text{ g/cm}^3$  (ce qui équivaut à  $n_e \simeq 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ). Afin de trouver le couple de valeurs  $(T_e, \rho)$  qui ajuste le mieux le spectre synthétique au spectre expérimental, nous avons essayé de reproduire les rapports de raies entre les satellites lithumoides, la raie  $He_{\alpha}$ , la  $Ly_{\alpha}$  et la raie d'intercombinaison. La figure 3.27a montre les couples de valeurs densité-température qui conservent le rapport expérimental d'intensités entre les différentes raies d'émission et la raie d'intercombinaison. Le point bleu au centre correspond au choix fait pour l'ajustement montré en figure 3.26. Comme on peut le remarquer, l'accord obtenu est très satisfaisant pour la totalité des raies, ex-



**FIGURE 3.26:** Spectre obtenu lors d'un tir laser sur une cible d'aluminium de 40 nm d'épaisseur, comparé à l'ajustement obtenu avec le code de cinétique atomique PrismSPECT ( $T_e = 270$  eV,  $\rho = 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>).



**FIGURE 3.27:** (a) Température électronique en fonction de la densité des courbes avec le même rapport d'intensité d'émission vis-à-vis de la raie d'intercombinaison que l'expérience. Le point bleu correspond au couple  $(T_e, \rho)$  choisi en figure 3.26. (b) Agrandissement de la région autour de la  $He_\alpha$  du spectre de la figure (a), et comparé à l'ajustement obtenu avec le code de cinétique atomique PrismSPECT ( $T_e = 400$  eV,  $\rho = 3 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>3</sup>).

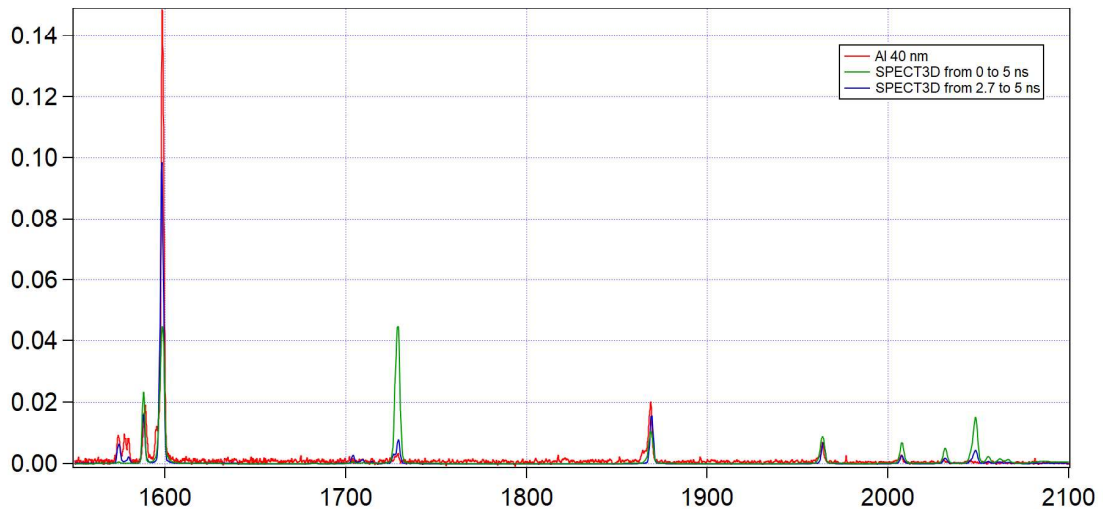
ception faite d'une des raies satellites lithiumoïdes. Ce désaccord peut être lié au fait que, pour retrouver le couple de valeurs  $(T_e, \rho)$  de la figure 3.27a, nous avons considéré une seule des raies satellites lithiumoïdes, et non pas les trois.

Ce désaccord ne doit pas nous étonner, car le spectre expérimental, en étant intégré en temps, porte la signature de plusieurs zones émissives du plasma, certaines plus chaudes, d'autres plus froides. Ces zones seront représentatives des gradients de densité et de température électronique au cours de l'évolution temporelle du plasma. En effet, lorsque l'on considère seulement les raies autour de l'intercombinaison (satellites lithiumoïdes et  $He_\alpha$ ) le meilleur rapport des raies est obtenu pour des températures électroniques de l'ordre de 400 eV et des densités de masse de  $5 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$  (illustré en figure 3.27b). Nous pouvons donc considérer l'émission mesurée comme composée de plusieurs parties différentes : une, dans la gamme 1700-2100 eV, liée à une zone froide et plus dense ( $T_e = 270 \text{ eV}, \rho = 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ ) probablement représentative de la zone d'interaction proche de la densité critique ( $n_c = 9.85 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ), et une, dans la gamme 1500-1700 eV, liée à une partie plus chaude et très peu dense ( $T_e = 400 \text{ eV}, \rho = 3 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ ), dans la couronne.

Le deuxième approche a consisté en l'utilisation des sorties du code hydrodynamique MULTI-fs comme données d'entrée du code commercial de cinétique atomique SPECT3D. Ce code effectue un calcul de type collisionnel-radiatif dépendant du temps avec un modèle à deux températures ( $T_e \neq T_i$ ) en prenant en compte les angles de vue du spectromètre (le Von Hamos avec cristal PET détaillé en section 2.8). Le premier calcul effectué a été obtenu par intégration sur la totalité de l'intervalle de simulation effectué avec MULTI-fs, à savoir à partir de la pré-impulsion et jusqu'à 5 ps. Ce calcul n'a pas montré de différence substantielle dans le spectre d'émission par rapport à un deuxième calcul, illustré en figure 3.28, où l'intervalle d'intégration a été réduit, en considérant seulement les intervalles de temps à partir du pic de l'impulsion principale.

La figure 3.28 représente la comparaison du spectre expérimental montré en figure

3.26 à deux spectres intégrés en temps calculés par le code : le premier est obtenu en faisant une intégration sur l'intervalle temporel d'émission de 2.5 ns, temps correspondant au pic de l'impulsion principale, à 5 ns), le deuxième sur un intervalle plus restreint. Le meilleur accord qu'il a été possible d'obtenir entre le spectre expérimental et le spectre intégré a été en fait trouvé à condition d'intégrer les spectres issus du calcul dépendant du temps effectué avec SPECT3D sur un intervalle de temps restreint, de 2.7 (correspondant à 200 ps après le pic de l'impulsion laser principale) à 5 ps .

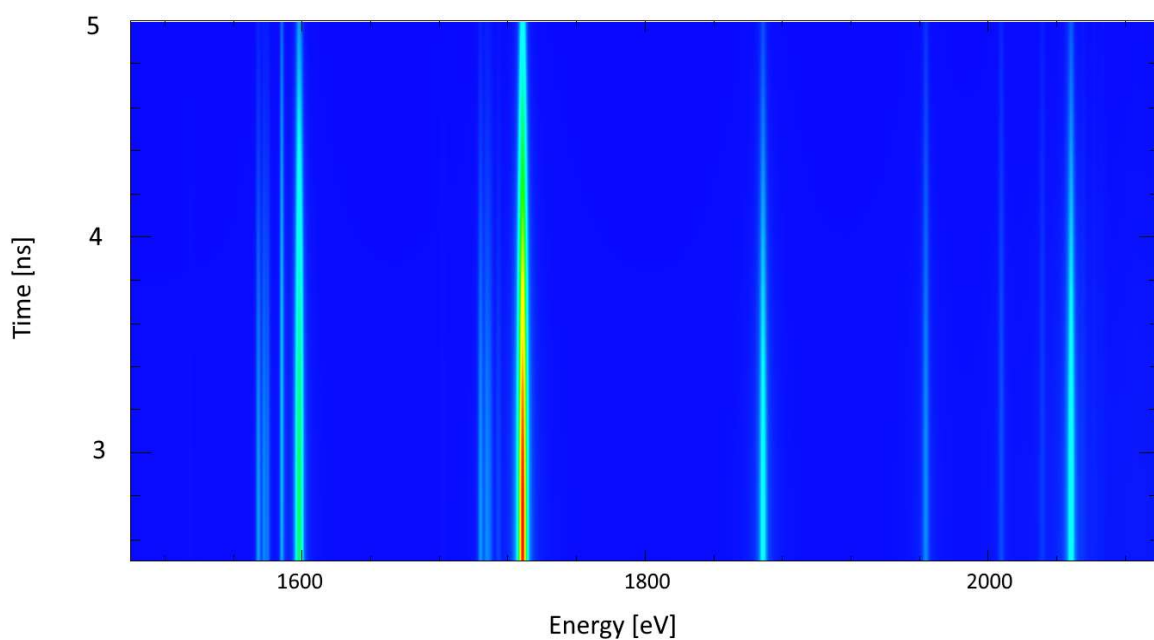


**FIGURE 3.28:** Spectre obtenu lors d'un tir laser sur une cible d'aluminium de 40 nm d'épaisseur (celui montré en figure 3.26, en rouge dans l'image) comparé aux spectres intégrés obtenus avec le code SPECT3D. Pour le spectre en vert, l'intervalle d'intégration démarre à 2.5 ns du début de la simulation, au pic de l'impulsion laser principale, et court jusqu'à 5 ns. Pour le spectre en bleu, l'intervalle d'intégration démarre à 2.7 ns du début de la simulation, à savoir 200 ps après le pic l'impulsion laser principale, et court jusqu'à 5 ns.

Le fait de devoir ignorer la contribution des spectres émis autour du pic de l'impulsion principale est peut-être lié au fait que l'absorption laser modélisée dans MULTI-fs est uniquement due à l'absorption collisionnelle (Bremsstrahlung inverse), mécanisme prédominant pour les intensités laser relativement faibles (inférieures à  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>). Les intensités laser atteintes lors de cette campagne étant plutôt de l'ordre de  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>, nous pouvons donc nous attendre à ce que l'absorption soit

mal calculée par le code d'hydrodynamique, en particulier à cause de la présence très probable d'une population d'électrons rapides. Donc, les paramètres hydrodynamiques calculés par MULTI-fs autour du pic de l'impulsion laser pourraient être très différents de la réalité et conduire à des spectres calculés non réalistes.

Les spectres calculés pour des cibles d'épaisseur supérieur ou égale à 70 nm ont



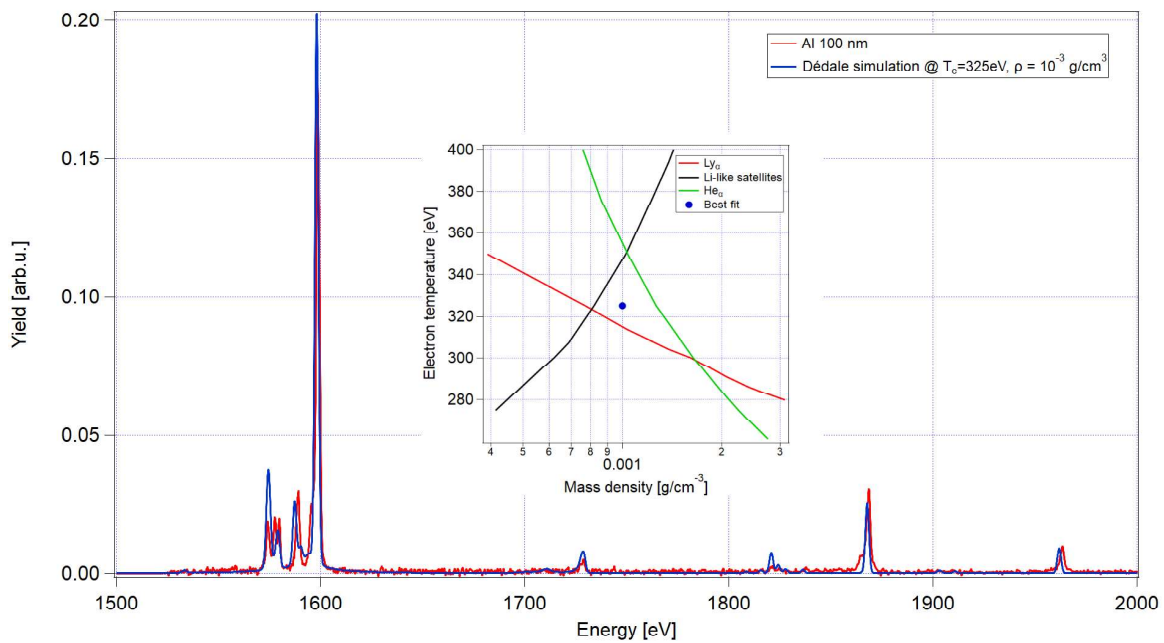
**FIGURE 3.29:** Spectre synthétique résolu en temps obtenu au moyen du code SPECT3D pour une simulation MULTI-fs d'un tir laser ( $I = 6.6 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur une cible de 100 nm d'épaisseur.

montré une raie  $Ly_\alpha$  systématiquement beaucoup plus intense que les autres raies, indépendamment du choix de l'intervalle temporel d'intégration des spectres. La figure 3.29 montre un exemple de spectre synthétique en fonction du temps obtenu à l'issue d'une simulation MULTI-fs pour un tir laser ( $I = 6.6 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur une cible de 100 nm d'épaisseur. On voit clairement que la raie  $Ly_\alpha$  apparaît beaucoup plus intense que la raie  $He_\alpha$ , contrairement à ce qui a été constaté sur les spectres expérimentaux. Nous pouvons faire l'hypothèse que ce désaccord soit lié à une mauvaise restitution de la réabsorption des photons au sein du plasma.

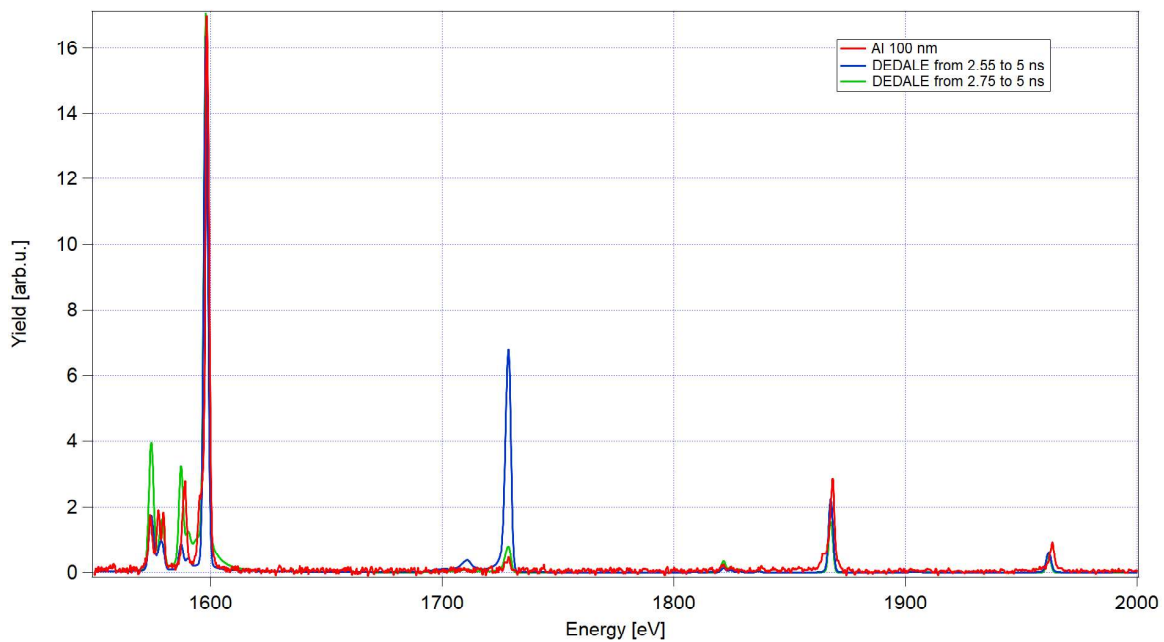
**Simulation de cinétique atomique avec DEDALE** Un des spectres d'aluminium de 100 nm d'épaisseur a été analysé avec le code DEDALE du CEA/DAM.

La figure 3.30 montre l'analyse effectuée avec le code DEDALE pour un spectre d'émission intégré en temps obtenu lors d'un tir laser ( $I = 6.6 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur une cible de 100 nm d'épaisseur. En haut (figure 3.30a) on voit le spectre expérimental et l'ajustement correspondant obtenu pour une température électronique de 325 eV et une densité de masse de  $10^{-3} \text{ g/cm}^3$  (soit une densité électronique  $n_e = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^3$ ). De plus, ce spectre est calculé pour un champ de rayonnement incident nul. Dans l'insert de la figure 3.30a, les droites correspondent aux conditions de température et densité pour lesquelles les rapports de raies (les mêmes que dans la figure 3.27a) ont la même valeur que dans l'expérience. Comme on peut le remarquer dans la figure 3.11, le plasma semble avoir des forts gradients spatiaux. L'accord du spectre calculé pour un seul couple densité/température pourrait donc indiquer qu'une région relativement homogène contribue majoritairement au spectre, à un instant donné. Par ailleurs, les calculs montrent une sensibilité des spectres relativement faible aux variations de densité dans ces conditions (cela sera montré pour le germanium). Dans la figure 3.30b, nous avons représenté les spectres synthétiques correspondant à l'intégrale des émissivités par rapport au temps (calculées de nouveau pour un champ de rayonnement incident nul) obtenues pour les conditions données par MULTIFS. Ceux-ci ont été calculés en pondérant par le volume des mailles et par le pas de temps. Nous pouvons remarquer que, afin de reproduire les rapports des raies, il a été nécessaire, également dans le cas de DEDALE, d'écarter du calcul du spectre intégré les 250 premières picosecondes qui suivent le pic de l'impulsion laser principale. Les températures atteintes juste après le chauffage semblent en effet incohérentes avec les spectres observés.

En figure 3.31 nous montrons la température obtenue pour la simulation MULTIFS en fonction de la position initiale et du temps (à partir des instants qui précèdent le pic de l'impulsion laser principale). Le saut de température avant le pic est du au



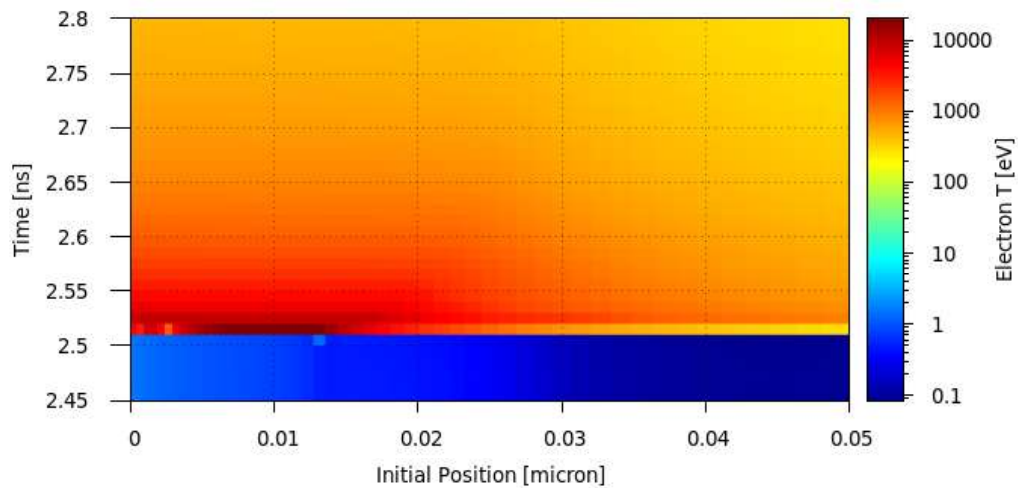
(a)



**FIGURE 3.30:** (a) Spectre d'émission intégré en temps obtenu lors d'un tir laser ( $I = 6.6 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur une cible d'aluminium de 100 nm d'épaisseur, et ajustement ( $T_e = 325 \text{ eV}$  et  $\rho = 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ ) calculée avec le code DEDALE. (b) Spectres synthétiques obtenus avec DEDALE utilisant comme paramètre d'entrée les données MULTI-fs pour le même spectre expérimental de la figure (a). En bleu, le spectre intégré sur un intervalle de 2.5 ns commençant au pic de l'impulsion laser. En vert, le spectre obtenu avec une intégration qui exclut les 250 ps successifs au pic laser.

fait que le pas de temps choisi est égal à 10 ps, 2.5 fois supérieur à la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser. Nous pouvons remarquer que la température atteint un maximum de 20 keV, et reste supérieure à 1 keV jusqu'à environ 200 ps après le pic laser. Cette valeur maximale de température correspondrait à environ 15 fois la température au sein du Soleil, ce qui ne paraît pas réaliste dans nos conditions expérimentales.

De plus, nous avons précisé que, pour ces calculs avec DEDALE, le champ de rayon-



**FIGURE 3.31:** Température électronique en fonction de la position initiale et du temps, à partir du pic de l'impulsion laser principale.

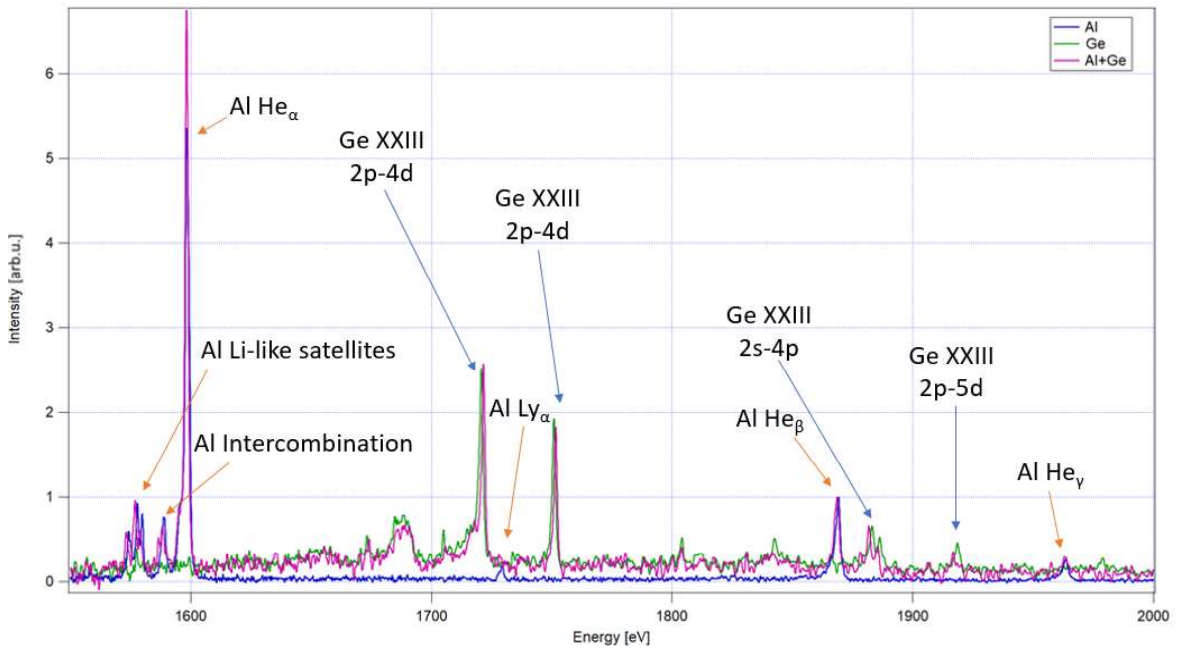
nement incident a été négligé. Lorsqu'on prend en compte l'absorption, ou plus simplement en regardant le libre parcours moyen, on s'aperçoit que la raie  $He_{\alpha}$  n'est pas optiquement mince. La prise en compte du facteur de transmission dans ce cas, sans inclure l'effet du champ incident pour chaque maille, ne semble pas suffire. Cette raie va donc être fortement réabsorbée par le plasma. Pour aller plus loin il faudrait donc faire un calcul de cinétique atomique couplé au transfert radiatif, en prenant en compte le champ de rayonnement incident, obtenu par résolution de l'équation de transfert. Cette approche est malheureusement très coûteuse en calculs, et n'a pas



pu être menée au cours cette thèse.

### 3.3.2 Spectres de germanium

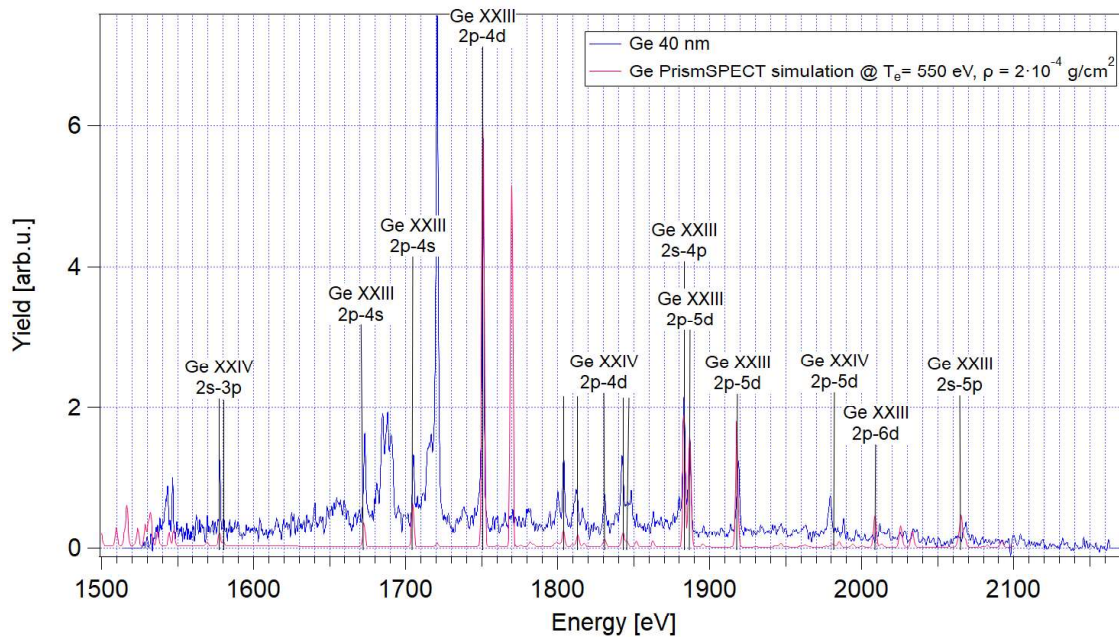
La figure 3.24, et en général toute comparaison entre les spectres obtenus pour les trois cibles, nous a permis de faciliter l'identification des raies de germanium. Un premier résultat, obtenu pour les transitions principales et à l'aide des tables de Kelly [Kelly (1987)], est illustré en figure 3.32. Comme lors du cas de l'alumi-



**FIGURE 3.32:** Identification des raies d'émission principales du germanium à partir du spectre de mélange et d'aluminium pur.

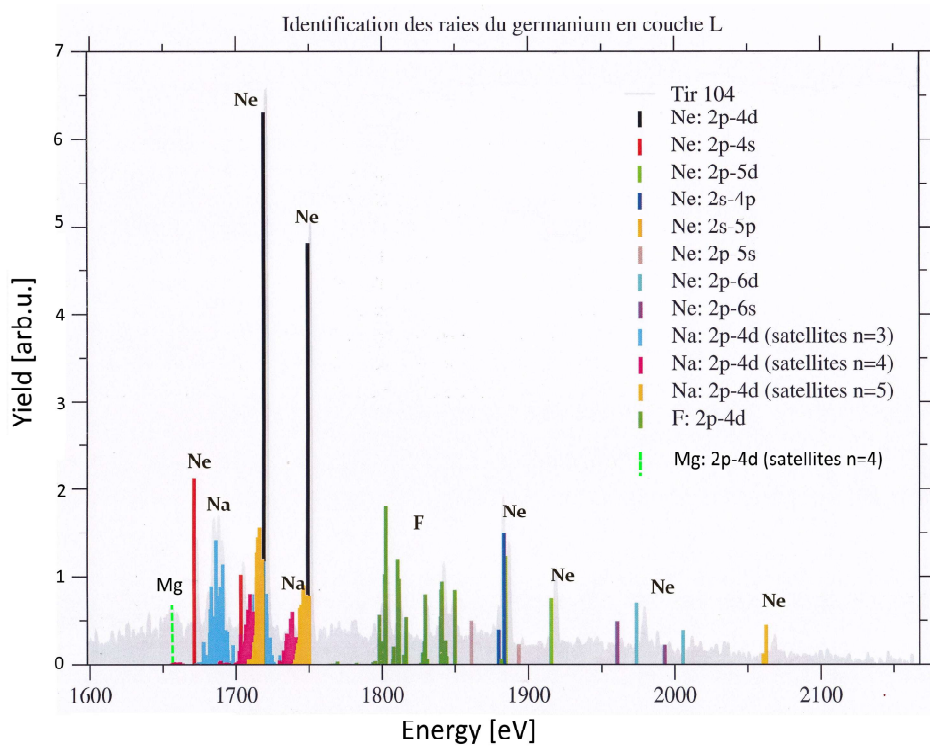
niun, nous avons ensuite essayé de reproduire le spectre expérimental d'un tir laser ( $I = 5.1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur une cible de germanium de 40 nm d'épaisseur à l'aide du code PrismSPECT, dans le but d'obtenir un spectre dans des conditions homogènes de densité et température. Le meilleur accord, montré en figure 3.33, a été obtenu pour une température de 550 eV et une densité de masse de  $2 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ . Les transitions néonoïdes depuis les niveaux 2p-4d, 2s-4p, 2p-4s, 2p-5d, 2p-6d et 2s-5p, ainsi que les transitions fluoroïdes depuis les niveaux 2s-3p et 2p-5d, typiques d'un spectre de couche L, sont bien visibles. On note néanmoins quelques désaccords entre les deux spectres, comme l'absence dans la simulation de la raie identifiée comme néonoïde 2p-4d vers 1730 eV, ou encore la présence d'une raie très intense à 1768 eV,

correspondant à une transition fluoroïde 2p-4s. Cela est probablement dû aux limites du modèle atomique utilisé dans le code, qui ne tient pas compte de toutes les transitions possibles et au traitement des opacités, très importantes pour ce type de transitions. Afin de continuer l'analyse, nous nous sommes donc tournés de nou-

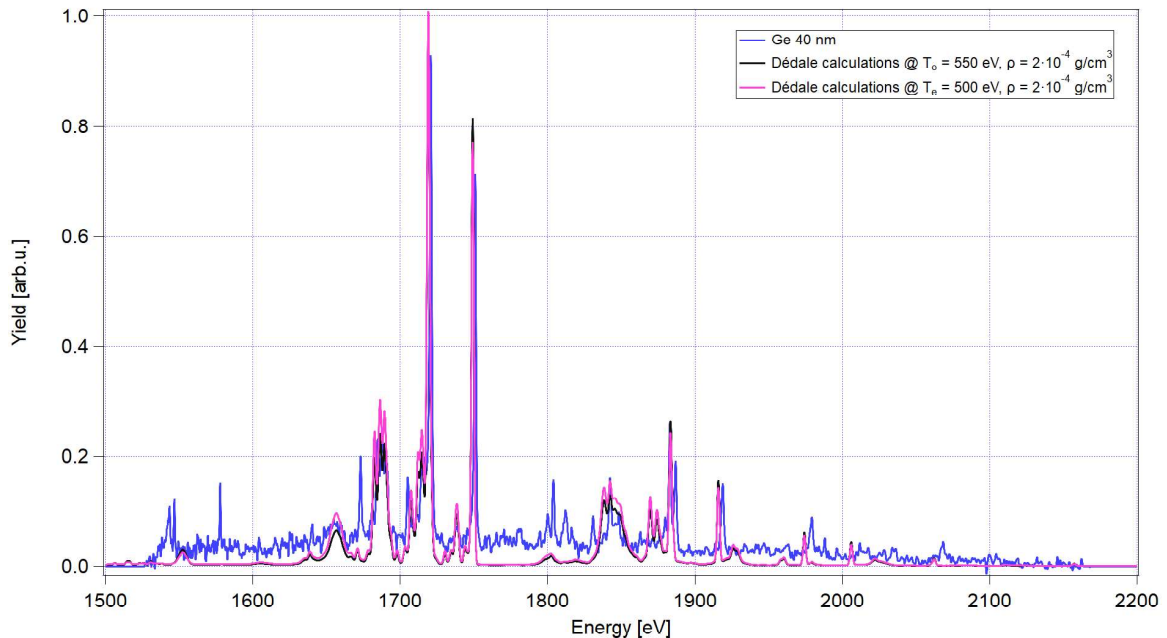


**FIGURE 3.33:** Spectre d'émission pour une cible de germanium de 40 nm d'épaisseur (bleu) et spectre obtenu avec PrismSPECT pour une température de 550 eV et une densité de masse de  $2 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$  (violet).

veau vers le code DEDALE. Les calculs nous ont permis, en premier lieu, d'obtenir une identification complète des raies d'émission du germanium (illustrée en figure 3.34, pour un spectre de germanium de 40 nm d'épaisseur). On reconnaît dans ce cas certaines des transitions déjà identifiées en figure 3.32 (néonoïdes 2p-4d et 2s-4p, 2p-4s, 2s-4p, 2p-5d, 2p-6s, 2p-6d et 2s-5p). Nous trouvons en outre les autres transitions typiques d'un spectre de couche L : les épaulement des raies 2p-4d sont en fait attribuables aux satellites sodiumoïdes qui font intervenir un électron spectateur en couche 3, 4 ou 5. On remarque enfin les raies magnésiumoïdes 2p-4d vers 1650 eV et fluoroïdes du type 2p-4d dans la gamme spectrale comprise entre 1800 et 1850 eV. La figure 3.35 montre la comparaison entre le spectre expérimental obtenu pour la cible de germanium de 40 nm d'épaisseur et le spectre calculé par DEDALE, sans

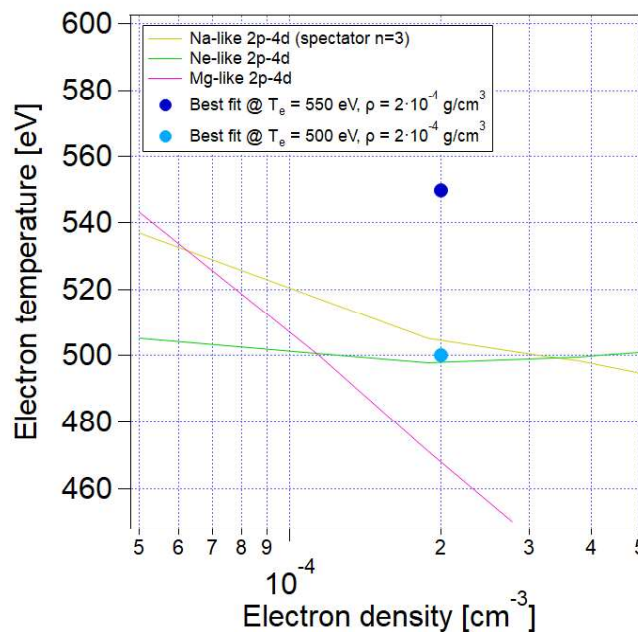


**FIGURE 3.34:** Identification des raies d'émission principales du germanium effectuée avec le code DEDALE.



**FIGURE 3.35:** Spectre expérimental de germanium (40 nm, en bleu) comparé aux calcul effectués par DEDALE pour deux couples de température et densité :  $T_e = 550$  eV et  $\rho = 2 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>3</sup> en noir, et  $T_e = 500$  eV et  $\rho = 2 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>3</sup> en fuchsia.

prise en compte de champ de rayonnement incident. En noir le spectre obtenu pour une température de 550 eV et une densité de  $0.0002 \text{ g/cm}^3$  (paramètres compatibles avec la simulation PrismSPECT), en fuchsia le spectre obtenu pour une température de 500 eV et la même densité. La figure 3.36 montre trois courbes correspondantes au rapport d'intensités entre la raie 2p-4d sodiumoïde, la raie 2p-4d néonoïde et la raie 2p-4d magnésiumoïde et la raie néonoïde 2p-4d à 1752 eV. Dans ce cas, on peut



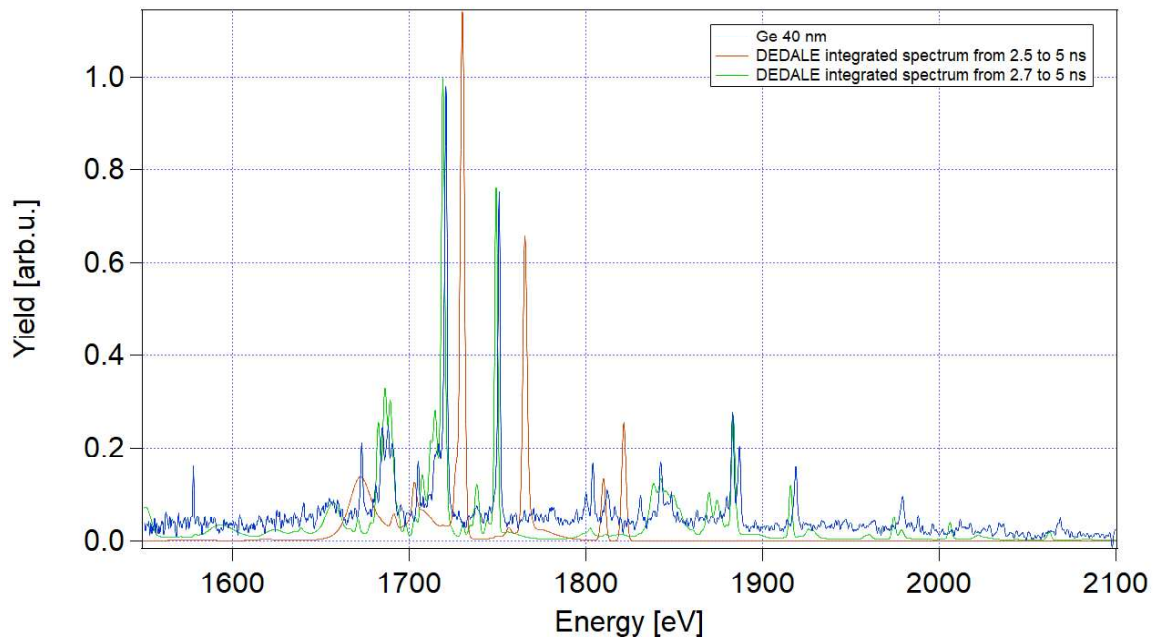
**FIGURE 3.36:** Température électronique en fonction de la densité électronique des courbes avec le même rapport de raies vis-à-vis de la néonoïde  $2p(3/2)-4d(5/2)$ . Les points bleus correspondent aux couples  $(T_e, \rho)$  choisis en figure 3.35.

identifier toutes les transitions mentionnées dans la figure 3.35. Nous remarquons en outre un très bon accord en ce qui concerne le rapports des raies. De plus, nous pouvons déduire de la figure 3.35 que le spectre n'est pas sensiblement modifié par une variation de température de 10%. Dans le cas du germanium aussi, comme on l'a vu pour l'aluminium, nous arrivons à reproduire le spectre expérimental avec un seul couple de température et densité. Cela pourrait indiquer que le spectre est majoritairement lié à l'émission d'une zone de plasma relativement homogène, à un instant donné, plus chaude et moins dense que dans le cas de l'aluminium. On peut donc faire l'hypothèse que l'émission du germanium se fait majoritairement à un instant

de temps plus proche du pic de l'impulsion laser principal que dans le cas de l'aluminium.

Enfin, la différence des températures obtenues lors des interprétations des tirs sur les cibles de 100 nm d'épaisseur d'aluminium (325 eV) et de germanium (500 eV) peut suggérer des différences significatives d'efficacité du chauffage entre ces deux matériaux, et/ou que les contributions majoritaires aux spectres intégrés temporellement dans la gamme spectrale choisie correspondent à des instants différents de la détente pour les deux matériaux.

De la même manière que lors de l'étude de l'aluminium, le groupe du CEA a calculé avec DEDALE le spectre synthétique intégré en temps pour ce même tir. La figure 3.37 montre la comparaison entre le spectre expérimental et deux spectres intégrés en temps. En rouge est représenté le spectre obtenu par intégration des données MULTI-fs à partir du pic laser principal et jusqu'à 5 ns, soit l'instant final de la simulation. Le spectre en vert correspond à une intégration faite sans considérer les premières 200 ps après le pic laser et jusqu'à 5 ns. Comme pour le cas de l'aluminium, nous remarquons que la prise en compte de ces premiers instants modifie radicalement l'allure du spectre, en faisant apparaître les grandes structures visibles à 1750 et 1780 eV (transitions lithiumoïdes). En effet aux premiers instant après le chauffage, le plasma atteint des températures très élevées (de l'ordre de 25 KeV), probablement non physiques. A ces instants et dans ces régions, le plasma de germanium est donc largement plus ionisé que ce que les spectres semblent montrer. En intégrant en temps et en espace, ces régions donnent une contribution non négligeable au spectre "simulé", avec notamment des transitions issues d'états de charge Li-like.

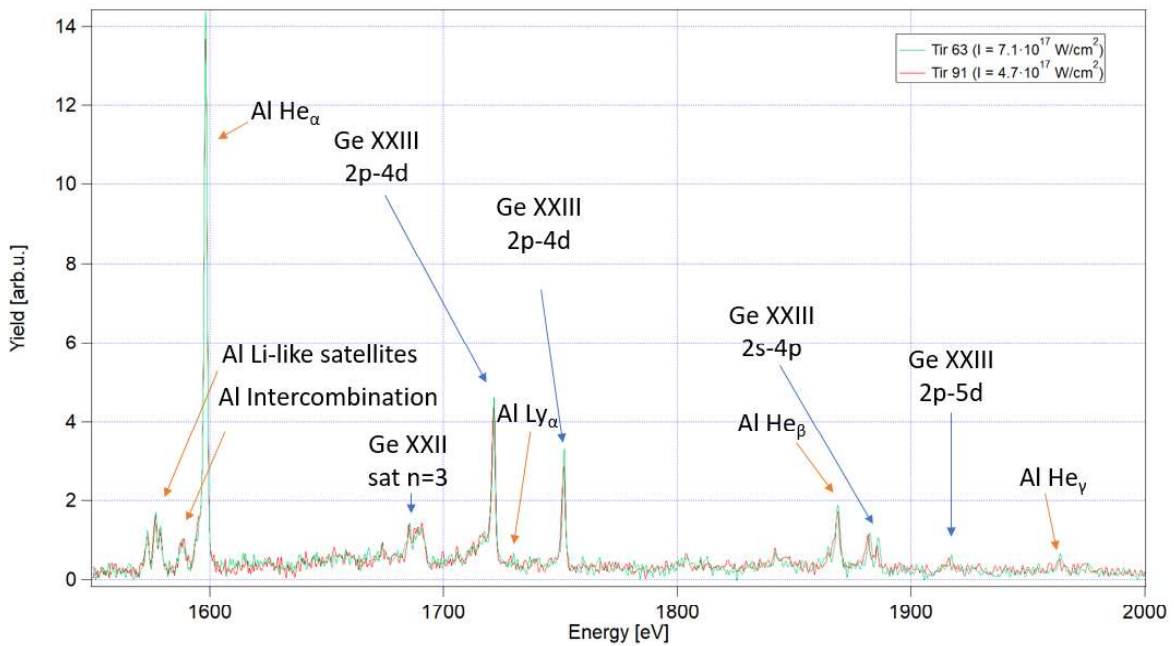


**FIGURE 3.37:** Spectre d'émission obtenu pour un tir laser sur cible de germanium de 40 nm d'épaisseur, comparé à deux spectres synthétiques intégrés en temps obtenus avec DEDALE. En rouge, le spectre intégré à partir du pic de l'impulsion laser. En vert le spectre obtenu sans tenir compte de 200 premiers picosecondes après le pic laser.

### 3.3.3 Spectres du mélange aluminium-germanium

Nous verrons au cours de cette section les résultats expérimentaux obtenus pour les spectres d'émission du mélange aluminium-germanium. Les analyses avec le code DEDALE sont encore en cours. Nous pourrions néanmoins faire des suppositions sur l'effet du mélange sur le spectre d'émission.

Une première analyse peut être faite en considérant deux spectres obtenus lors de deux tirs laser à intensité différente sur des cibles de même épaisseur. La figure 3.38 montre deux spectres expérimentaux obtenus pour des tirs sur des cibles de 100 nm d'épaisseur avec une intensité de  $4.7 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  et de  $7.1 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  (valeurs minimale et maximale de l'intensité lors des tirs laser sur le mélange). Nous n'observons aucune différence notable entre les deux spectres, ni pour les raies d'émission du germanium, ni pour celles de l'aluminium. La comparaison des spectres pourra donc s'effectuer sur une gamme d'intensités comprise entre ces deux valeurs.



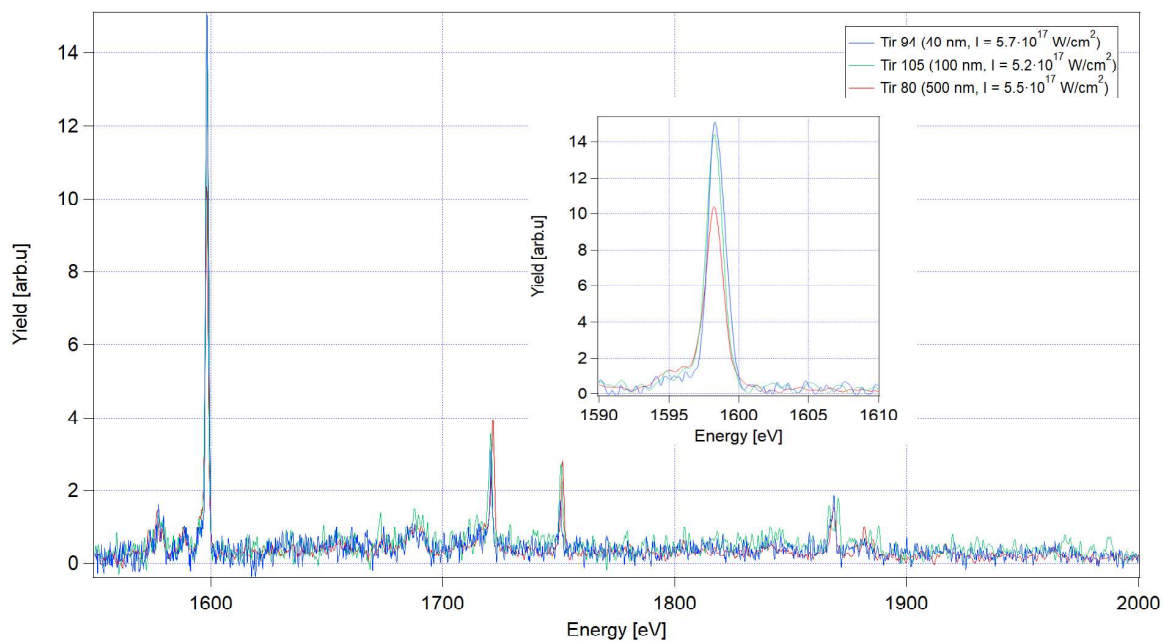
**FIGURE 3.38:** Spectres d'émission obtenus pour deux tirs laser à intensités différentes sur des cibles de même épaisseur (100 nm).

En figure 3.39, trois spectres obtenus lors de trois tirs laser à intensités comparables ( $I = (5.5 \pm 0.3) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur des cibles d'épaisseurs différentes : 40 nm, 100 nm et 500 nm d'épaisseur. Pour l'aluminium, on peut reconnaître les raies satellites lithiumoïdes, ainsi que les raies  $He_{\alpha}$  de résonance et d'intercombinaison, et la raie  $He_{\beta}$ . Nous n'arrivons pas à résoudre les autres raies (comme la  $Ly_{\alpha}$  et la  $He_{\gamma}$ ) à cause de l'augmentation de bruit de fond.

Nous pouvons remarquer (dans l'insert en haut à droite dans l'image) que l'intensité de la raie de résonance  $He_{\alpha}$  diminue avec l'épaisseur. Cela signifie que la réabsorption des photons de cette raie par le plasma augmente (plasma optiquement épais pour cette raie). Aucun commentaire ne peut au contraire être fait pour les raies de germanium, étant donné que les deux raies (néonoïdes 2p-4d) sont très probablement optiquement épaisses.

Nous nous sommes ensuite intéressés à un possible effet de mélange, éventuellement visible sur les spectres. On rappelle (voir section 3.2.3) que les résultats obtenus avec

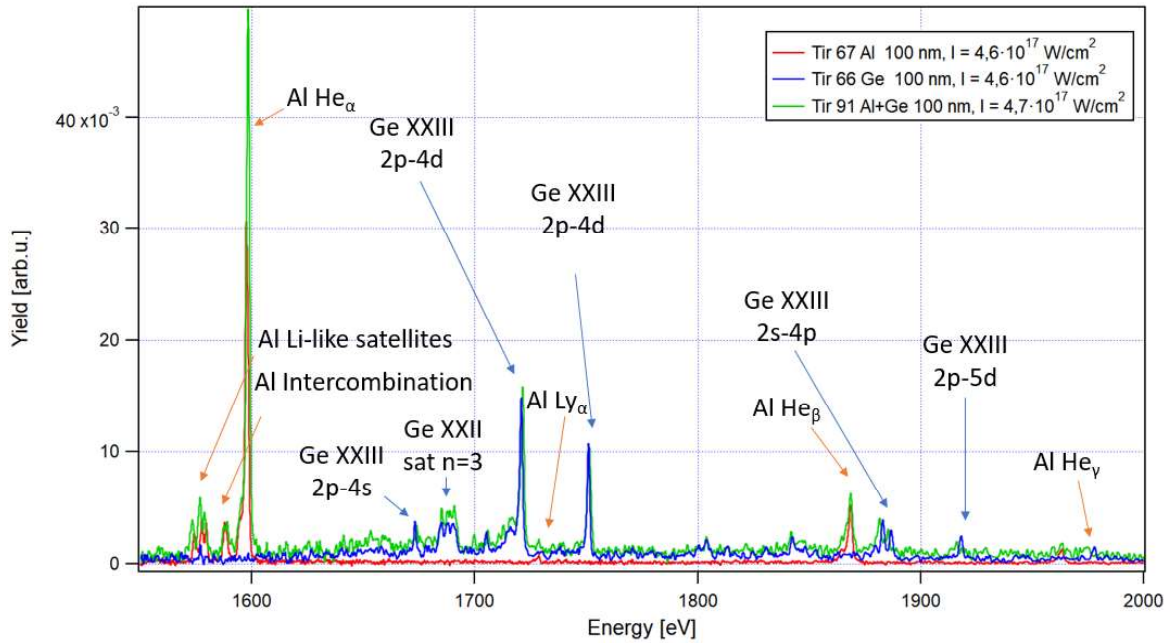




**FIGURE 3.39:** Spectres d'émission obtenus lors de trois tirs laser à intensités comparables ( $I = (5.5 \pm 0.3) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur des cibles de mélange d'épaisseurs différentes. Dans l'insert en haut à droite, zoom sur la portion spectrale centrée sur la raie  $He_{\alpha}$  de résonance.

le code d'hydrodynamique MULTI-fs semblent démontrer que, pour ce type de cible (50 : 50 en masse), la détente hydrodynamique est assimilable à la moyenne des détentes obtenues pour les deux éléments purs. Cela peut nous suggérer que les émissions des deux matériaux composant la cible sont indépendantes. Nous avons déjà montré en figure 3.24 trois spectres d'émission obtenus pour des cibles de 500 nm d'épaisseur (Al, Ge et Al/Ge). On constate que les raies d'émission visibles ne présentent pas de différences appréciables selon que la cible est l'élément pur ou le mélange. De plus, le spectre du mélange est assimilable à la somme des spectres obtenus pour les éléments purs, excepté la raie de résonance  $He_{\alpha}$ . Une possible explication du comportement de l'intensité de la raie  $He_{\alpha}$  sera donnée à la fin de cette section. Le profil spectral ne semble donc pas présenter un effet dû au mélange. Le même constat a été fait pour des spectres d'émission obtenus pour des cibles plus minces. La figure 3.40 montre la même comparaison pour des cibles de 100 nm d'épaisseur, portant à la même conclusion. Dans nos conditions expérimentales, aucun effet de

la présence d'un mélange n'a donc pu être mise en évidence.



**FIGURE 3.40:** Spectres d'émission obtenus lors de trois tirs laser à intensités comparables ( $I = (4.6 \pm 0.3) \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) sur des cibles de 100 nm d'épaisseur

L'augmentation de l'intensité de la raie de résonance  $He_\alpha$  est attribuable à une diminution de la réabsorption de la raie de la part des ions de l'aluminium présents dans le mélange. Cela est cohérent avec le fait que, dans le cas du mélange, la densité ionique partielle de l'aluminium est inférieure à celle de l'élément pur.

Il semblerait donc, en accord avec les analyses sur les températures obtenues pour les spectres des éléments purs, que l'émission du plasma de mélange soit faite en deux temps : dans un premier temps, à température plus élevée, l'émission est principalement celle du germanium ; dans un deuxième temps, à température plus basse (suite à la détente), l'émission est dominée par l'émission de l'aluminium.

### 3.4 Conclusions

Cette campagne expérimentale nous a permis de caractériser hydrodynamiquement le plasma, et de mesurer les spectres de couche K et de couche L émis par des

cibles d'aluminium et germanium, irradiées par une impulsion laser picoseconde de forte intensité.

Les résultats obtenus montrent clairement que la détente hydrodynamique est modifiée par l'effet d'une pré-impulsion, que nous avons réussi à bien caractériser temporellement et en intensité. Bien que le code d'hydrodynamique radiative à notre disposition (MULTI-fs) ne prenne pas en compte les processus conduisant à la génération d'une population d'électrons chauds, qui est probablement créée dans ce régime de forte intensité, le code arrive à bien reproduire la détente hydrodynamique expérimentale. Une possibilité pour approfondir cette étude, serait donc la prise en compte dans le code des autres mécanismes de chauffage propres aux hautes intensités (voir section 1.1.2), pour reproduire la population d'électrons chauds et en étudier l'effet sur l'émission.

Quant aux données spectroscopiques, nous avons remarqué que le code commercial SPECT3D n'arrive pas à reproduire le spectre d'émission des deux éléments avec les données des simulations MULTI-fs, exception faite pour les cibles d'aluminium de 40 nm d'épaisseur. Le code DEDALE, au contraire, malgré les nombreuses approximations, nous a permis d'obtenir un bon accord et bien identifier les transitions électroniques présentes dans les spectres.

L'étude du mélange aluminium/germanium, enfin, a montré un faible effet de mélange. Aucun couple température/densité ne semble pouvoir bien restituer le spectre expérimental, qui est cependant très proche de la somme des deux spectres obtenus pour les éléments purs. Nous pouvons en outre faire l'hypothèse que les différences de température obtenues pour l'aluminium et le germanium dépendent du manque de sélectivité temporelle dans la mesure.

Afin de mieux étudier ce comportement, nous pourrions donc envisager, pour les prochaines expériences, d'introduire une résolution temporelle pour les mesures spectrales, de manière à pouvoir mesurer les spectres associés aux premiers instants de la détente, juste après le chauffage laser principal. Cela permettrait en outre de

---

vérifier si les émissions dans la gamme mesurée correspondent à des instants des temps différents pour les deux matériaux.



## Chapitre 4

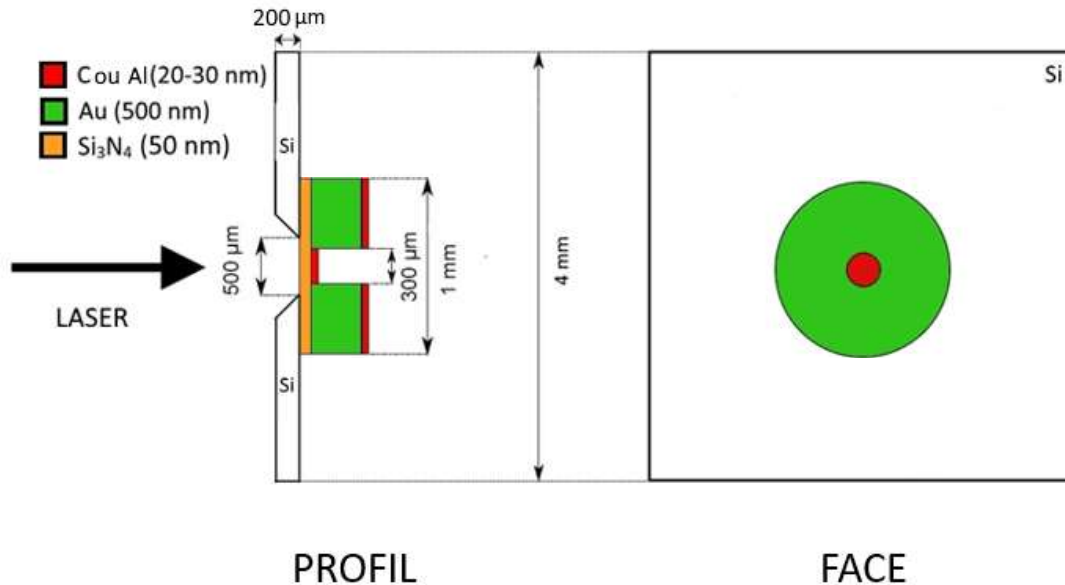
# Étude de l'émission de couche K du carbone et de l'aluminium : campagne "ELFIE 2014"

Dans ce chapitre, je vais présenter les résultats de la campagne expérimentale qui a eu lieu en 2014 sur l'installation ELFIE. Chronologiquement, donc, celle-ci a été la première d'un projet pluriannuel concernant la spectroscopie d'émission dans le domaine X-XUV de plasmas créés par des impulsions laser courtes (5 ps) à intensités modérées ( $10^{15} - 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>).

Comme mentionné précédemment, les données issues de cette campagne sont restées longtemps inexplicées, jusqu'à ce que l'analyse de la campagne 2018 nous ait permis de les ré-analyser sous un nouvel éclairage. Comme précisé dans le chapitre introductif, la validation d'un set-up expérimental passe par des campagnes sur des éléments dont les propriétés hydrodynamiques, et celles relevant de la physique atomique, sont déjà bien connues et bien modélisées par les codes ; c'est pour cette raison que le carbone et l'aluminium avaient été choisis pour cette campagne préparatoire. Dans les sections suivantes, les paramètres laser ainsi que le choix de la conception des cibles seront présentés, puis les résultats expérimentaux hydrodynamiques et

spectroscopiques seront analysés et comparés aux simulations.

## 4.1 Les cibles



**FIGURE 4.1:** Schéma des cibles utilisés pendant la campagne (pas à l'échelle) : configuration de tir "normale".

Le design de la cible est visible en figure 4.1 : sur un support carré de silicium d'épaisseur  $200\ \mu\text{m}$  (dans lequel est réalisé un trou de diamètre  $d = 500\ \mu\text{m}$ ) est déposée une couche de  $50\ \text{nm}$  d'épaisseur de nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). Superposée à cette couche se trouve une rondelle en or d'épaisseur  $500\ \text{nm}$  (dont le but est de limiter les gradients latéraux présents dans le plasma [Audebert et al. (2003); Lecherbourg (2007)]) et enfin, au sommet de l'empilement, une couche de l'élément d'intérêt, carbone ou aluminium, d'épaisseur comprise entre  $20$  et  $30\ \text{nm} \pm 10\ \text{nm}$ , incertitude donnée par le constructeur.

La cible est placée au centre de la chambre d'interaction et irradiée selon deux configurations de tir différentes : la configuration dite "normale", montré en figure 4.1, où le laser est focalisé sur la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , et la configuration "inversée" où le la-

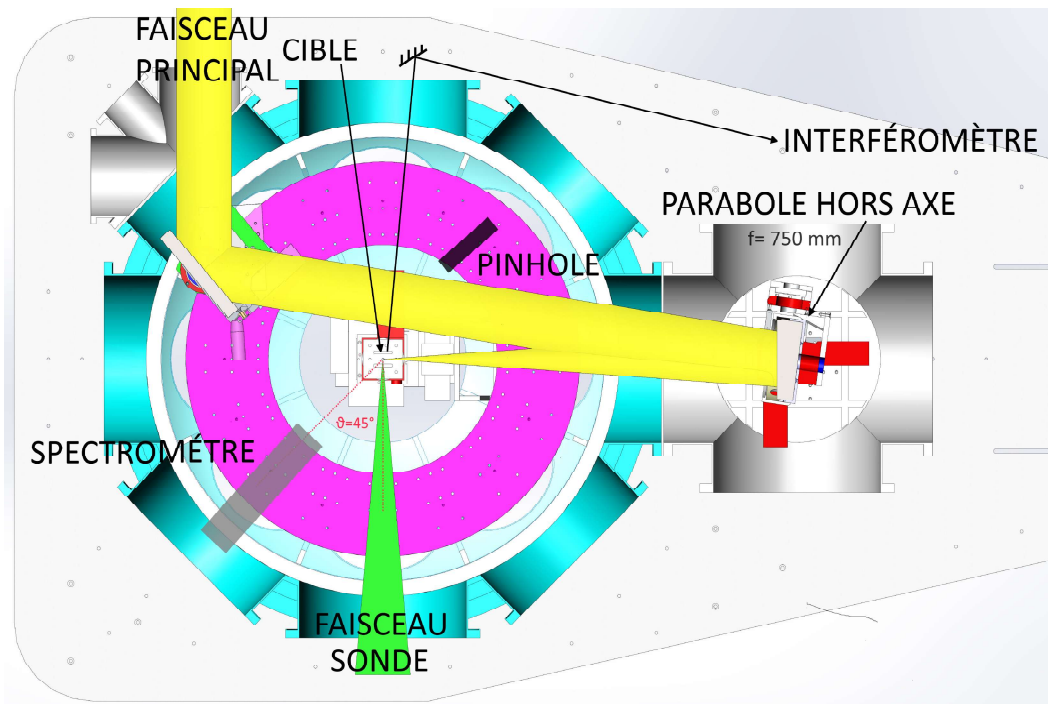
ser atteint en premier la couche de carbone ou aluminium. Dans le premier cas, la couche de nitrure de silicium a une double utilité : elle permet d'obtenir une surface plane de bonne qualité (utile pour les mesures avec le FDI) et, en étant irradiée directement par le laser, elle agit en guise de tampon afin de réduire les gradients longitudinaux présents au sein du plasma du matériau d'intérêt. Dans le cas de la configuration inversée, l'intérêt est de créer un plasma plus chaud de l'élément en étude, et donc d'obtenir une distribution de la population ionique différente par rapport au cas du tir en configuration normale. Cela se traduit par l'apparition de nouvelles transitions électroniques ou par une augmentation de l'intensité des raies déjà présentes en configuration normale.

Trois tirs sur des cibles solides de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ont enfin été effectués afin d'isoler la contribution du nitrure de silicium aux spectres de carbone ou d'aluminium intégrés en temps.

## 4.2 Configuration expérimentale

Dans le but d'étudier l'émission XUV du plasma, quatre des diagnostics présentés dans le chapitre 2 ont été mis en place : un FDI (Frequency Domain Interferometer), une caméra sténopé, un interféromètre et un spectromètre. Le faisceau principal (en jaune en figure 4.2) doublé en fréquence (529 nm) par un cristal KDP (Potassium Dideutérium Phosphate) et d'une durée de 5 ps est focalisé sur la cible au centre de la chambre expérimentale à l'aide d'une parabole hors-axe de focale  $f = 750$  mm. Le faisceau principal est l'un des deux faisceaux ultra-intenses de l'installation, focalisé avec une tache focale de diamètre variable entre 25 et 100  $\mu\text{m}$ . Une mesure directe de l'énergie à  $2\omega$  étant impossible pour le faisceau utilisé, faute de calorimètre à  $2\omega$ , on a donc effectué préalablement des mesures de calorimétrie à  $\omega$  et  $2\omega$  sur l'autre faisceau et fait l'hypothèse d'avoir le même rendement de conversion sur les deux chaînes laser. Les intensités obtenues sont comprises entre 0.2 et  $2 \cdot 10^{16}$   $\text{W}/\text{cm}^2$  avec

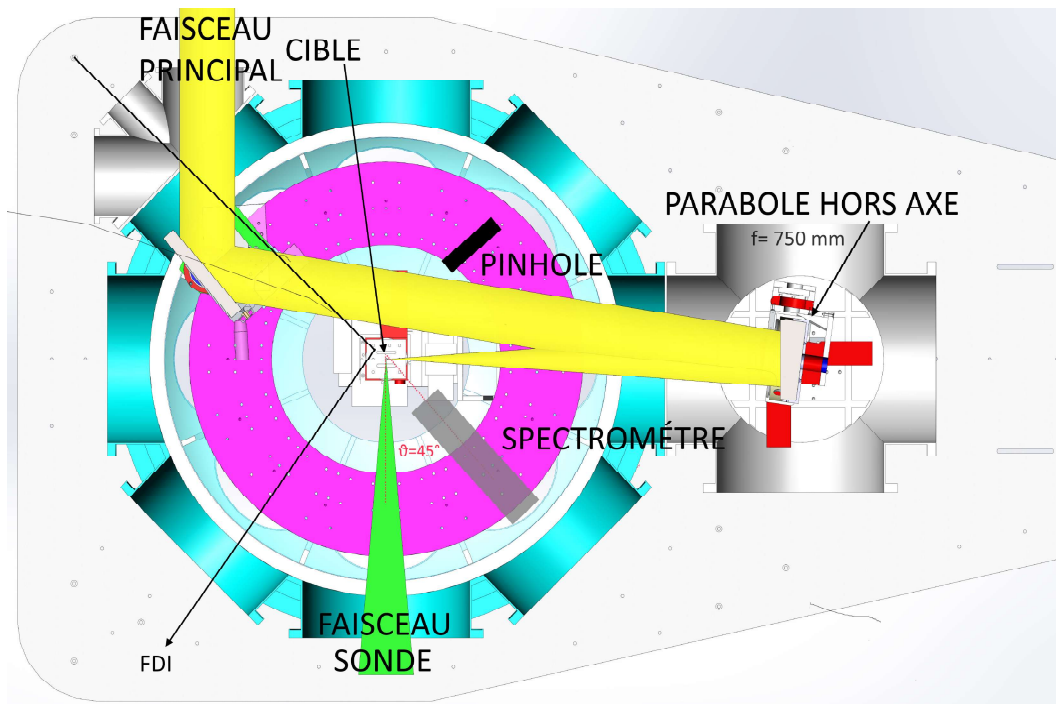




**FIGURE 4.2:** Schéma de la chambre d'interaction de l'installation ELFIE pendant la campagne ELFIE 2014 avec l'emplacement des diagnostics en configuration "standard".

une incertitude de 10%. Cette incertitude dépend majoritairement de la mesure de la tache focale et de l'erreur induite par la conversion d'énergie à  $2\omega$ .

Deux configurations d'expérience ont été mises en place, qu'on appellera "standard" et "FDI". Dans la configuration "standard" (qui est celle montrée dans la figure 4.2) le spectromètre a été placé de façon à observer le plasma de C ou Al, donc du côté opposé à celui d'arrivée du laser (voir figure 4.1). La deuxième configuration, "FDI", voit le spectromètre en face avant (du côté de l'arrivée du laser sur la cible) et le FDI en face arrière, comme montré en figure 4.3. Un faisceau sonde de durée 100 fs (indiqué en vert dans les figures 4.2 et 4.3) a été utilisé dans les deux configurations, mais avec deux objectifs différents. Dans le cas de la configuration "standard", il a servi comme faisceau sonde pour le diagnostic d'interférométrie. Dans le cas de la configuration "FDI", ce faisceau a été utilisé pour les mesures FDI. Compte tenu des difficultés rencontrées dans l'interprétation des données issues de ce diagnostic (présentées dans la section 2.5.3), pour les tirs effectués dans cette configuration

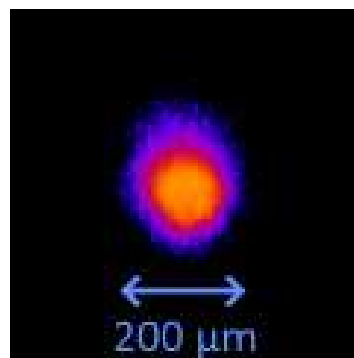


**FIGURE 4.3:** Schéma de la chambre d'interaction de l'installation ELFIE pendant la campagne ELFIE 2014 avec l'emplacement des diagnostics en configuration "FDI".

nous n'avons pas pu obtenir des données hydrodynamiques exploitables.

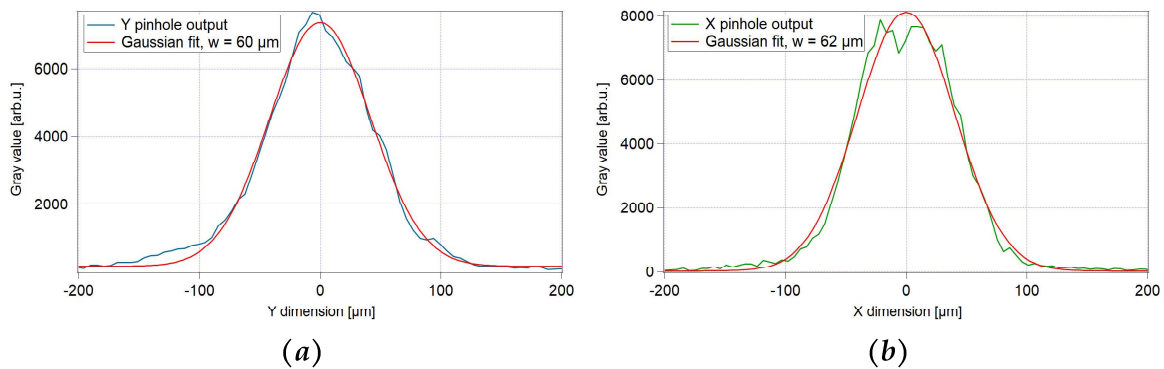
### 4.3 Caméra sténopé

Comme dans la campagne 2018, la caméra sténopé a été utilisée afin de contrôler la taille de la zone émissive du plasma (ici dans la gamme 50 - 600 eV) et par conséquent vérifier la reproductibilité des tirs. Afin de mesurer la taille de la zone



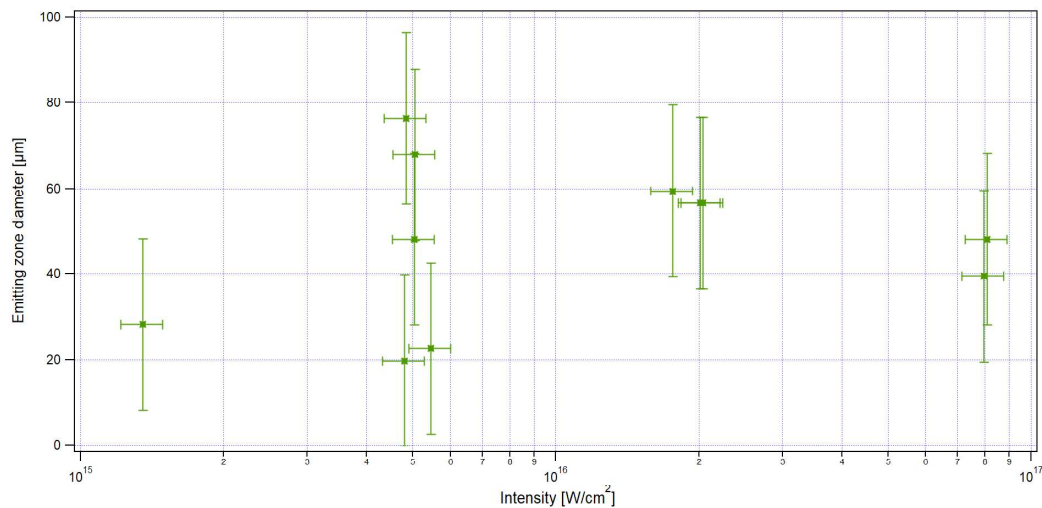
**FIGURE 4.4:** Image de la zone émissive du plasma enregistrée sur l'IP pour un tir laser sur une cible de  $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-C}$  avec une intensité de  $5.1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ .

émisive pour chaque tir, nous avons analysé deux coupes, horizontale et verticale, des images issues du sténopé. Les courbes ont été ajustées avec des gaussiennes. La figure 4.4 montre une image typique obtenue sur l'IP et la figure 4.5 montre le résultat du fit gaussien obtenu pour les deux coupes de l'image. Le diamètre mesuré de la zone émissive est  $60 \pm 20 \mu\text{m}$ . L'erreur sur la mesure a été calculé comme décrit



**FIGURE 4.5:** Coupes verticale (a) et horizontale (b) de l'image issue du sténopé pour un tir laser à  $5.1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  sur une cible de  $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{C}$ . Les deux ont été ajustées avec un fit gaussien.

en section 2.4. La figure 4.6 montre la taille de la zone émissive pour des tirs sur des



**FIGURE 4.6:** Taille de la zone émissive dans la gamme 50 - 600 eV en fonction de l'intensité laser pour des tirs sur des cibles d'aluminium et carbone.

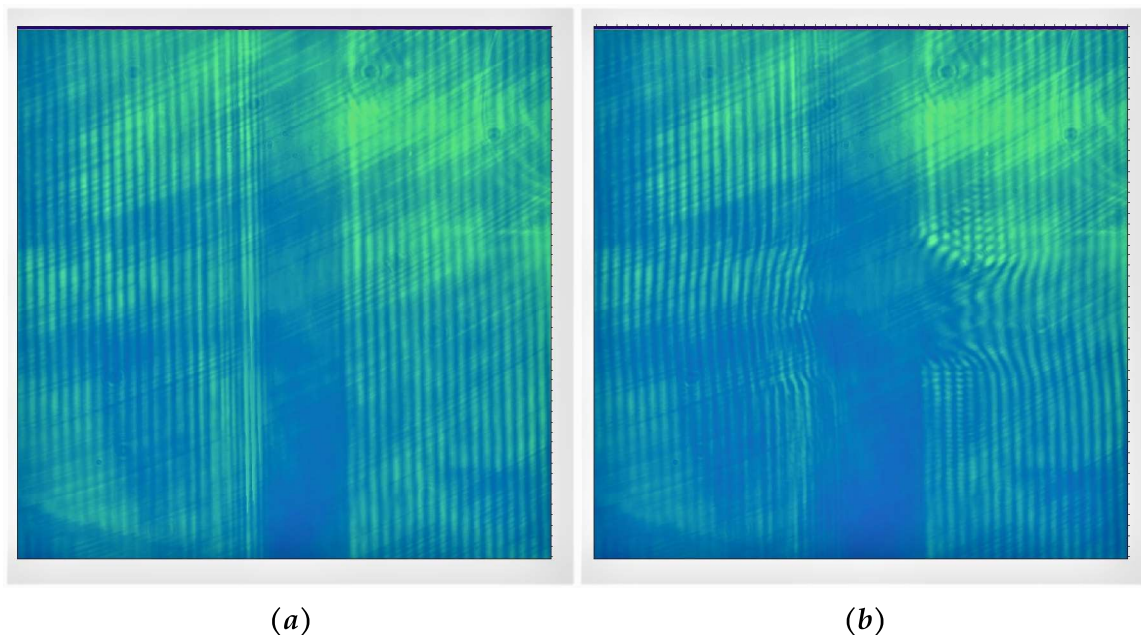
cibles de carbone et aluminium en fonction de l'intensité laser. Comme on peut le remarquer, globalement la zone émissive a un diamètre compris entre 20 et 80  $\mu\text{m}$ ,

ce que équivaut à une surface de zone émissive d'environ  $3000 \mu\text{m}^2$  en moyenne sur l'ensemble des tirs, indépendamment de l'intensité laser.

## 4.4 Résultats hydrodynamiques : interférométrie

Ce diagnostic, dont le principe est détaillé en section 2.5.1, permet d'obtenir une carte spatiale de la densité électronique du plasma.

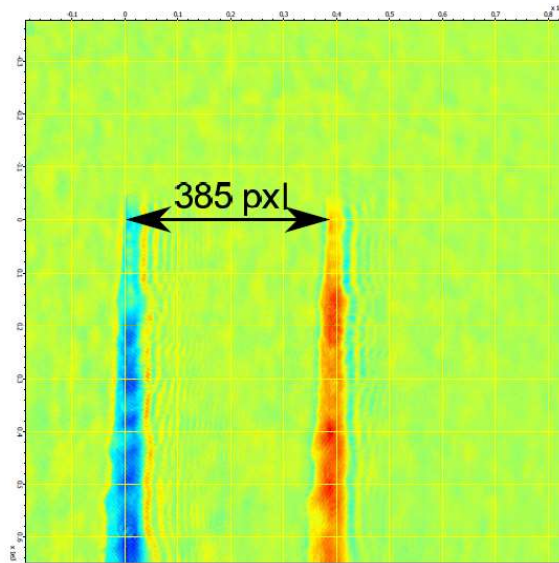
Pour tous les tirs laser nous avons enregistré une image de référence ("référence") ainsi qu'une image après l'impulsion principal ("tir"), dont un exemple est montré en figure 4.7. Ces dernières ont par la suite été analysées avec Neutrino afin d'obtenir les cartes de densité électronique 2D. Toutes les images d'interférométrie ont été enregistrées grâce à un faisceau sonde de durée d'impulsion égale à 100 fs, retardé de 500 ps par rapport au faisceau principal. Les données seront en suite comparées



**FIGURE 4.7:** Image de référence (a) et interférogramme (b) enregistrés lors d'un tir sur une cible de  $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-C}$  avec une intensité du faisceau principal de  $1.7 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . L'interférogramme a été enregistré 500 ps après l'impulsion principale. Le faisceau d'interaction vient de la gauche.

à des simulations hydrodynamiques effectuées avec le code MULTI-fs (voir annexe

A). Nous avons d'abord effectué des mesures de calibration du grandissement (visibles en figure 4.8) : l'image d'une pointe a été enregistrée à deux positions décalées de  $500 \mu\text{m}$  dans la direction perpendiculaire au faisceau sonde. Le grandissement mesuré est  $G = 4.5$ .

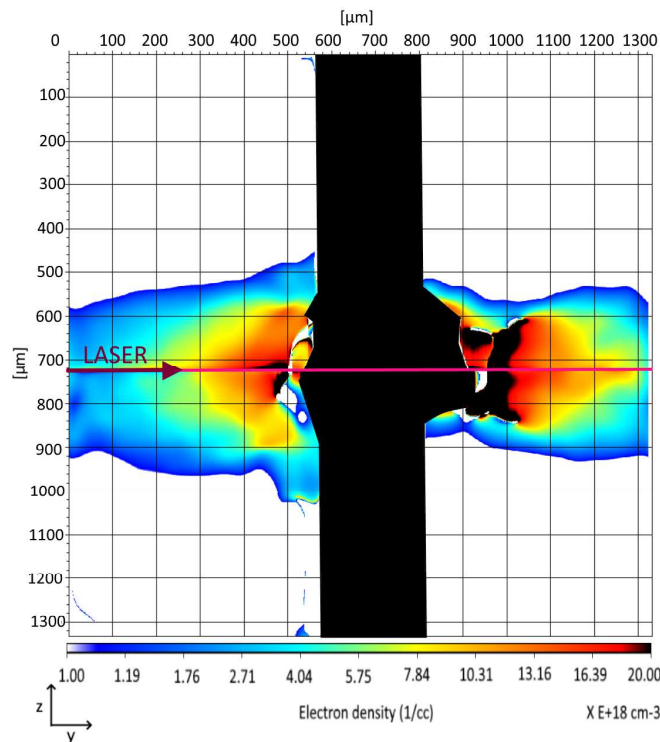


**FIGURE 4.8:** Calibration du grandissement avec une pointe. La double flèche identifie la distance entre les centres des deux images de la pointe.

#### 4.4.1 Résultats pour les cibles de carbone

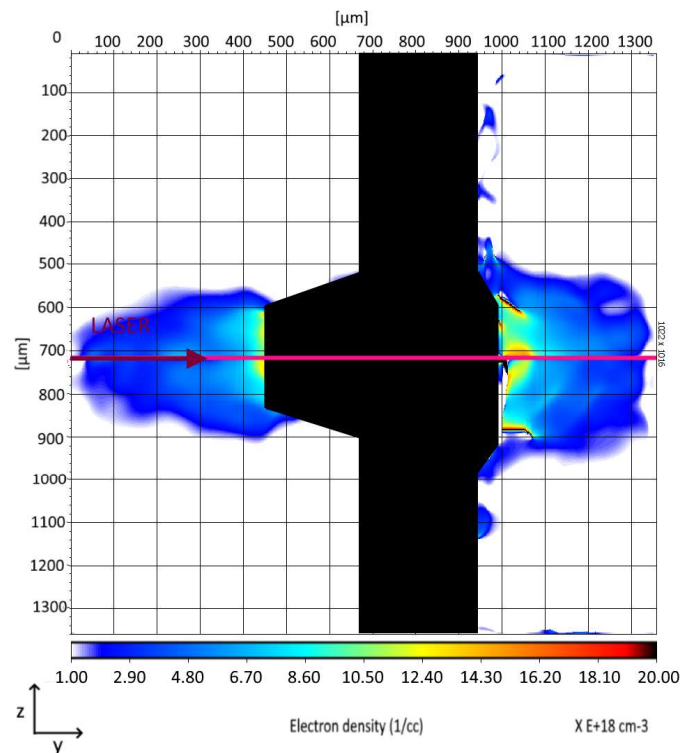
Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 montrent trois résultats de l'analyse des interférogrammes obtenus pour des tirs laser sur des cibles de  $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{C}$  ( $50 \text{ nm} - 20 \text{ nm}$ ) en configuration "normale" et pour trois intensités laser différentes :  $1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  pour la figure 4.9,  $2.0 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  pour la figure 4.10 et  $4.8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  pour la figure 4.11. Le laser arrive toujours du côté gauche de l'image. Deux plasmas en expansion sont visibles : un du côté du laser, composé essentiellement de nitrate de silicium et l'autre, du côté opposé au laser, principalement de carbone. La région noire au centre des images correspond au support en silicium ( $200 \mu\text{m}$  d'épaisseur) et aux régions sur-denses qui ont été exclues du calcul de l'inversion d'Abel. L'axe sur lequel l'inversion d'Abel a été faite est tracé en rouge. La position de celui-ci a

été ajustée afin de réduire les discontinuités entre les deux demi-plans (au dessus et en dessous de l'axe laser). En outre, afin de lisser davantage ces discontinuités et pouvoir mieux comparer les résultats expérimentaux aux simulations hydrodynamiques, on a choisi de tracer le profil spatial de la densité électronique en faisant une intégration spatiale sur une région de largeur  $\Delta z = 50 \mu\text{m}$  autour de l'axe laser.



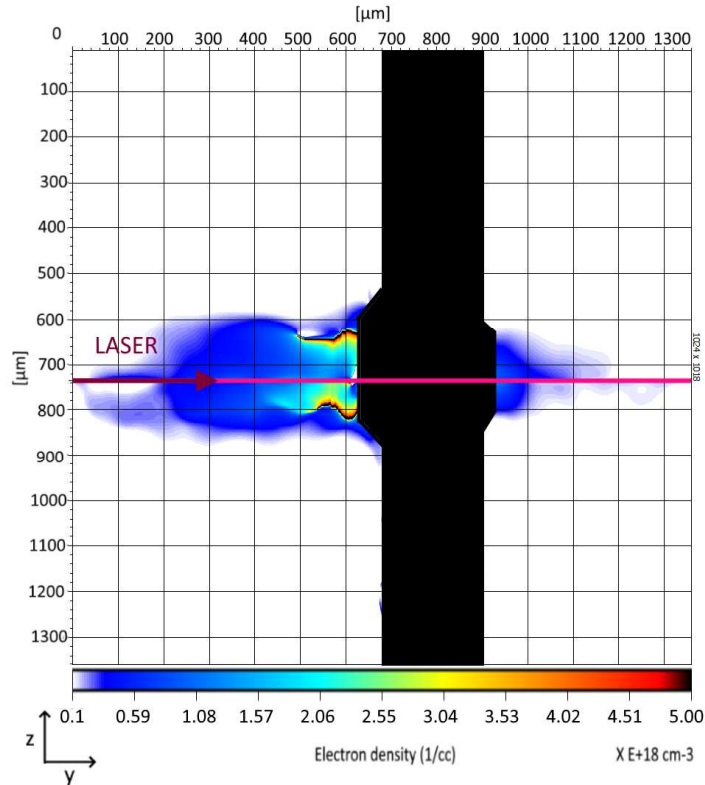
**FIGURE 4.9:** Reconstruction 2D de la densité électronique d'un plasma obtenu lors de l'interaction d'un laser à  $I = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  avec une cible solide de nitrure de silicium-carbone (50 nm – 20 nm).

Dans ce qui suit, ces résultats expérimentaux vont être comparés aux profils de densité calculés par MULTI-fs, dans le but de reproduire la détente hydrodynamique du plasma. Dans les simulations, la structure de la cible à été reproduite à l'identique, en tenant compte des épaisseurs des éléments qui la composent. L'impulsion laser a été modélisée comme une gaussienne de FWHM égale à 5 ps (durée nominale de l'impulsion). La figure 4.12 montre le résultat de cette comparaison dans le cas du tir de la figure 4.9. Le trait rouge correspond au profil de densité mesuré sur



**FIGURE 4.10:** Reconstruction 2D de la densité électronique d'un plasma obtenu lors de l'interaction d'un laser à  $I = 2.0 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  avec une cible solide de nitrure de silicium-carbone (50 nm – 20 nm).

l'interférogramme. La région rouge autour du trait matérialise la variabilité intrinsèque à la méthode d'analyse, due principalement à l'intégration sur le volume choisi pour calculer le profil de densité et au choix de l'axe utilisé pour effectuer l'inversion d'Abel. Cette variabilité a été estimée à environ 15% de la mesure. Les traits en tirets sur la figure 4.12 correspondent à trois épaisseurs différentes de la cible, pour tenir compte de l'incertitude sur les épaisseurs données par le fabricant (cf. section 4.1) : en orange l'épaisseur minimale (40 nm de nitrure de silicium et 10 nm de carbone), en bleu l'épaisseur nominale et en vert l'épaisseur maximale (60nm - 30 nm). Comme on peut le remarquer, la détente de la face avant de la cible n'est pas très sensible à l'épaisseur. Dans les trois cas on obtient un bon accord avec la simulation MULTI-fs. Quant à la face arrière (constituée essentiellement du carbone), l'expansion décrite par MULTI-fs présente un gradient beaucoup plus raide que le profil de densité me-

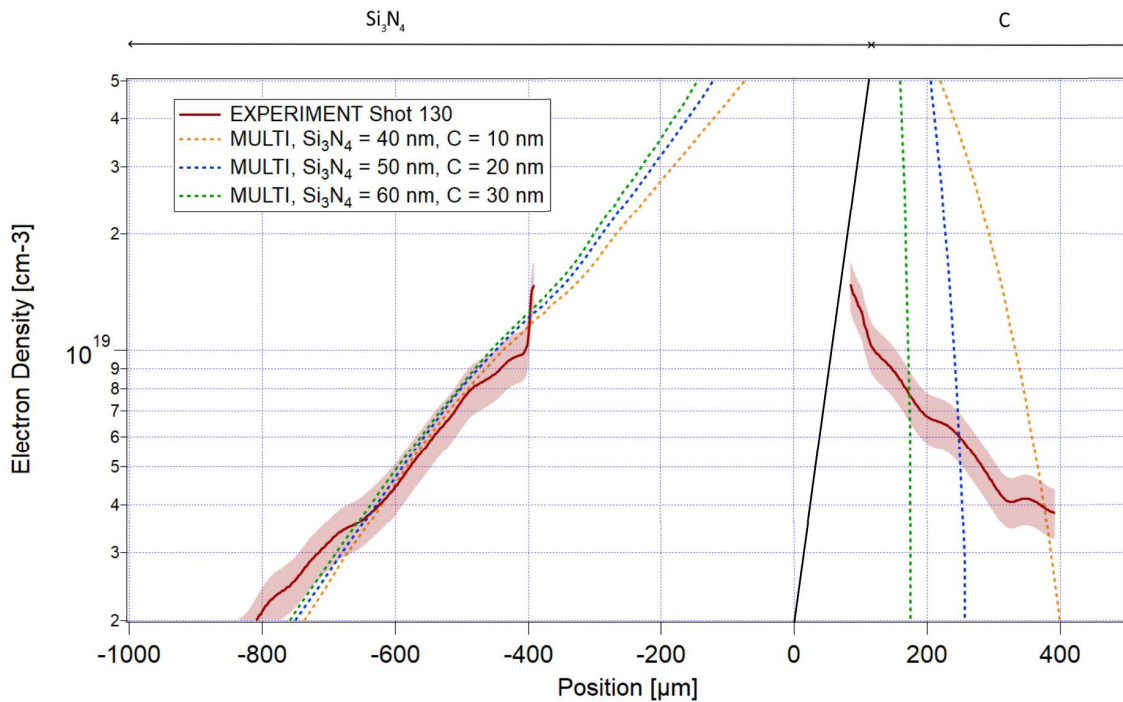


**FIGURE 4.11:** Reconstruction 2D de la densité électronique d'un plasma obtenu lors de l'interaction d'un laser à  $I = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec une cible solide de nitrure de silicium-carbone (50 nm – 20 nm).

suré. À la lumière de l'analyse de la campagne ELFIE 2018 discutée au chapitre 3, ce désaccord pourrait être dû à l'effet d'une pré-impulsion sur la détente du plasma. En faisant l'hypothèse que le contraste entre la pré-impulsion et l'impulsion principale n'ait pas changé entre 2014 et 2018, la pré-impulsion devrait donc avoir ici une intensité de l'ordre de  $10^9 - 10^{10} \text{ W/cm}^2$ . Malheureusement MULTI-fs arrive à sa limite de calcul pour ces intensités laser et aucune simulation tenant compte de la pré-impulsion n'a pu être effectuée. Au stade actuel, nous n'avons donc pas de moyen de vérifier cette hypothèse.

On peut observer par ailleurs que la densité électronique présente en général un profil plutôt symétrique en face avant et en face arrière, dans le cas de ces trois tirs analysés. Cela traduit une égalité entre les modules de vitesse des deux couches de la cible. Pour analyser ce point, nous avons analysé la vitesse en fonction du temps de deux



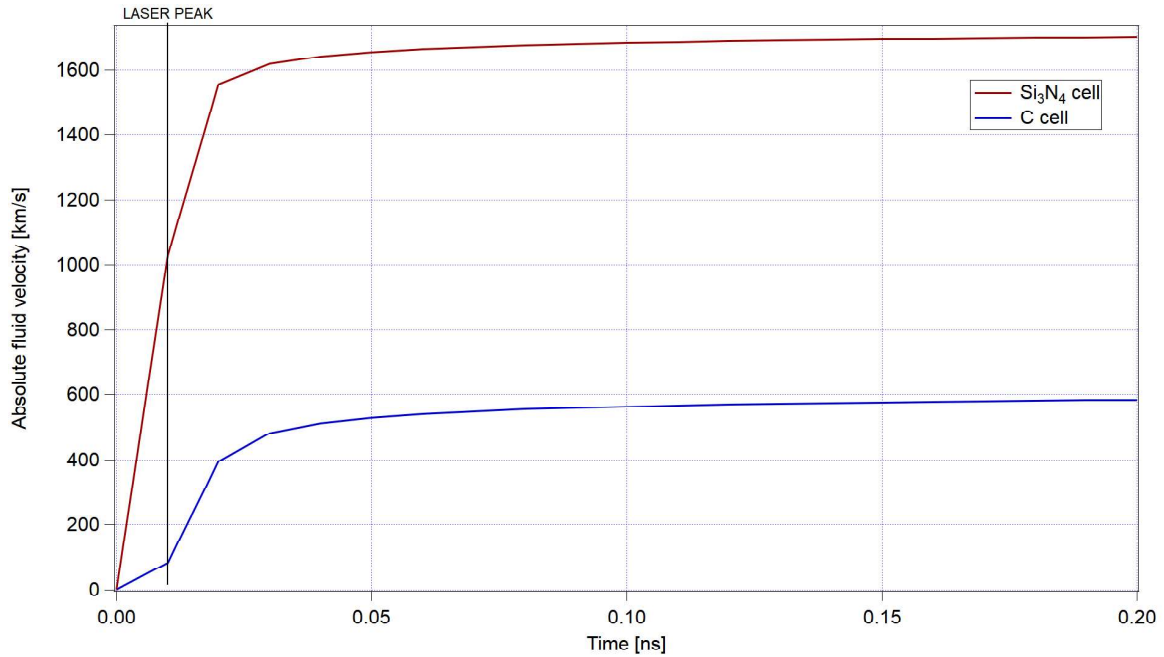


**FIGURE 4.12:** Densité électronique en fonction de la position du plasma obtenu par interaction d'une cible solide de nitrure de silicium-carbone (50 nm – 20 nm) avec un laser à  $I = 1.8 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> à 500 ps de retard.

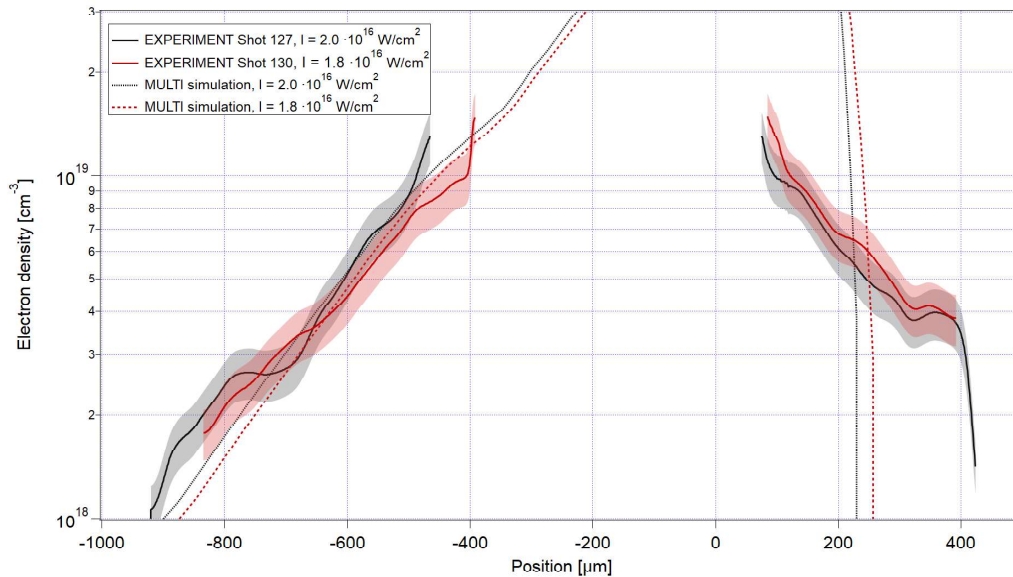
En rouge la coupe du résultat expérimental, correspondant au tir en figure 4.9.

En pointillé, trois simulations MULTI-fs obtenues pour des épaisseurs de cible différentes.

cellules de la cible : l'une du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et l'autre du carbone prises à égale distance des bords extérieurs de la cible (afin d'éviter des éventuels effets de bord, on n'a pas pris en considération la première et la dernière cellule). Le résultat est montré en figure 4.13. On peut remarquer que la couche de carbone se met en mouvement très peu de temps après l'impulsion laser (qui atteint son maximum à 10 ps dans la simulation). Les deux éléments ayant des densités solides similaires (3.6 g/cm<sup>3</sup> pour le nitrure de silicium et 3.51 g/cm<sup>3</sup> pour le carbone), on s'attend donc à avoir la même vitesse fluide des deux côtés. Une sous-estimation de la vitesse du côté carbone pourrait donc expliquer le désaccord entre les résultats expérimentaux et la simulation. Cela est probablement dû à l'utilisation d'une équation d'état pas suffisamment précise pour la simulation MULTI-fs, qui pourrait sous-estimer la température du plasma, sa pression et donc la vitesse. Cette analyse a été répétée pour un deuxième tir réalisé à



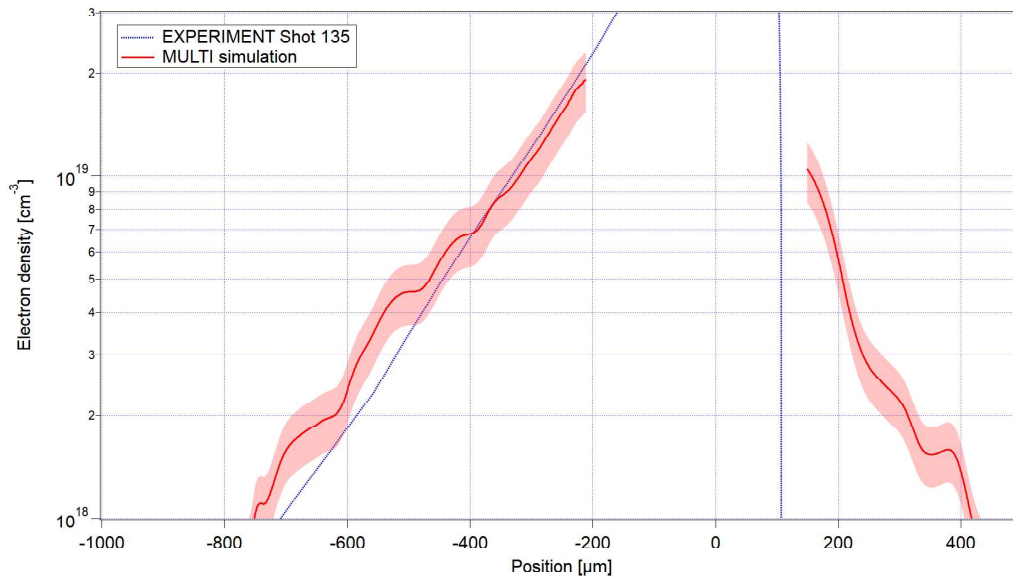
**FIGURE 4.13:** Module des vitesses en fonction du temps pour la cellule du nitrure de silicium (en rouge) et du carbone (en bleu). Le pic de la gaussienne de l'impulsion laser de la simulation est à 10 ps.



**FIGURE 4.14:** Comparaison de densité électronique en fonction de la position entre deux tirs laser sur cible solide à deux intensités comparables ( $1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  en rouge et  $2.0 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  en noir avec les bandes d'erreur respectives). Les deux profils ont été comparés aux données issues des simulations MULTI-fs respectives (même code couleur en pointillé) pour des cibles composées d'une couche de 50 nm de nitrure de silicium et 20 nm de carbone.

une intensité laser similaire au précédent, pour évaluer la variabilité tir à tir des profils de densité mesurés. Le résultat est illustré sur la figure 4.14 qui montre une des courbes (celle en bleu) de la simulation de la figure 4.12 comparée à celle du tir en figure 4.10 en noir et aux données expérimentales respectives. On peut tout de suite observer que les résultats expérimentaux sont très proches l'un de l'autre, ce qui indique que la variabilité tir à tir pour ce diagnostic est très limitée. Comme dans le cas précédent, on observe un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations concernant l'expansion de la face avant de la cible, mais pas pour celle de la face arrière. Néanmoins, on peut remarquer que les résultats expérimentaux pour l'expansion de la face arrière sont reproductibles et ne semblent donc pas être affectés par les variations d'intensité d'un tir à l'autre. On peut aussi remarquer que les résultats des deux simulations sont contenus dans la barre d'erreur des mesures expérimentales. Comme dit précédemment, l'incertitude sur les valeurs de densités issues de l'analyse des interférogrammes a été estimée à 10% (matérialisée par les deux bandes colorées dans la figure), et on peut observer que les incertitudes des deux tirs sont en effet superposées.

Enfin, la figure 4.15 montre l'analyse effectuée pour le résultat d'un tir laser à une intensité nettement inférieure ( $I = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ). Dans ce cas aussi, MULTI-fs arrive à reproduire le profil de densité pour la face avant de la cible. Quant à la face arrière, le profil de densité expérimental en fonction de la position présente un gradient plus fort que dans le cas obtenu pour des intensités plus élevées, se rapprochant légèrement à celui calculé par MULTI-fs. Cet effet corrobore l'hypothèse de la présence d'une pré-impulsion : celle-ci étant moins intense (l'intensité serait de l'ordre de  $10^9 \text{ W/cm}^2$  dans ce cas), le profil de densité est moins affecté et se rapproche donc de celui calculé par MULTI-fs.

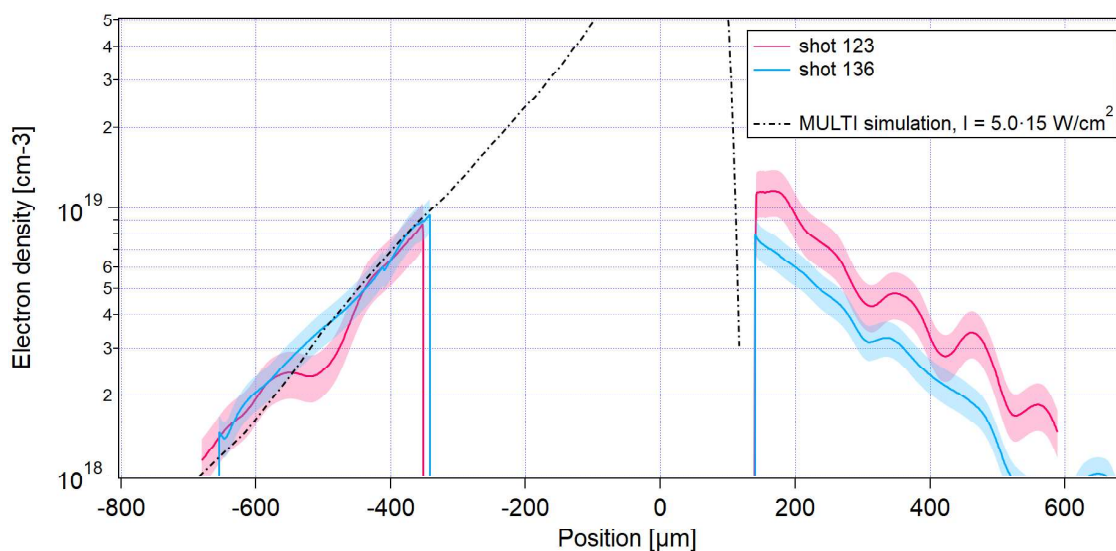


**FIGURE 4.15:** Comparaison de densité électronique en fonction de la position entre le tir laser sur cible solide à  $4.8 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec les bande d'erreur et les résultats pour la simulation MULTI-fs à la même intensité.

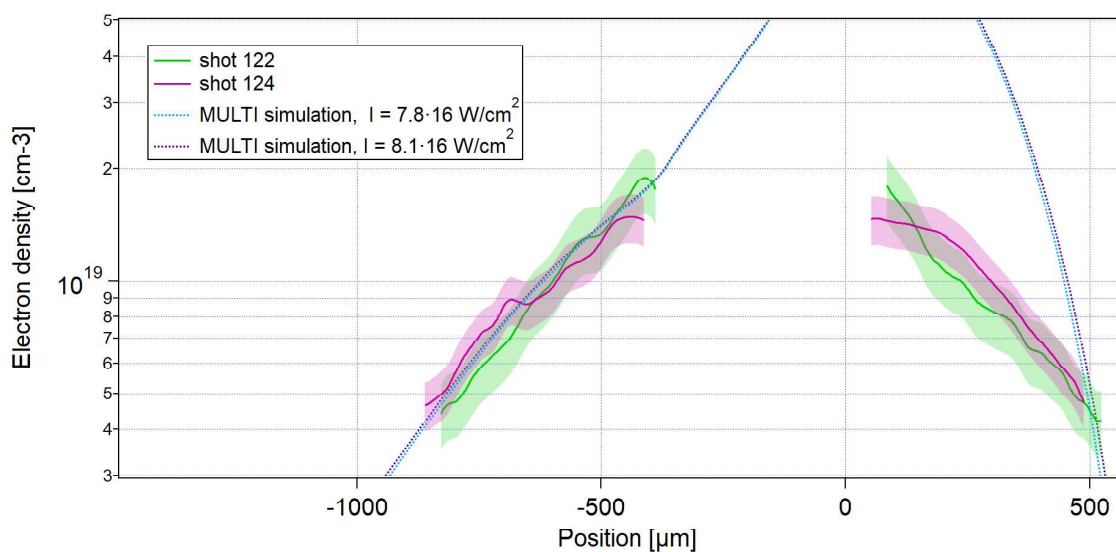
#### 4.4.2 Résultats pour les cibles d'aluminium

Concernant les résultats de l'interférométrie lors des tirs sur des cibles d'aluminium, nous avons effectué le même type d'analyse que celle présentée dans la section précédente sur le carbone.

La figure 4.16 montre les coupes de densité électronique en fonction de la position pour deux tirs laser à une intensité de  $5.0 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , enregistrés avec un retard de 500 ps par rapport à l'impulsion principale. Comme dans le cas du carbone, l'accord entre les résultats expérimentaux et les données issues de la simulation MULTI-fs est très satisfaisant pour le profil de densité de la face avant de la cible, mais reste insatisfaisant pour la face arrière. La même analyse a été effectuée pour deux autres tirs laser réalisés à intensités plus élevées (un tir à  $7.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  et l'autre à  $8.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ). La figure 4.17 montre que, comme dans le cas à plus basse intensité, on a un bon accord avec les résultats expérimentaux pour la face avant. Dans les deux cas en figure 4.16 et 4.17 on peut observer un comportement inhabituel sur le profil de densité en face arrière : la présence d'oscillations. Ce comportement est



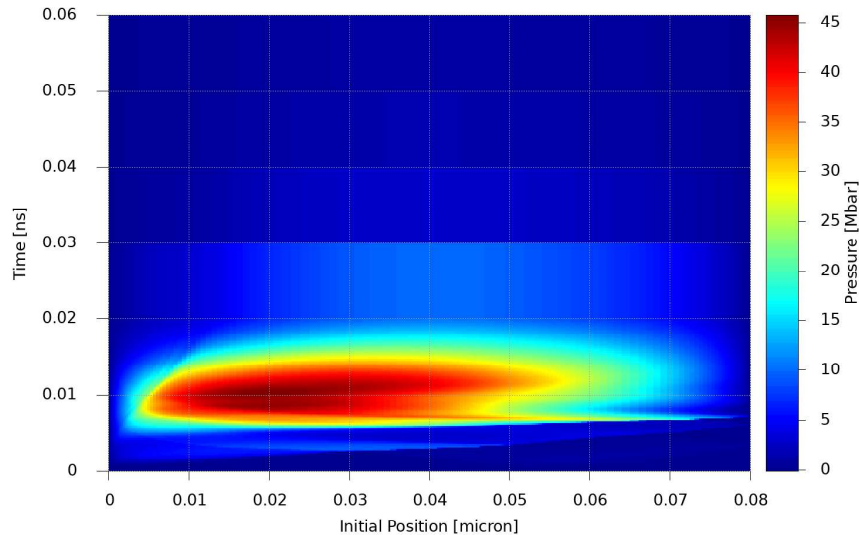
**FIGURE 4.16:** Comparaison de densité électronique en fonction de la position entre deux tirs laser sur cible solide à  $5.0 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  avec les barres d'erreur et les résultats pour la simulation MULTI-fs à la même intensité laser.



**FIGURE 4.17:** Comparaison de densité électronique en fonction de la position entre deux tirs laser sur cible solide de nitrure de silicium-aluminium. En rose le profil de densité pour un tir laser à  $8.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  et en vert celui obtenu pour un tir à  $7.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Les deux courbes en pointillés représentent les données issues des simulations MULTI-fs à la même intensité laser.

plus ou moins visible sur les coupes de densité expérimentales à cause de l'intégration spatiale effectuée pour les tracer, mais est bien visible sur les images brutes de l'interférogramme. Il pourrait s'expliquer par la présence d'une onde de raréfaction

qui se propage, comme le démontre le comportement de la pression, représentée en figure 4.18. Dans la carte, le laser arrive de la gauche et le pic d'intensité se trouve à



**FIGURE 4.18:** Carte de pression en fonction de la position initiale et du temps. L'impulsion laser atteint son maximum à 10 ps du début de la simulation. Le laser arrive de la gauche et est réfléchi plusieurs fois, générant une onde de raréfaction.

10 ps après le début de la simulation. On peut remarquer un premier rebond après le début de l'impulsion, avec chute de pression, qui commence à 50 nm (à l'interface entre les deux matériaux) et se propage à l'intérieur de la cible. Un deuxième rebond apparaît lorsque le laser atteint la face arrière de la cible. Le pic d'intensité laser, enfin, est suivi par un pic de pression, qui correspond au recul du front d'une onde de raréfaction au sein de la cible. En effet, comme déjà expliqué dans le chapitre 3, chaque fois qu'une onde de choc atteint une interface entre deux matériaux à différentes densités, une onde de raréfaction se forme et se propage dans le milieu. Afin de corroborer cette théorie, on a représenté dans le graphe en figure 4.19 la température électronique en fonction de la position et du temps. On peut voir un comportement typique d'une onde de raréfaction : pour chaque instant de temps la température chute puis remonte et cette dépression se propage dans la direction de

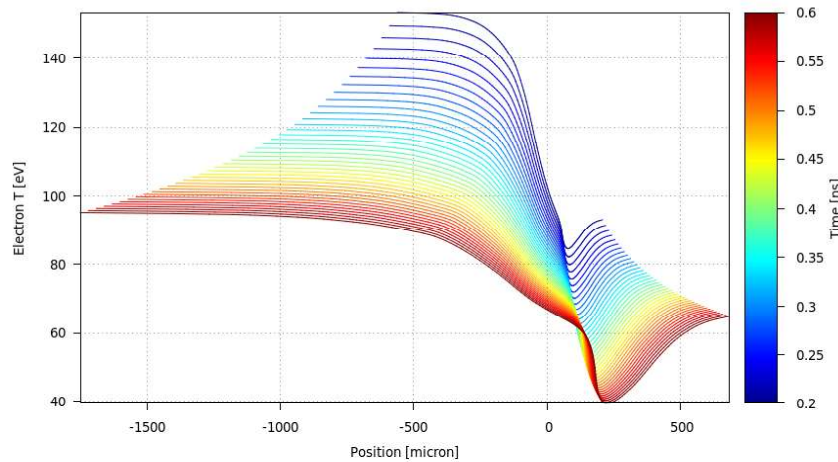


FIGURE 4.19: Carte de température en fonction de la position et du temps.

propagation du laser.

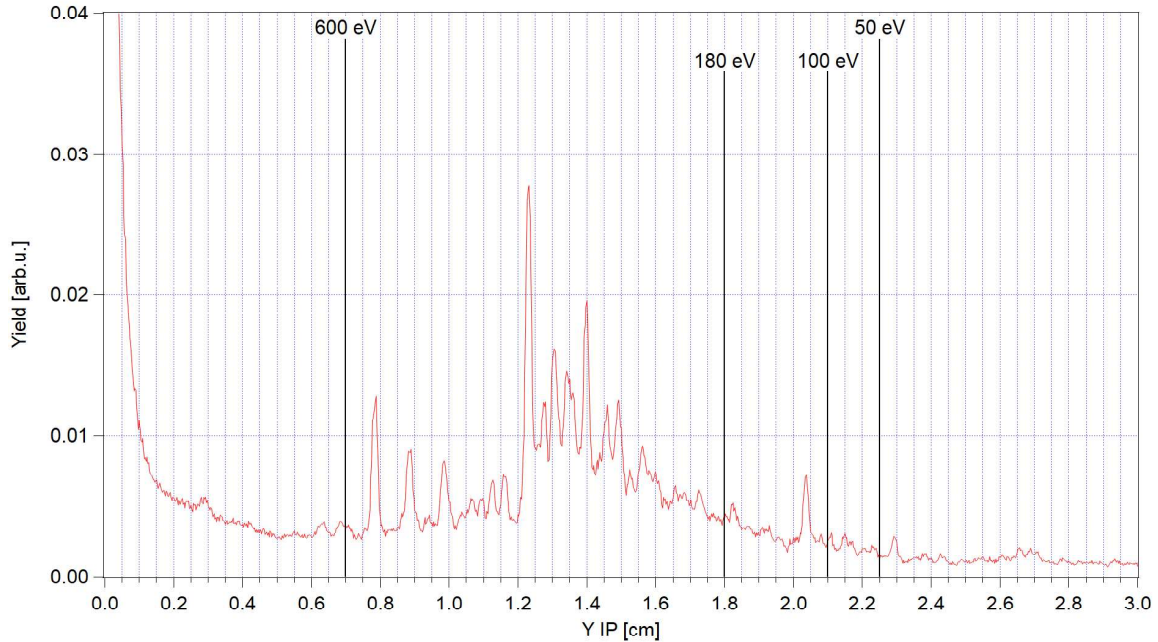
Pour conclure, on peut donc faire l'hypothèse que ces oscillations sont liées à la présence d'ondes de raréfaction qui se propagent dans le plasma en expansion mais. Vu le désaccord entre la simulation MULTI-fs et les résultats expérimentaux pour la face arrière du plasma, on ne pourra cependant pas tirer d'autres informations, comme par exemple la vitesse de propagation de l'onde.

## 4.5 Spectroscopie

Les spectres (intégrés en temps) de carbone, aluminium et nitrate de silicium ont été enregistrés à l'aide du spectromètre à réseau détaillé en section 2.2.

Tous les spectres présentés par la suite possèdent des structures provenant des deux couches qui composent la cible, à savoir le nitrure de silicium et l'aluminium ou le carbone, selon la cible utilisée. Une fois les corrections détaillées dans le chapitre 2.2.1 effectuées, on a pu comparer les différents spectres obtenus dans les deux configurations d'expérience ("standard" et "FDI") pour le deux éléments dans les deux configurations de tir ("normale" et "inversée") dans chaque gamme spectrale enregistrée par la CCD. Il est important de rappeler que les spectres enregistrés par la CCD cor-

respondent à des portions du spectre enregistré par l'IP. Comme on peut le voir sur



**FIGURE 4.20:** Exemple de spectre enregistré par l'IP (tir laser à  $5.0 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  sur une cible d'aluminium). En  $x = 0$  le pic de l'ordre zéro. Les traits verticaux indiquent les gammes spectrales analysées.

la figure 4.20, qui montre l'intégralité du spectre d'émission d'aluminium enregistré sur l'IP, les raies à basses énergie (côté droit) sont beaucoup moins intenses que celles à haute énergie (côté gauche). Tous les spectres qui vont être présentés par la suite seront normalisés par rapport à la raie la plus intense de chaque gamme spectrale (dans tous les cas une raie du Si XII). L'information donnée par les rapports de raie sera donc relative à chaque gamme spectrale et non pas absolue. Cela se traduira, comme on le verra dans la partie 4.5.2, par une valeur plus importante du rapport signal/bruit.

On va d'abord examiner les résultats pour les cibles de carbone et ensuite ceux pour les cibles d'aluminium. Dans les deux cas, les résultats expérimentaux seront ensuite comparés avec les données issues du code de physique atomique PrismSPECT, détaillé en section 2.7 (pour un exemple de simulation on renvoie à l'annexe B).



### 4.5.1 Spectres de carbone

Nous allons commencer par l'analyse des spectres obtenus pour des tirs laser sur des cibles en position normale enregistrés avec le spectromètre en position "normale" "standard". Dans ce cas, le laser est focalisé sur la couche de nitrure de silicium et le spectromètre est placé du côté du carbone. Tous les spectres enregistrés dans cette configuration se trouvent dans la gamme 150-600 eV ou 100-450 eV. Ils ont été normalisés par rapport à la même raie de silicium (Si XII  $3p \rightarrow 2p$  à 280.7 eV) et sont donc comparables. Les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 montrent la liste des raies d'émission visibles dans cette gamme, avec leur énergie théorique (obtenue utilisant les tables de Kelly [Kelly (1987)]) et expérimentale. L'énergie expérimentale de chaque raie

	Transition électronique	Terme spectral	Énergie théorique [eV]	Énergie expérimentale [eV]
C (He $_{\alpha}$ )	$1s\ 2p \rightarrow 1s^2$	$1P[1] - 1S[0]$	307.9	$306.4 \pm 0.8$
C V (He $_{\beta}$ )	$1s\ 3p \rightarrow 1s^2$	$1P - 1S[0]$	354.5	$351.7 \pm 1.1$
C VI (Ly $_{\alpha}$ )	$2p \rightarrow 1s$	$2P_2[3/2] - 2S[1/2]$	367.5	$368.3 \pm 1.2$
C VI (Ly $_{\beta}$ )	$3p \rightarrow 1s$	$2P - 2S[1/2]$	435.6	indéfinie
C VI (Ly $_{\gamma}$ )	$4p \rightarrow 1s$	$2P - 2S[1/2]$	459.4	$459.1 \pm 1.8$

**TABLE 4.1:** Raies d'émission du carbone dans la gamme 150-600 eV : transition, terme spectral, énergie théorique et expérimentale en eV.

	Transition électronique	Terme spectral	Énergie théorique [eV]	Énergie expérimentale [eV]
N V	$1s\ 2p^2 \rightarrow 1s^2\ 2p$	$2S[1/2] - 2P_2[3/2]$	426.6	indéfinie
N VI (He $_{\alpha}$ )	$1s\ 2p \rightarrow 1s^2$	$1S[0] - 1P[1]$	430.7	indéfinie
N VII (Ly $_{\alpha}$ )	$2p \rightarrow 1s$	$2P[1/2] - 2S[1/2]$	500.2	$500.1 \pm 2.2$

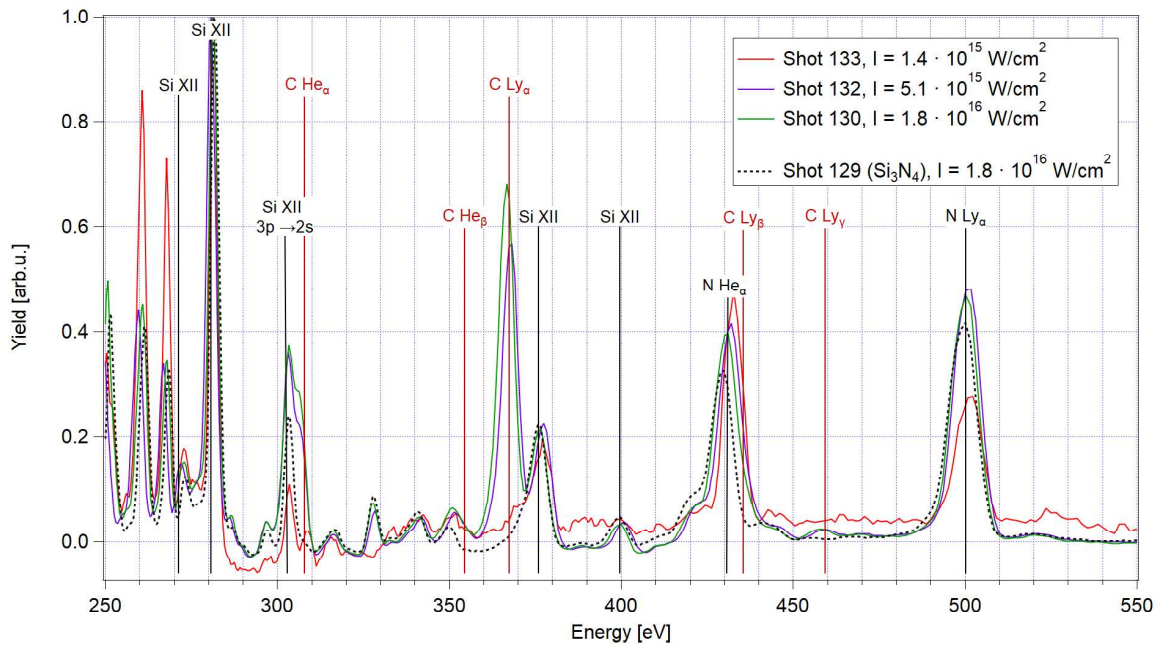
**TABLE 4.2:** Raies d'émission de l'azote dans la gamme 150-600 eV : transition, terme spectral, énergie théorique et expérimentale en eV.

dans les tableaux est l'énergie moyennée sur tous les tirs effectués. Les erreurs sur ces valeurs expérimentales ont été calculées avec les formules de résolution spectrale détaillées en section 2.2.1. Les raies qui n'ont pas pu être résolues à cause de la superposition de plusieurs raies d'émission à la limite de la résolution spectrale ont été classés comme "indéfinies".

	Transition électronique	Terme spectral	Énergie théorique [eV]	Énergie expérimentale [eV]
Si XII	$1s^2 3s \rightarrow 1s^2 2p$	$2S - 2P_2[3/2]$	271.4	$271.6 \pm 0.5$
Si XII	$1s^2 3d \rightarrow 1s^2 2p$	$2D - 2P_2[3/2]$	280.7	$281.0 \pm 0.6$
Si XII	$1s^2 3p \rightarrow 1s^2 2s$	$2P - 2S[1/2]$	302.9	$302.7 \pm 0.7$
Si XII	$1s^2 2p \rightarrow 1s^2 2s$	$av - 2P_2[3/2]$	376.0	$376.4 \pm 1.3$
Si XII	$1s^2 3p \rightarrow 1s^2 2s$	$av - 2S[1/2]$	399.7	$400.1 \pm 1.5$

**TABLE 4.3:** Raies d'émission du silicium dans la gamme 150-600 eV : transition, terme spectral, énergie théorique et expérimentale en eV.

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à l'influence de l'intensité laser sur les spectres. La figure 4.21 montre les spectres obtenus pour trois tirs laser sur



**FIGURE 4.21:** Influence de l'intensité laser sur les spectres dans le cas de trois tirs laser sur des cibles de nitrure de silicium - carbone en configuration normale standard. En rouge le spectre d'un tir à  $1.4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , en bleu à  $5.1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  et en vert à  $1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . En pointillés noirs un tir laser à  $1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  sur une cible de nitrure de silicium seul. Les intensités des raies ont été normalisées par rapport à la raie de silicium (Si XII  $3d \rightarrow 2p$  à 280.7 eV).

des cibles de carbone à des intensités différentes :  $1.4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $5.1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  et  $1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Les trois spectres ont été superposés à celui obtenu pour un tir laser à  $1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  effectué sur une cible de 50 nm de nitrure de silicium seul (en pointillés noirs). Ce tir a été utilisé comme témoin des raies de silicium et azote, afin

Élément	Rapport	$1.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$	$5.1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$	$1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$
C	$Ly_\alpha/He_\alpha$	indéfini	2.47	2.56
Si	Si XII @ $\frac{302.9\text{eV}}{280.7\text{eV}}$	0.11	0.36	0.37
N	$He_\alpha/Ly_\alpha$	1.72	0.86	0.85

**TABLE 4.4:** Valeurs des rapports des raies pour certaines transitions pour trois intensités différentes dans le cas de tirs laser en configuration "normale" "standard".

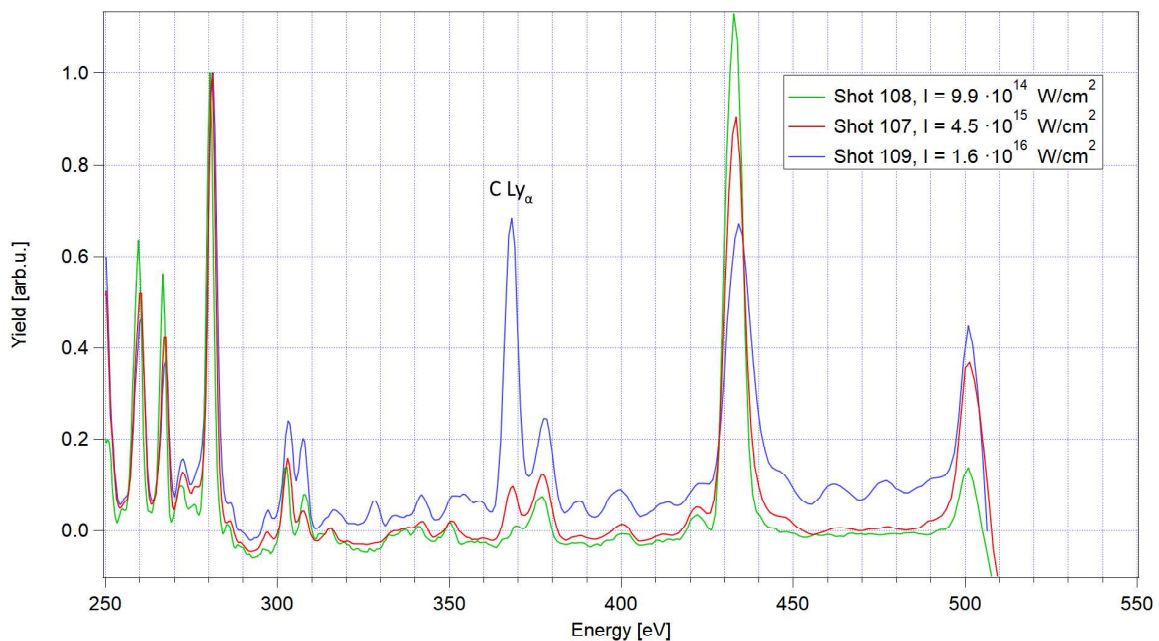
d'identifier les raies du carbone. Les intensités des spectres ont été normalisées par rapport à la raie du silicium à 280.7 eV. On peut constater que l'influence de l'intensité laser sur l'intensité des raies d'émission n'est pas négligeable pour les trois éléments. La raie de carbone la plus visible est sans doute la  $Ly_\alpha$  (à 367.5 eV) qui est bien présente dans les deux tirs à plus haute intensité, mais pas dans celui à  $1.4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . En outre, dans le cas du tir à plus faible intensité, la raie  $He_\alpha$  est bien séparée de celle de Si XII (lithiumoïde) (3p-2s), alors que, pour les spectres obtenus pour de plus hautes intensités, la raie est reconnaissable dans l'épaule du côté bleu de la structure spectrale comprenant la raie 3p-2s du silicium. On remarque aussi une intensité inférieure dans le cas de la raie  $He_\alpha$  du carbone (307.9 eV) et l'absence totale de la raie  $Ly_\gamma$ . Ce comportement est facilement interprétable, car une plus faible intensité laser produit un plasma moins ionisé et donc ce sont les ions C V (héliumoides) qui sont les plus présents, tandis que dans le cas de plus forte intensité, le plasma sera plus fortement ionisé avec une présence des raies C VI (hydrogénéoides) plus importante, dont les raies de la série de Lyman. Cette tendance s'observe aussi dans le cas des raies de l'azote : la transition  $Ly_\alpha$  (500.2 eV) est moins intense dans le cas du tir à faible intensité, mais les rapports d'intensité pour les autres deux raies (N V lithiumoïde et N  $He_\alpha$ ) et est presque le même.

Le tableau 4.4 montre les valeurs de quelques rapports de raie pour les trois éléments composant les cibles, en fonction des différentes intensités laser. Dans le cas du rapport  $Ly_\alpha/He_\alpha$  du carbone la raie  $Ly_\alpha$  n'était pas présente pour le tir laser à  $1.4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  et donc le rapport a été considéré comme indéfini. Pour les deux autres spectres, en revanche, le rapport d'intensité suggère que les ions hydrogé-

noïdes sont majoritaires. La raie  $\text{Ly}_\beta$  est d'ailleurs présente dans ces deux cas.

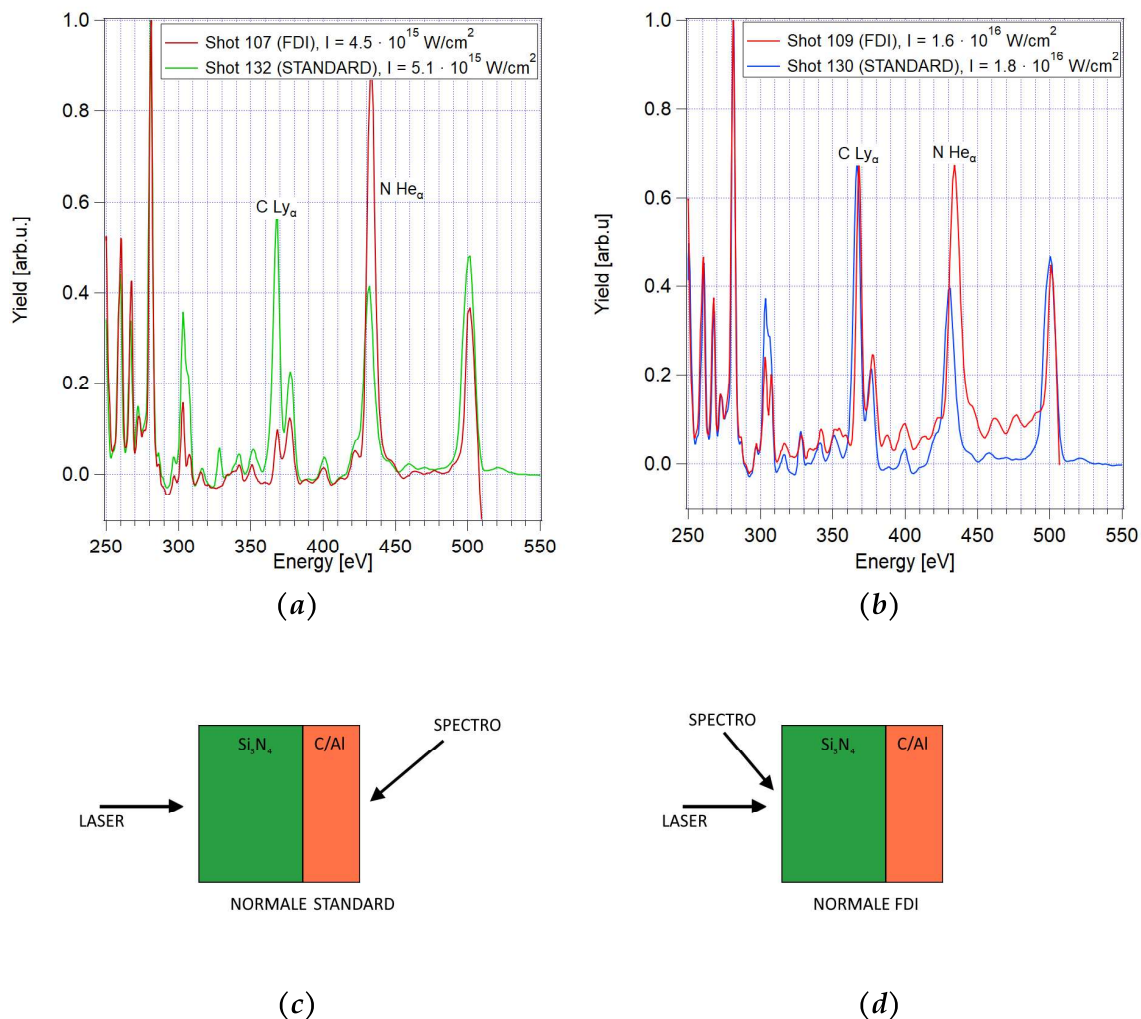
Une autre comparaison intéressante peut se faire avec les spectres obtenus pour des tirs laser sur des cibles en position "normale" enregistrés avec le spectromètre en configuration "FDI" (pour rappel, le laser est focalisé sur la couche de nitrure de silicium et le spectromètre est du même côté). Le résultat est montré en figure 4.22.

Comme on peut le remarquer, la raie  $\text{Ly}_\alpha$  du carbone (367.5 eV) est très intense



**FIGURE 4.22:** Influence de l'intensité laser sur les rapports des raies dans le cas de trois tirs laser sur des cibles de nitrure de silicium - carbone en configuration "normale" "FDI". En vert le spectre obtenu lors d'un tir à  $9.9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , en rouge à  $4.5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  et en bleu à  $1.6 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Les intensités des raies ont été normalisée par rapport à la raie de silicium à 280.7 eV.

pour le tir à plus forte intensité (spectre bleu dans la figure) et disparaît presque totalement pour les deux plus faibles intensités. Ce comportement peut être lié à deux facteurs : une conduction thermique insuffisante pour chauffer la couche de carbone, ou une absorption de l'émission du carbone de la part du nitrure de silicium. Afin de mieux comprendre cet aspect, on a comparé deux couples de tirs à intensités similaires dans les deux configurations du spectromètre. Les figures 4.23a et 4.23b montrent le résultat de cette comparaison. On remarque que pour les deux

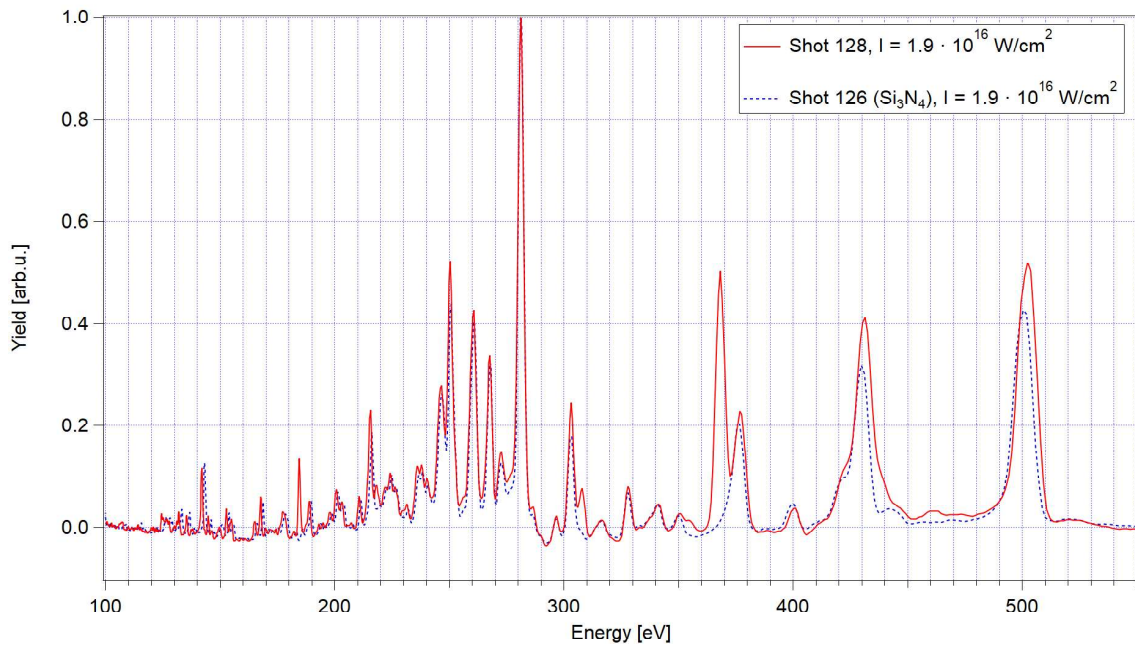


**FIGURE 4.23:** Comparaison entre deux spectres de nitrure de silicium-carbone obtenus pour des tirs laser sur cible en configuration normale avec le spectromètre en configuration "standard" et "FDI". À gauche, (a) spectres obtenus pour une couple de tirs laser à  $4.5 - 5.1 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  et à droite (b)  $1.6 - 1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . En bas un petit schéma en rappel des deux configurations, "standard" (c) et "FDI" (d).

tirs à basse intensité (figure 4.23a) les raies du carbone sont plus intenses dans le cas du tir en configuration "standard" que dans le cas où le spectromètre était en face arrière. Cela est dû probablement à une absorption de la part du plasma de nitrure de silicium. Le rapport est au contraire le même dans le cas des tirs à plus forte intensité. Cela pourrait être lié au fait que, pour des énergies plus élevées, le nombre d'émetteurs est tellement élevé qu'on arrive à ioniser le plasma jusqu'aux ions C VI (hydrogénoïdes), responsables de la Ly $_{\alpha}$ , sans qu'une absorption de la part de la

couche de nitrure de silicium soit importante. Afin de le vérifier il faudrait faire un calcul de cinétique atomique qui prend en compte l'absorption. Ce calcul est très lourd et n'a pas pu être effectué pendant la thèse.

Une dernière analyse peut être faite pour le seul tir laser sur cible obtenu en configuration "inversée" "standard" : le laser est focalisé sur le dépôt de carbone et le spectromètre est du côté du nitrure de silicium. Ce spectre est montré sur la figure 4.24. Même dans ce cas les raies d'émission sont bien visibles. Cela est dû à la haute in-



**FIGURE 4.24:** Spectre obtenu pour un tir laser ( $I = 1.9 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) sur une cible de carbone en configuration "inversée" avec le spectromètre en configuration "standard". En pointillés bleu : le spectre pour une cible de nitrure de silicium à la même intensité. Les intensités des raies ont été normalisées par rapport à la raie de silicium à 280.7 eV.

tensité laser qui, étant focalisé sur la couche de carbone, chauffe cette dernière beaucoup plus que dans le cas des tirs en configuration normale. Ces conditions de tir se traduisent par une température du plasma de carbone plus élevée, permettant l'ionisation des ions C VI, responsables de la présence des raies d'émission Lyman, qui restent visibles même avec le spectromètre placé en face arrière de la cible. Le rapport des raies de l'azote et du silicium entre ce tir laser et celui à même intensité pour une cible de nitrure de silicium seul, est pratiquement le même dans les deux

cas. L'énergie laser semble donc suffisante à chauffer le plasma de nitrure de silicium dans le deux cas et à ioniser la matière de la même manière.

### **Comparaison avec les codes de cinétique atomique**

Une fois effectuée l'identification des raies principales, on a cherché à reproduire le spectre mesuré au moyen de calculs de cinétique atomique.

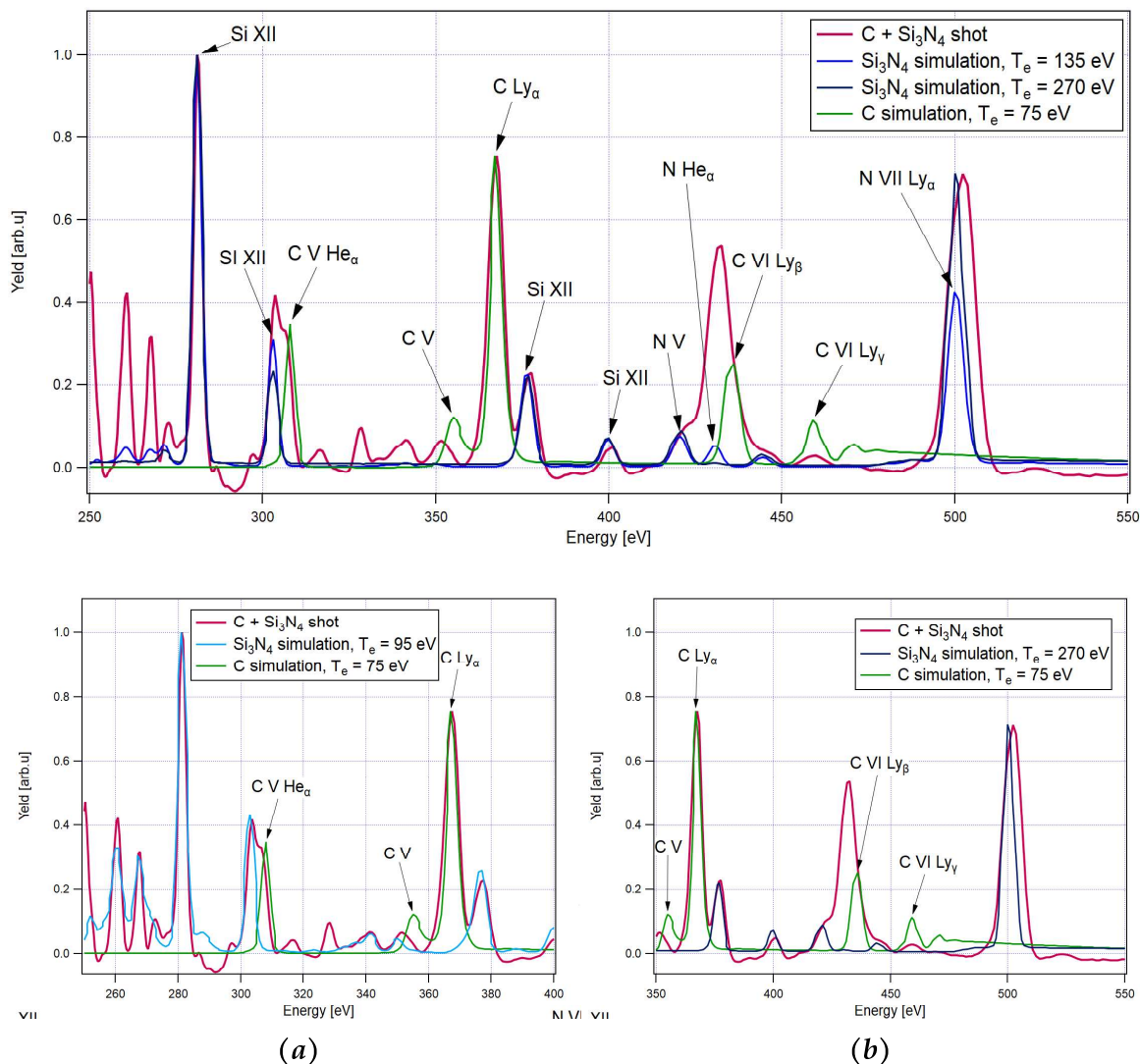
L'objectif initial était d'utiliser les données issues des simulations MULTI-fs comme paramètres d'entrée des calculs de physique atomique du code SPECT3D, ce qui nous aurait permis d'obtenir un spectre d'émission du plasma intégré en temps en se basant sur l'évolution hydrodynamique décrite par MULTI-fs. Comme on a pu le voir dans les paragraphes précédents, l'accord entre nos données hydrodynamiques et les simulations était satisfaisant uniquement pour la face avant de la cible (constituée par un plasma de nitrure de silicium). Quant à la face arrière, composée de carbone, aucune simulation ne nous a permis d'obtenir la bonne évolution hydrodynamique de la zone. L'utilisation des résultats de la simulation MULTI-fs comme paramètre d'entrée du code SPECT3D n'a donc pas été jugée adaptée.

Un autre approche possible est de considérer le plasma comme homogène et stationnaire. On peut dans ce cas comparer le spectre expérimental et un spectre théorique ajusté pour reproduire les rapports des raies expérimentales. Pour cela, on a utilisé le code PrismSPECT, détaillé en section 2.7 et en annexe B. Afin de restreindre la gamme de températures et densités du plasma utilisée dans les simulations de cinétique atomique, nous nous sommes néanmoins basés sur les résultats issus des simulations MULTI-fs. Comme paramètres de départ des simulations, nous avons choisi d'utiliser la température et la densité obtenues à 500 ps de l'impulsion laser, et ce, pour deux raisons principales. En premier lieu, comme on a pu le vérifier pour la campagne ELFIE 2018, MULTI-fs tend à surestimer tous les paramètres hydrodynamiques pour des temps très proches de l'impulsion laser et donc l'utilisation des températures et densités issues des premiers instants de la simulation ne serait pas

adaptée. Deuxièmement, la validation du code pour la face avant de la cible a été faite pour des comparaisons avec les résultats des interférogrammes, enregistrés à cet instant de temps par rapport à l'impulsion laser. Comme on n'a pas pu confirmer la validité de la simulation pour des retards différents, on a décidé de se concentrer sur cet instant de temps. De plus, nous avons décidé d'utiliser comme paramètres d'entrée de la simulation PrismSPECT les valeurs de température et densité obtenues pour des positions suffisamment éloignées de l'interface entre les deux matériaux (environ 40 – 50  $\mu\text{m}$ ), afin d'éviter la présence d'éventuelles erreurs de calcul liées au maillage à la frontière entre les deux matériaux. Le dernier paramètre nécessaire pour le calcul du spectre est l'épaisseur du plasma, qui a été fixée à 100  $\mu\text{m}$ , en considérant l'angle de vue du spectromètre. En effet, ce dernier variait entre 27° et 46° par rapport à la normale à la cible sur les deux bords du réseau. On a donc choisi une valeur effective de l'épaisseur de la cible, cohérente avec les résultats de la simulation MULTI-fs, de sorte à obtenir la meilleure superposition entre les spectres expérimentaux et théoriques. Pour finir, la résolution du spectromètre (4 eV) a été prise en compte lors de toutes les simulations effectuées (pour les détails voir le chapitre 2.2.1).

La figure 4.25 montre la comparaison entre le spectre expérimental précédemment évoqué ( $I = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , cible de nitrure de silicium - carbone en configuration "normale" "standard") et les résultats des simulations de cinétique atomique pour chaque élément. La comparaison des spectres, faite en ajustant les rapports des raies, permet d'ajuster la température et la densité des deux plasmas. Le meilleur accord pour le nitrure de silicium est obtenu pour l'image en figure 4.25 (haut) une température de 135 eV et une densité de  $10^{-3} \text{ g/cm}^3$ . Ces résultats ne diffèrent pas trop de ceux obtenus à travers les simulations MULTI-fs. Comme on peut s'attendre, l'accord est meilleur le nitrure de silicium, qui se trouve en face avant de la cible, pour lequel la simulation MULTI-fs prévoyait une température de  $120 \pm 7 \text{ eV}$ , mais une densité de  $(4 \pm 2) \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^2$ . Quant au carbone, en face arrière, le plasma ré-





**FIGURE 4.25:** (haut) Comparaison entre le spectre expérimental et les simulation PrismSPECT pour les deux composants de la cible, carbone et nitrure de silicium dans le cas d'un tir en configuration "normale" "standard" à  $1.8 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. En rouge le spectre expérimental, en bleu le spectre synthétique pour le nitrure de silicium et en vert celui pour le carbone. L'identification des raies principales est montrée (a) aux basses énergies. Le meilleur accord pour la couche de nitrure de silicium est pour une température de 95 eV. (b) Hautes énergies. Le meilleur accord pour la couche de nitrure de silicium est pour une température de 270 eV.

sultant est plus chaud et dense que celui prévu par MULTI-fs ( $T = 26 \pm 7$  eV et  $\rho = (7 \pm 2) \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>).

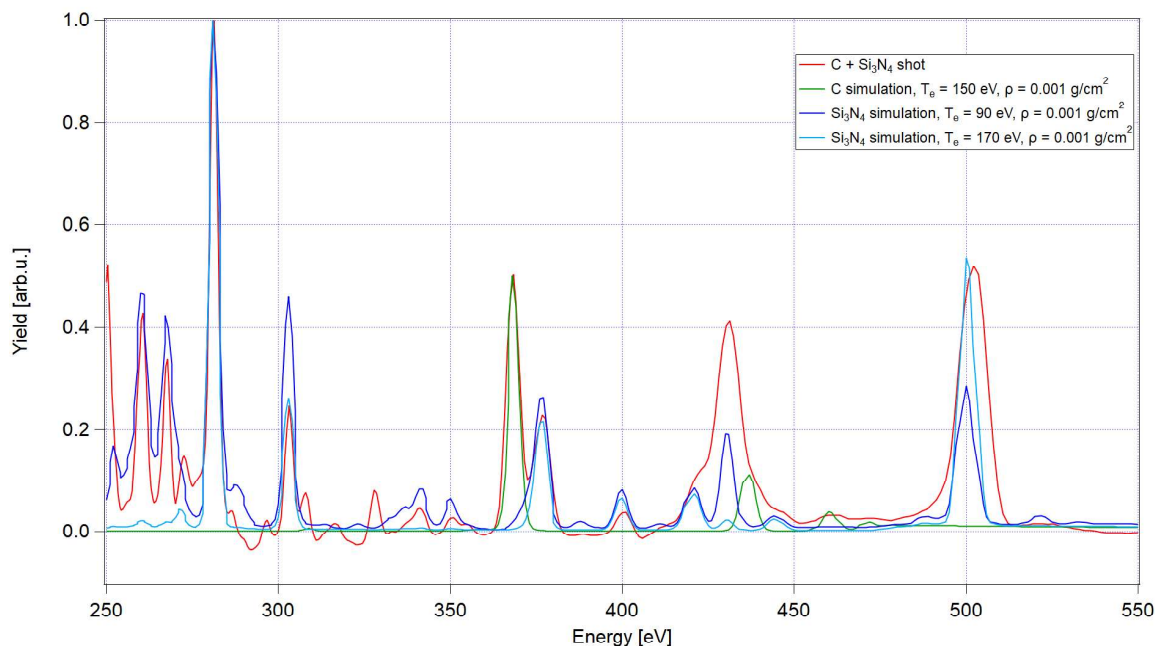
Dans tous les cas, nous n'avons pas pu ajuster à la fois l'ensemble des rapports des raies et leur largeur. Cela est bien visible par exemple pour le cas du paquet de raies de silicium entre 250 et 300 eV ou de la raie Ly<sub>α</sub> de l'azote. On a donc affiné l'analyse

pour ces raies en obtenant un bon accord pour les basses énergies avec un spectre calculé avec une température de  $95 \pm 5$  eV (4.25a) et un spectre à 270 eV pour les hautes énergies (4.25b). On peut donc conclure qu'on est probablement en présence d'un gradient de température. L'émission du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  se fait probablement en trois temps principaux, correspondants aux trois températures trouvées : dans un premier temps, plus chaud (4.25b) on aura principalement l'émission de l'azote, puis dans un deuxième intervalle temporel l'émission correspondant aux transitions en figure (4.25 haut) et enfin un troisième intervalle, où le plasma de nitrure de silicium s'est refroidi (4.25a) où l'émission est principalement celle du silicium.

Quant à la couche de carbone, en face arrière, on arrive à bien reproduire le profil d'émission avec une température de 75 eV et une densité  $\rho = 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> (en vert dans la figure 4.25 en haut). Le plasma de carbone peut donc être considéré comme étant homogène. On peut donc conclure que l'utilisation de la couche de nitrure de silicium comme tampon permet de réduire la présence d'éventuels gradients longitudinaux.

Le même constat a pu être fait pour le cas du spectre obtenu pour un tir laser sur cible en configuration "inversée" "standard", dont le spectre est montré en figure 4.26. Dans ce cas, la couche de carbone étant directement exposée au laser, le plasma de carbone résulte être plus chaud que dans l'autre configuration. Le meilleur accord pour le spectre théorique a été obtenu pour le cas du carbone à une température de  $150 \pm 10$  eV et une densité de  $(1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> (en vert dans la figure). Pour le spectre de nitrure de silicium, on est de nouveau en présence d'un gradient de température, entre 100 et  $170 \pm 10$  eV, toujours avec une densité de  $10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> (en bleu clair et bleu, respectivement, dans la figure).

Pour ce tir, qui présente la couche de carbone en face avant, on a décidé d'utiliser les données issues de la simulation hydrodynamique MULTI-fs pour reproduire un spectre intégré en temps à l'aide du code de cinétique atomique SPECT3D, en ne prenant en compte que la couche de carbone. On rappelle que le profil de densité



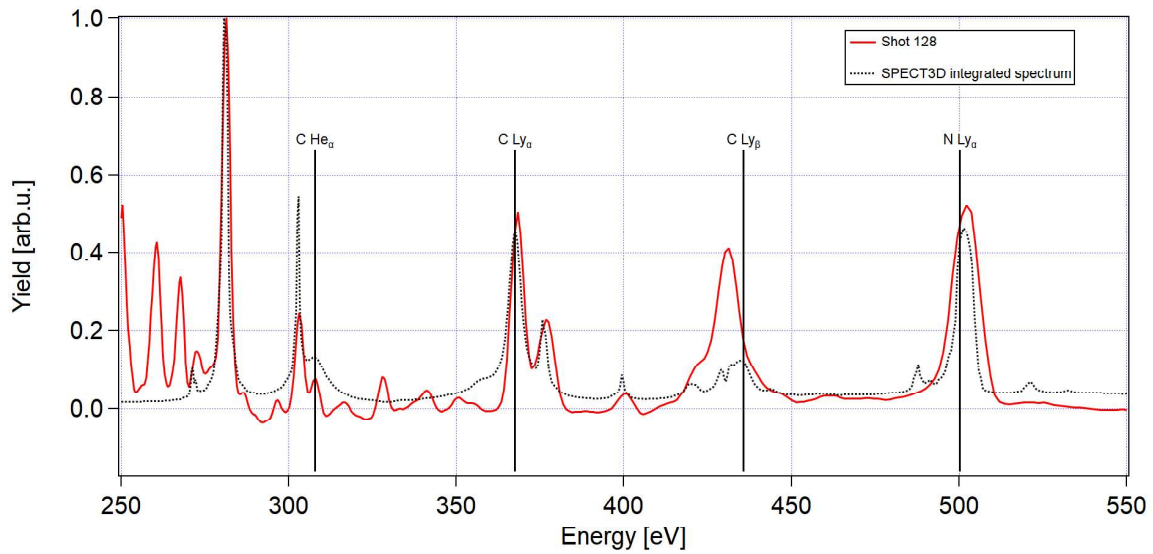
**FIGURE 4.26:** Comparaison entre le spectre expérimental et les simulations PrismSPECT pour le carbone et le nitrure de silicium dans le cas d'un tir en configuration "inversée" "standard" à  $1.9 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. En rouge le spectre expérimental, en bleu et bleu clair le spectre synthétique pour le nitrure de silicium pour deux températures et en vert celui pour le carbone.

Rapport	Spectre expérimental	Spectre intégré
$Ly_{\alpha}/Ly_{\beta}$	3.86	3.83

**TABLE 4.5:** Rapport des raies d'émission du carbone dans la gamme 150-600 eV dans le cas du spectre expérimental et simulé avec intégration temporelle de la figure 4.27.

électronique était bien reproduit par la simulation hydrodynamique. Le calcul a été effectué en considérant la sortie du code MULTI-fs comme paramètre d'entrée et en faisant un calcul de type collisionnel-radiatif dépendant du temps avec un modèle à deux températures ( $T_i \neq T_e$ ). L'orientation du spectromètre par rapport à la cible a été prise en compte. On a calculé le spectre d'émission avec des sorties toutes les picosecondes à partir du début de la simulation.

Le spectre intégré sur les 3 ns après le pic de l'impulsion laser est montré en figure 4.27, en pointillé noir, avec les positions des principales raies d'émission des matériaux composant la cible. Nous avons aussi calculé les rapports de raie entre la  $Ly_{\alpha}$  et la  $Ly_{\beta}$  du carbone. Le résultat est montré dans le tableau 4.5. Afin de calculer l'inten-



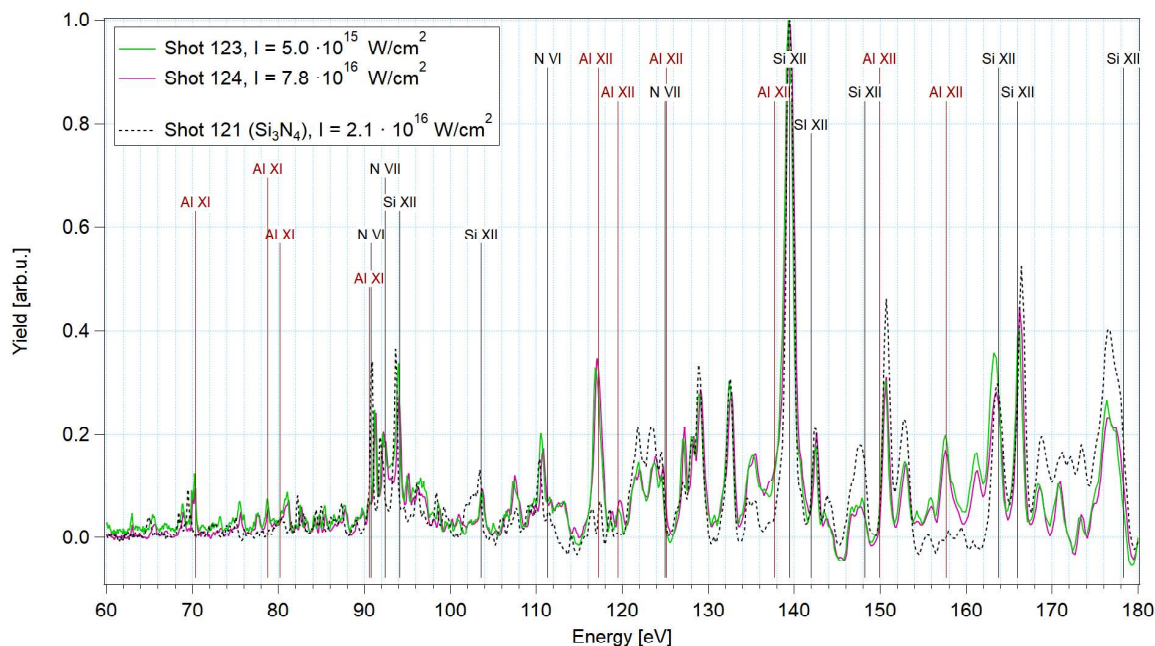
**FIGURE 4.27:** Comparaison entre le spectre expérimental et la simulation SPECT3D dans le cas d'un tir en configuration "inversée" "standard" à  $1.9 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. En rouge le spectre expérimental, en pointillé noir le spectre intégré sur 3 ns. La position des raies principales est mise en évidence par des traits verticaux.

sité de la raie  $Ly_{\beta}$ , on a opté par un fit lorentzien de la raie. Le rapport de raie est bien reproduit par le code, ce qui nous permet d'affirmer que l'utilisation de MULTI-fs en post traitement d'un code de cinétique atomique est acceptable.

#### 4.5.2 Spectres d'aluminium

Les spectres correspondant aux tirs sur des cibles de nitrure de silicium - aluminium en configuration "normale" ont été enregistrés dans les gammes spectrales 50 - 180 eV et 150 - 600 eV. Pour la première gamme spectrale, le spectromètre était placé en configuration "standard" (côté aluminium). Deux spectres typiques sont montrés en figure 4.28 : un pour un tir à  $5.0 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> et l'autre à  $7.8 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Les deux spectres ont été superposés à un spectre de nitrure de silicium (en pointillés noirs) et normalisés par rapport à la raie du Si XII à 137.7 eV.

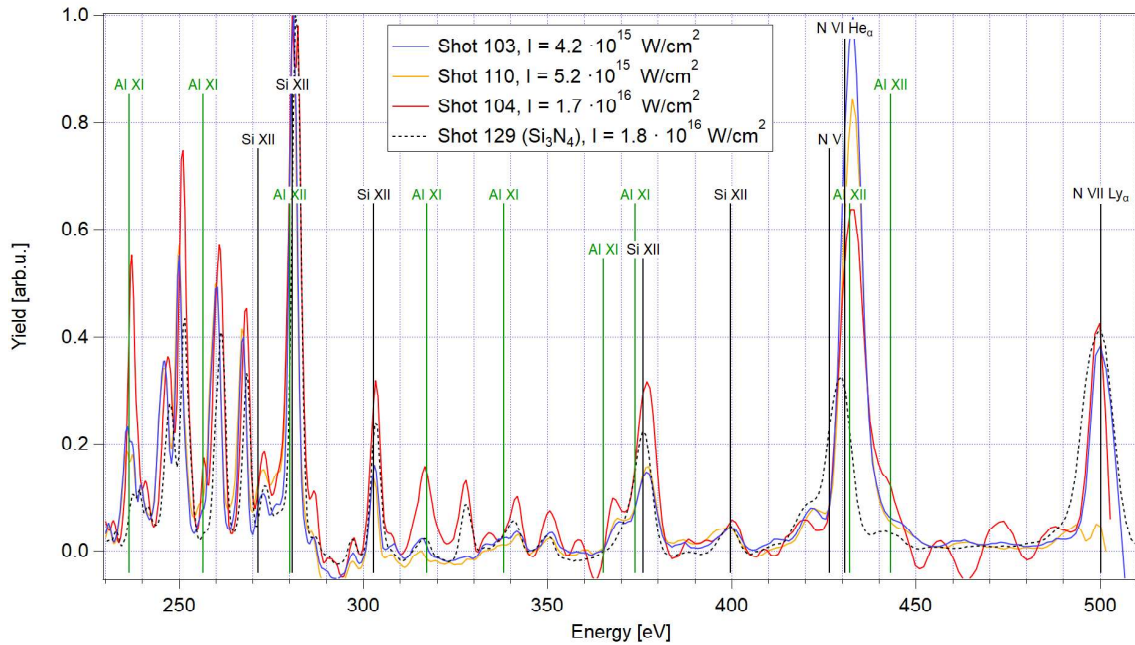
L'identification des raies principales a été effectuée en utilisant les tables de Kelly [Kelly (1987)] et les transitions sont indiquées dans la même figure sous forme de traits verticaux. On remarque également quelques autres raies ne correspondant pas



**FIGURE 4.28:** Spectres enregistrés pour des cibles de nitrure de silicium - aluminium en configuration normale standard à deux intensités différentes. En pointillés, spectre d'émission d'un tir laser sur cible de nitrure de silicium. Les intensités des raies ont été normalisées par rapport à la raie de silicium à 280.7 eV.

à des transitions des deux éléments composants la cible (en particulier les raies vers 107 et 130 eV) : ces dernières ont été identifiées comme des raies d'oxygène O VII et O VIII. Cet élément, sous forme de  $\text{SiO}_2$ , intervient dans le processus de production du nitrure de silicium à partir d'un substrat de silicium [Podobeda (1979); El Dirani et al. (2018)]. On peut en outre remarquer que le rapport de raie ne varie pas significativement en fonction de l'intensité laser. Cela peut signifier que la différence d'intensité laser d'un tir à l'autre n'était pas suffisante pour changer significativement la distribution des états de charge.

L'autre gamme spectrale analysée va de 115 à 500 eV. Plusieurs spectres d'émission obtenus pour des tirs laser sur cible en configuration "normale" avec le spectromètre en face avant ("FDI") ont été comparés entre eux pour analyser l'effet de l'intensité laser. Les spectres sont montrés en figure 4.29 et comparés à un spectre obtenu lors d'un tir laser sur une cible de nitrure de silicium (en pointillés noirs). L'identification des raies est également visible sur la figure. Parler de rapports de raie dans les



**FIGURE 4.29:** Spectres enregistrés pour des cibles de nitrure de silicium - aluminium en configuration normale FDI à des intensités différentes. En pointillés, spectre d'émission d'un tir laser sur cible de nitrure de silicium. Les intensités des raies ont été normalisées par rapport à la raie de silicium Si XII à 280.7 eV. L'identification des raies principales est montrée sur la figure.

cas analysés est très difficile, car le bruit de fond est relativement important. Nous avons donc choisi d'étudier chaque raie indépendamment des autres, en considérant la dépendance de son intensité avec l'intensité laser. La raie la plus intéressante à analyser est celle de l'Al XI (lithiumoïde) à 236.4 eV, correspondant à une transition  $1s^23d \rightarrow 1s^22p$ . Cette raie est en effet plus intense dans le cas du tir à plus haute intensité (en rouge). On remarque un facteur d'environ 3 entre l'intensité de la raie du spectre issu du tir à haute intensité et celles des deux autres. En général, dans tous les spectres à plus basse intensité, les raies d'aluminium sont très peu intenses, voir pas du tout visibles. Cela signifie que, dans cette configuration de tir et pour des intensités de l'ordre de  $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , l'énergie n'est pas suffisante pour ioniser dix fois l'aluminium. Au contraire, pour le tir à haute énergie (plus d'un ordre de grandeur au-dessus) l'aluminium est ionisé dix ou même onze fois, nous donnant par exemple la raie à 443.2 eV correspondante à une transition  $1s^26d \rightarrow 1s^22p$ . Un autre

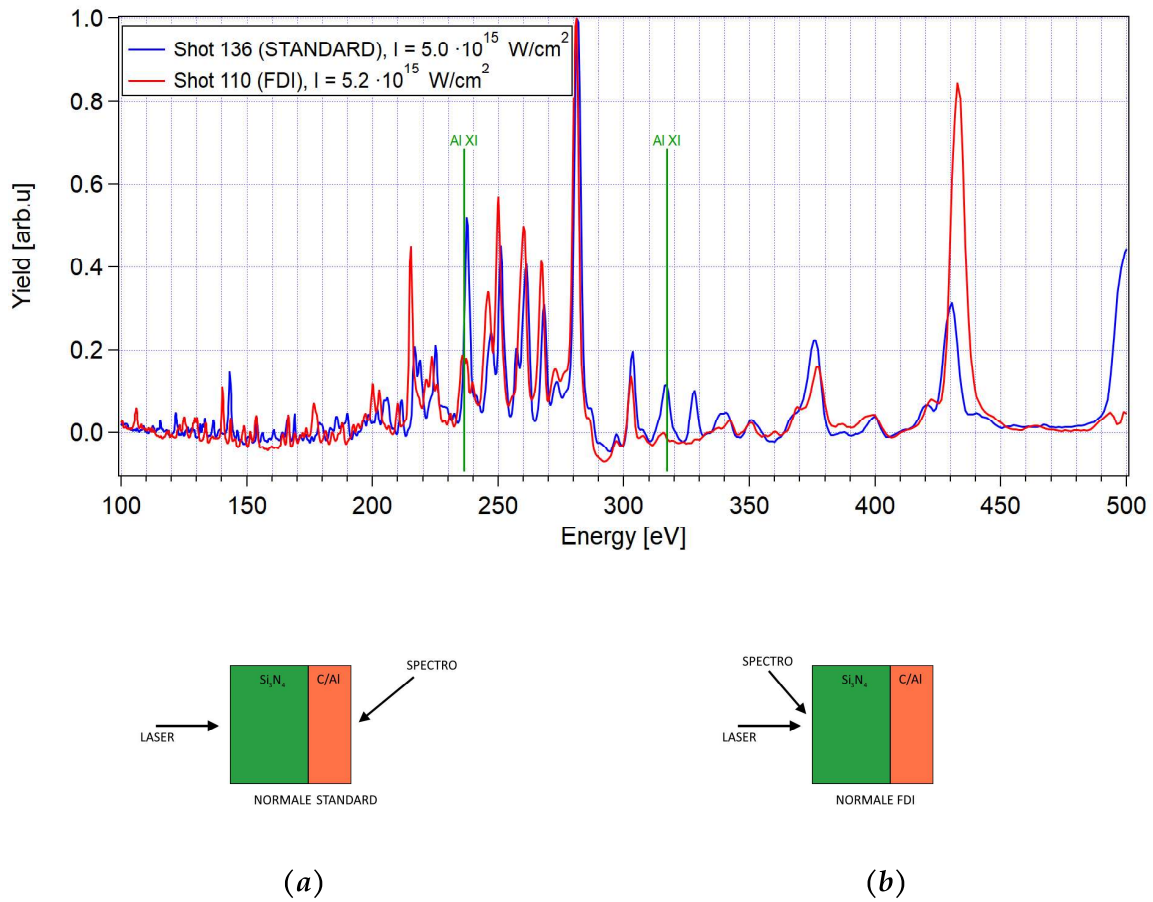
effet de l'intensité apparaît pour les raies d'azote, car le rapport d'intensités entre la  $He_{\alpha}$  et la  $Ly_{\alpha}$  diminue quand l'intensité laser augmente. Cela est dû au fait que, pour des tirs à plus hautes énergies, l'azote est ionisé jusqu'à six fois, à la différence des cas à basse énergie où l'ionisation s'arrête aux ions N VI (heliumoïdes).

Le dernier cas étudié est le spectre émis par un plasma de nitrure de silicium-aluminium en configuration "normale" "standard" dans la gamme 100-500 eV, comparé à un spectre d'intensité similaire en configuration "normale" "FDI", montré en figure 4.30a. On peut remarquer la présence de deux raies d'aluminium : la raie à 236.4 eV et celle à 317.2 eV, cette dernière correspondant à une transition Al XI  $1s^24d \rightarrow 1s^22p$ . Elles sont visibles seulement dans le cas du tir en configuration "standard" (spectromètre du côté de l'aluminium). On peut en déduire donc que la couche de nitrure de silicium absorbe suffisamment l'émission du plasma d'aluminium.

### **Comparaison avec le code PrismSPECT**

Une fois effectuée l'identification des raies principales des éléments composants la cible, on a effectué des simulations à partir d'un couple de paramètres initiaux (température, densité) afin de trouver le spectre synthétique que représente au mieux le résultat obtenu expérimentalement. Comme on l'a déjà montré à l'aide de la figure 4.20, les spectres enregistrés dans la gamme 50-180 eV présentent un signal faible par rapport aux gammes d'énergie plus élevées. Ce signal est en outre souvent à la limite avec le bruit de fond, ce qui peut compliquer l'identification des raies.

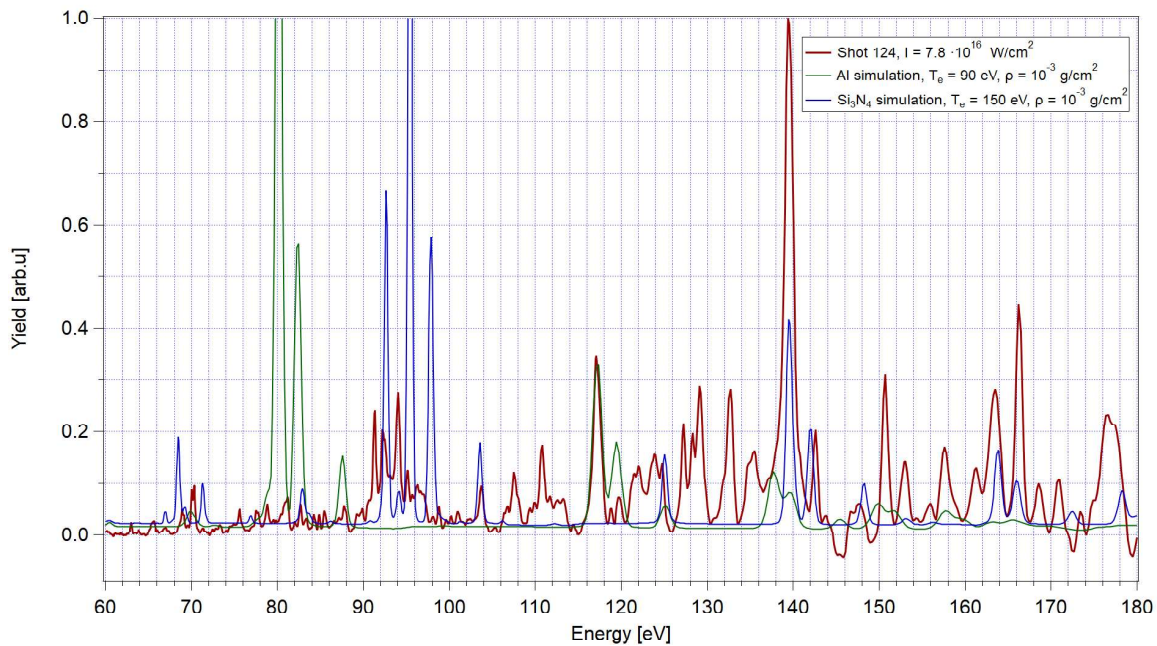
La figure 4.31 montre le meilleur accord obtenu entre le spectre expérimental (en rouge) et les spectres théoriques calculés pour l'aluminium à une température de 90 eV et une densité de  $10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> (en vert) et le nitrure de silicium à une température de 150 eV et une densité de  $10^{-3}$  g/cm<sup>2</sup> (en bleu). Comme on peut le remarquer, l'accord n'est pas très satisfaisant pour aucun des deux matériaux. Le désaccord est beaucoup plus marqué à basses énergies où le spectre expérimental montre des raies moins intenses que celles calculées dans la région 70 - 100 eV. On pourrait pen-



**FIGURE 4.30:** Comparaison entre deux spectres de nitrure de silicium-aluminium obtenus pour des tirs laser sur cible en configuration "normale" avec le spectromètre en configuration "standard" et "FDI" (a). Les deux tirs ont des intensités comparables, à savoir  $5.0 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  (bleu) et  $5.2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  (rouge). En bas un schéma de rappel des configuration "normale" "standard" (b) et "normale" "FDI" (c).

ser que cet effet soit lié à une mauvaise estimation de la densité de masse dans la simulation. Le modèle utilisé est néanmoins le même utilisé pour les cibles de carbone, et consiste à utiliser la densité issue de la simulation MULTI-fs pour réduire la gamme de densité. À cet égard, plusieurs simulations ont été effectuées, en faisant varier trois paramètres différents (température électronique, densité de masse et épaisseur du plasma) sur des plages très larges de valeurs. Le seul paramètre qui tend à modifier l'allure des raies montrées en figure 4.31 semble être la densité. On peut donc faire l'hypothèse que l'émission expérimentale corresponde à des gammes de densités différentes de celle de la simulation MULTI-fs. Ces raies correspondent à

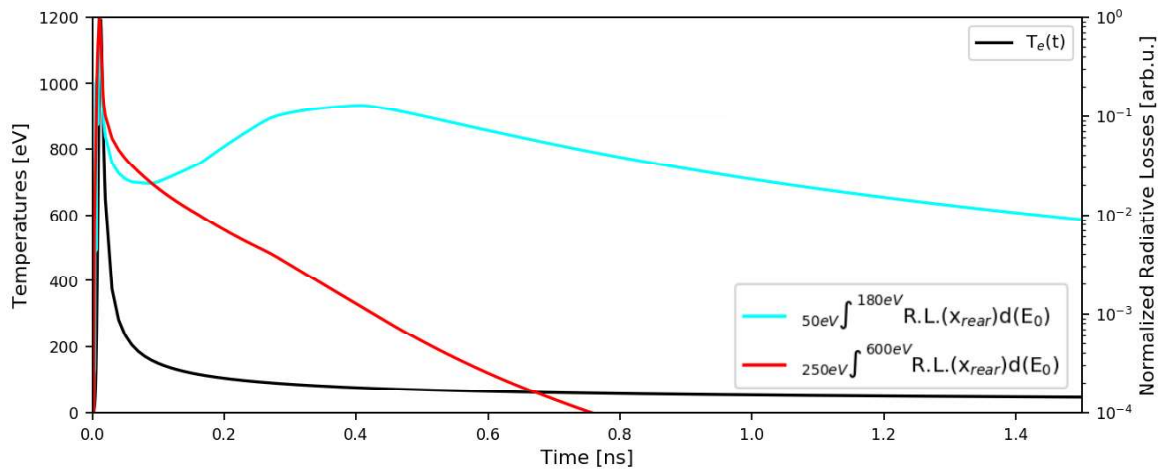




**FIGURE 4.31:** Comparaison entre le spectre expérimental et les simulations PrismSPECT pour les deux composants de la cible, aluminium et nitrure de silicium, dans le cas d'un tir en configuration "normale" "standard" à  $7.8 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . En rouge le spectre expérimental, en bleu le spectre synthétique pour le nitrure de silicium et en vert celui pour l'aluminium.

des transitions 4f-3d et 4d-3p (lithiumoïdes) de l'aluminium et du silicium et 3d-2p (heliumoïdes) de l'azote. Le désaccord entre le spectre expérimental et celui obtenu pour une température et une densité données peut être expliqué en regardant aux pertes radiatives dans cette gamme de fréquence en fonction de la température électronique, simulées avec MULTI-fs.

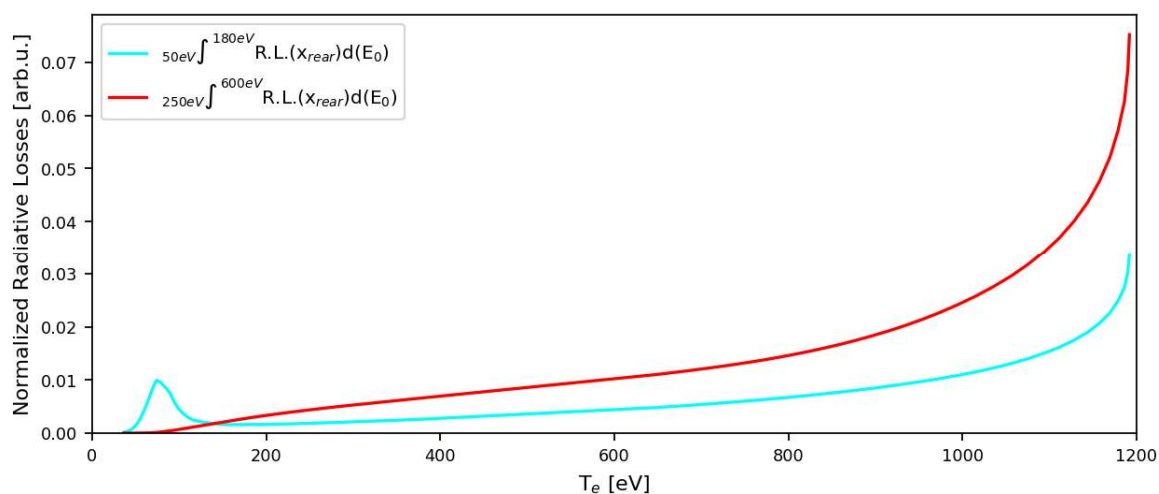
La figure 4.32 montre en noir l'évolution de la température électronique calculée par MULTI-fs en fonction du temps. Les courbes bleue et rouge correspondent à l'évolution temporelle des pertes radiatives sur deux gammes spectrales (bleue pour 50-180 eV, rouge pour 250-600 eV). Les pertes ont été normalisées par rapport à leur valeur maximale. À la différence du cas des pertes radiatives dans la gamme à haute énergie (250-600 eV), les pertes radiatives du groupe à basse énergie (50-180 eV) ne varient pas de façon monotone après le pic laser. Une fois passé le maximum en température, elles commencent par décroître, puis, après environ 100 ps, elles remontent, avec un deuxième pic à 400 ps, à une valeur égale à environ 10% de la valeur



**FIGURE 4.32:** Évolution de la température électronique (courbe noire) et pertes radiatives en fonction du temps intégrés entre 50-180 eV (courbe bleue) et 250-600 eV (courbe rouge). Les pertes radiatives sont normalisées par rapport à leur maximum. On rappelle que le pic de l'impulsion laser est à 10 ps.

maximale obtenue lors du pic de température. Cela s'explique probablement par le fait que les ions lithiomoïdes de l'aluminium qui correspondent aux transitions électroniques comprises entre 50 et 180 eV voient leur population augmenter à nouveau lors du début du refroidissement du plasma, par phénomènes de recombinaison, responsable du dépeuplement des ions heliomoïdes correspondants aux transitions électroniques comprises entre 250 et 600 eV.

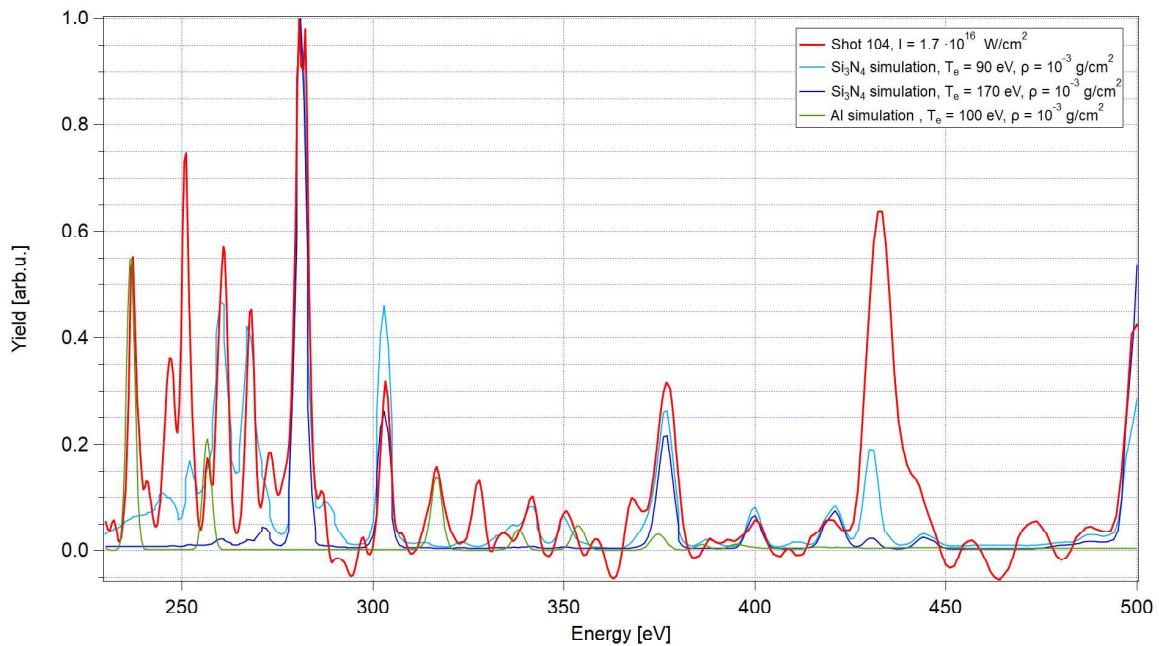
La figure 4.33 montre l'évolution des pertes radiatives en fonction de la température électronique (normalisées par rapport à leur propre intégrale sur cette plage de température, pour des raisons de visibilité), calculé pour des instants postérieurs à celui pour lequel la température atteint son maximum. En effet il n'y a que 4% de pertes radiatives totales pendant la phase de chauffage, d'après la figure 4.32. La courbe rouge, correspondant aux pertes radiatives dans le cas de la gamme 250-600 eV, est monotone décroissante. La courbe bleue, correspondant aux pertes dans la gamme 50-180 eV, au contraire, présente un maximum local à  $T_e = 74$  eV (ce qui se produit environ 400 ps après le maximum de température). Les pertes radiatives à  $T_e = 74$  eV sont donc égales à celles à 955 eV pour les photons de ce groupe de fréquences. Le



**FIGURE 4.33:** Pertes radiatives normalisées en fonction de la température électronique, calculés pour des instants postérieurs à celui du pic de température (10 ps), dans les deux gammes spectrales intégrés sur 50-180 eV (courbe bleue) et 250-600 eV (courbe rouge).

rebond de la courbe bleue autour de  $T_e=74$  eV pourrait expliquer le mauvais accord entre l'expérience et le spectre à une température et une densité données. En effet, les pertes radiatives dans l'intervalle  $T_e \in [0; 148]$  eV (centré sur 74 eV) correspondent à 56% des pertes totales. Si l'on regarde à la figure 4.32, on se rend compte que l'intervalle de temps pour lequel on obtient cet intervalle de température est très long (0.6 ns). Si l'on considère la gamme 250-600 eV, les pertes radiatives comprises entre 1052 et 1200 eV correspondent à 58% du total. Si l'on revient à la courbe en figure 4.32, on voit que ces pertes se concentrent dans un temps très petit (0.003 ns du pic de température). Cela signifie que l'erreur faite dans le calcul d'un spectre à une température et une densité données pour cette gamme d'énergie est beaucoup plus petit que dans le cas de la gamme des basses énergies. Dans ce dernier cas, les transitions présentes peuvent donc être obtenues pour un intervalle de température et densité plus large. Ce sera donc plus difficile d'approximer ce spectre à celui d'un plasma homogène.

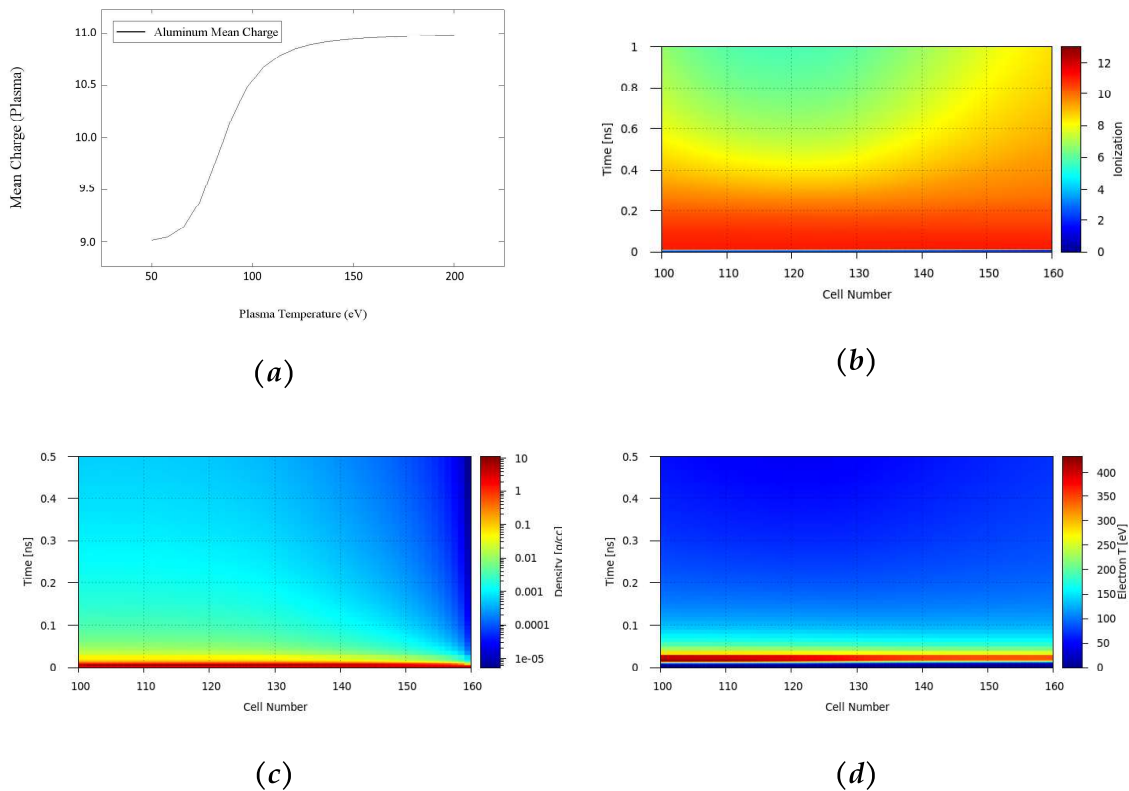
L'accord entre les spectres expérimentaux et ceux calculés avec PrismSPECT est en effet meilleur pour les hautes énergies, et ceci est visible notamment dans le cas du spectre en figure 4.34. Dans cette figure, le spectre expérimental (en rouge) est



**FIGURE 4.34:** Comparaison entre le spectre expérimental et les simulations PrismSPECT pour les deux composants de la cible, aluminium et nitrure de silicium dans le cas d'un tir en configuration "normale" "standard" à  $1.7 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . En rouge le spectre expérimental, en bleu le spectre synthétique pour le nitrure de silicium et en vert celui pour l'aluminium.

comparé aux spectres calculés pour le nitrure de silicium (en bleu clair et foncé, avec des températures égales à 90 et 170 eV et des densités de  $10^{-3} \text{ g/cm}^2$ ) et d'aluminium (en vert, avec une température de 100 eV et une densité également de  $10^{-3} \text{ g/cm}^2$ ). Les raies correspondant à la couche de nitrure de silicium (côté laser) sont les mêmes que celles obtenues pour les tirs sur les cibles de carbone et sont reproduites par des conditions hydrodynamiques similaires. L'état de charge moyen calculé par le code est dans les deux cas (cibles  $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{C}$  et  $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{Al}$ ) égale à 11.8 pour le silicium et 6.7 pour l'azote, en accord avec les transitions visibles dans le spectre expérimental. Il faut en outre considérer que l'inévitable présence d'alumine dans la couche d'aluminium pourrait expliquer la diminution de l'émission de l'aluminium et la présence des raies d'oxygène. En ce qui concerne l'aluminium, l'état de charge moyen pour cette température calculé par MULTI-fs est 10.7, comme on peut le remarquer dans la figure 4.35a. Ces résultats sont cohérents avec ce qui avait été prévu par la simulation MULTI-fs, en figure 4.35b. C'est important de remarquer que les spectres expé-

mentaux sont intégrés en temps. Cela signifie que, afin d'obtenir les bons paramètres d'entrée pour le code de cinétique atomique, on a effectué pour chaque grandeur une moyenne pondérée sur toutes les cellules de chaque couche de la cible, *i.e.* tous les points en figure 4.35c et 4.35d.



**FIGURE 4.35:** (a) Ionisation moyenne en fonction de la température du plasma. (b) Ionisation en fonction du temps et de la cellule. (c) Densité du plasma en fonction du temps et de la cellule. (d) Température électronique en fonction du temps et de la cellule.

## 4.6 Conclusions

Pendant cette campagne on a pu collecter des données à la fois hydrodynamiques et spectroscopiques d'un plasma de carbone ou aluminium généré par impulsion laser courte (5 ps) dans une gamme d'intensité laser entre  $10^{15}$  et  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Les deux configurations de tir, les deux placements du spectromètre et les différentes intensités laser nous ont permis d'analyser une large gamme de conditions expéri-

mentales ainsi que différentes conditions de chauffage.

Les interférogrammes nous ont donné une photographie de la densité électronique à un retard fixé (500 ps) entre l'impulsion principale et le faisceau sonde. Avec le code MULTI-fs on a pu reproduire la détente hydrodynamique du plasma, dans toutes les configurations étudiées, en utilisant les paramètres réels de la campagne expérimentale en ce qui concerne l'impulsion laser et les couches des cibles. Ces simulations montrent un très bon accord pour la face avant, mais pas pour la face arrière de la cible. Ce comportement peut être expliqué par la présence d'une pré-impulsion qui avait été détectée dans des campagnes d'autres groupes de recherche et a permis d'interpréter la campagne ELFIE 2018.

La totalité des spectres enregistrés, intégrés en temps, représente une importante source de données qui a été comparée à des spectres synthétiques calculés à l'aide des codes de cinétique atomique PrismSPECT et SPECT3D. Dans le cas de la gamme d'énergie 250-600 eV, on a obtenu, pour toutes les configurations de tir, un très bon accord entre les spectres expérimentaux et les spectres synthétiques. Pour la face arrière de la cible, on a obtenu une très bonne approximation avec des spectres obtenus pour une température et une densité données. En face avant, au contraire, plusieurs couples de paramètres se sont révélés nécessaires pour reproduire la totalité du spectre, montrant donc que l'émission est assimilable à celle de plusieurs émissions distinctes du plasma, correspondant probablement à des instants différents. En outre un tir en particulier a pu être reproduit en utilisant les données hydrodynamiques issues du code MULTI-fs, à l'aide du code de cinétique atomique SPECT3D. Dans tous les cas, le rapport de raie a pu être reproduit, nous permettant de conclure que les conditions hydrodynamiques du plasma ont été assez correctement calculées par le code hydrodynamique.



# Conclusions et perspectives

Réussir à créer une plate-forme fiable pour des expériences de benchmark "idéales" n'est pas simple. Il faut non seulement parvenir à bien mesurer les paramètres hydrodynamiques du plasma et son émission X, mais également mesurer ces paramètres dans la même région de plasma qui émet la radiation X analysée. Pour ce faire, il faudrait en effet ne pas devoir utiliser les codes d'hydrodynamique pour déduire une partie des conditions physiques (température et densité électroniques, par exemple) du plasma émetteur.

Les deux campagnes menées sur l'installation ELFIE, se sont en effet révélées prometteuses pour la réalisation d'une expérience de benchmark. Une première campagne préparatoire a été effectuée en 2014 dans le but de valider le dispositif expérimental. Elle nous a permis d'obtenir des mesures de paramètres hydrodynamiques (densité électronique) de plasmas de carbone et d'aluminium, simultanément à une étude de leur émission X de couche K.

Nous avons effectué des simulations hydrodynamiques avec le code MULTI-fs, qui se sont montrées très satisfaisantes en ce qui concerne la description de la détente de la face avant de la cible. Les spectres expérimentaux intégrés en temps ont été analysés à l'aide du code de cinétique atomique PrismSPECT. En face arrière nous avons pu obtenir une bonne approximation avec des spectres pour une température et une densité fixées. En face arrière, au contraire, chaque couple de paramètres trouvés ne conduit qu'à la reproduction de certaines parties des spectres d'émission obtenus expérimentalement. Ces spectres montrent que l'émission n'est pas assimilable à celle



d'une seule région homogène du plasma, mais à plusieurs émissions distinctes, correspondantes probablement à des instants de temps différents. Nous pouvons faire l'hypothèse que cela soit dû à la présence d'une pré-impulsion qui modifierait le profil de la face avant et donc de son émission.

La deuxième campagne, réalisée en 2018 sur l'émission de couche K de l'aluminium et celle de couche L du germanium, a montré que la détente du plasma était modifiée par la présence d'une pré-impulsion avant l'arrivée du faisceau principal. Celle-ci a été prise en compte lors des calculs hydrodynamiques, nous permettant de reproduire correctement l'évolution temporelle du plasma. Malheureusement, une des limites du code MULTI-fs vient de la méthode d'absorption implémentée qui ne tient compte que du seul *bremsstrahlung* inverse. Celui-ci n'est pas prédominant sur les autres mécanismes d'absorption à intensités élevées ( $I \simeq 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>), raison pour laquelle la température électronique dans les premiers instants après l'arrivée de l'impulsion laser principale assume des valeurs incompatibles avec les données de la campagne.

Afin de pouvoir bien reproduire les spectres intégrés en temps, on a donc dû faire plusieurs simplifications, comme par exemple exclure ces instants du calcul. À ces fins, l'utilisation du code DEDALE développé par le CEA/DAM s'est révélée nécessaire. Nous avons aussi pu obtenir un bon accord pour les deux éléments avec un spectre à une seule température et une seule densité. Cela nous indique que l'émission est assimilable à celle d'un plasma homogène.

Une analyse ultérieure a été effectuée sur des cibles composées d'un mélange de germanium et aluminium (50 :50 en densité de masse). Bien que nous ne disposions pas de l'équation d'état correspondante, on a essayé de trouver une bonne explication lors de la simulation de la détente hydrodynamique. Quant aux spectres, aucun effet de mélange ne semble apparaître. Cela peut être attribué à une évolution temporelle différente selon les éléments de l'émission du plasma de mélange. Nous avons en effet vu que le plasma de germanium se révèle être bien plus chaud que celui

d'aluminium. On peut donc penser que l'émission se fasse en deux temps : initialement celle du germanium, puis celle de l'aluminium.

Afin de vérifier ces hypothèses, plusieurs améliorations, aux diagnostics aussi bien qu'aux codes utilisés, pourraient être faites dans le futur. Une première avancée pourrait être une résolution temporelle pour le spectre d'émission X. Cela nous permettrait de prendre en compte les effets des gradients temporels sur l'émission, et donc de réduire une importante source d'incertitude pour l'interprétation des spectres. Nous avons vu que ce type d'approche pourrait avoir des conséquences intéressantes non seulement sur l'amélioration des codes de physique atomique, mais surtout sur les codes hydrodynamiques.

Dans le but de réduire la présence d'électrons chauds, on pourrait recourir au doublement en fréquence, qui permettrait d'augmenter le contraste entre l'impulsion principale et la pré-impulsion, en diminuant donc la production d'électrons supra-thermiques. Enfin, pendant la campagne "ELFIE 2018", nous avons également enregistré des spectres en utilisant comme faisceau principal le faisceau chirpé (durée d'impulsion égale à 500 ps), avec une tache focale plus large (circulaire de rayon égal à 86  $\mu\text{m}$ ), ce qui correspondrait à des intensités laser de l'ordre de  $2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Dans ces régimes l'éventuelle influence de la pré-impulsion sur la détente du plasma devrait être négligeable. Les spectres d'émission ont été enregistrés avec les deux spectromètres (PET et KAP). Dans cette configuration, le deuxième spectromètre était en effet calibré pour deux gammes très intéressantes pour l'étude de la couche L du germanium. Les résultats de cette partie de l'expérience n'ont pas été présentés dans ce mémoire car l'analyse n'a pas encore été finalisée. Celle-ci pourrait rapporter, à la fois pour les éléments purs et le mélange, des informations supplémentaires relatives à l'émission X de ces plasmas.



# Annexe A

## Exemples de simulations

### hydrodynamiques MULTI-fs

Pour effectuer une simulation MULTI-fs, plusieurs paramètres doivent être choisis manuellement. D'abord le mécanisme de chauffage : dans notre cas une impulsion laser peut être simulée en donnant la forme temporelle de l'impulsion, l'intensité au pic, la durée et la longueur d'onde du faisceau.

Chaque matériau de la cible est traité séparément : pour chacun il faudra préciser, entre d'autres, l'élément à étudier, la masse, la densité ainsi que l'épaisseur en  $\mu\text{m}$ . Chaque couche de la cible est modélisée à travers la division en cellules (le nombre est donné par l'utilisateur) de taille variable dont le pas est modifiable au début de la simulation.

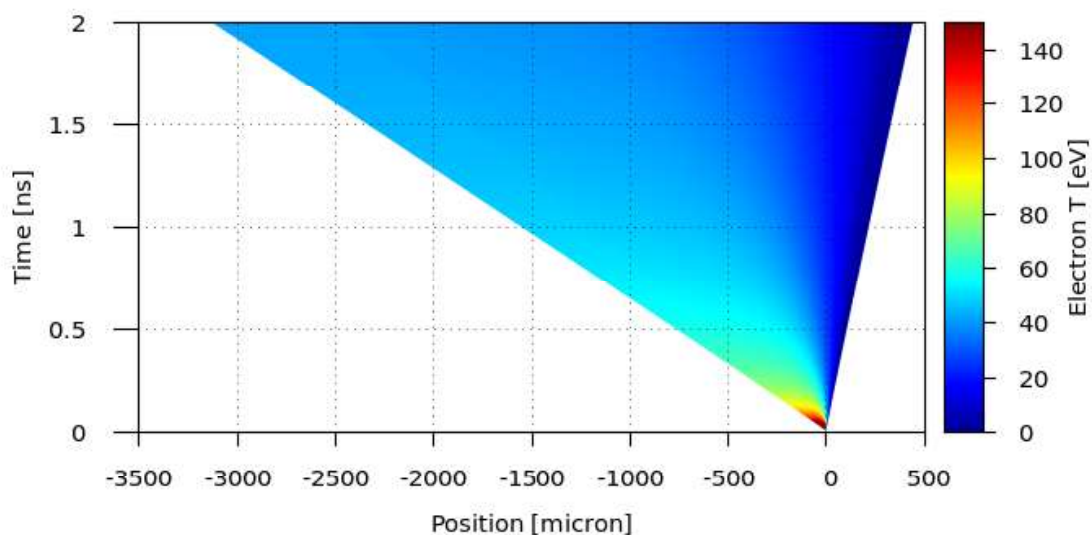


**FIGURE A.1:** Maillage de la matière issu d'une simulation MULTI-fs ( $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{C}$ ). La figure représente les groupes à l'instant  $t = 0$ . En haut, les épaisseurs de chaque matériau de la cible, en bas la masse et la dimension de la cellule la plus à gauche et la plus à droite pour chaque matériau : pour les cellules à la frontière (flèche rouge en haut) ces deux valeurs doivent être les plus proches possibles. Enfin, encore plus en bas, le nombre de cellules pour chaque couche de la cible.

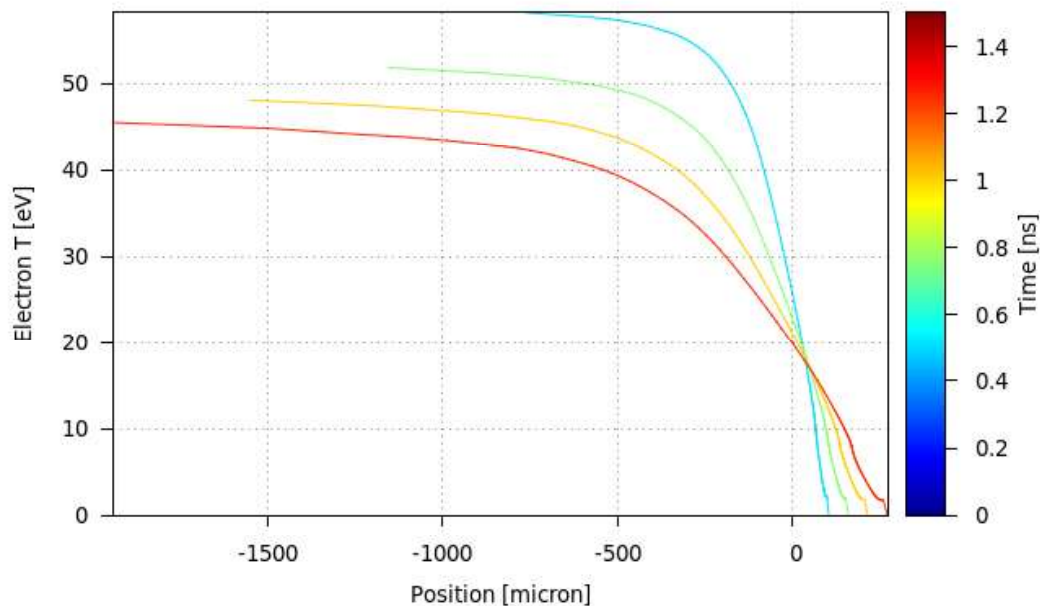
En figure A.1 le maillage utilisé pour la simulation d'un tir laser ( $\lambda = 529$  nm,  $\tau = 5$  ps) avec une intensité de  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> sur une cible composée de deux couches, 50 nm de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et 20 nm de C.

Pour chaque pas de temps, l'expansion des cellules est calculée ainsi que la distribution de l'énergie déposée dans chaque groupe.

Un exemple de résultat est donné en figure A.2 où on peut voir, en haut (a) une carte de la température électronique en fonction du temps et de l'espace et, en bas (b), des coupes réalisées à des instants de temps différents.



(a)



(b)

**FIGURE A.2:** En haut (a), carte de la température électronique en fonction de la position et du temps pour un tir laser ( $\lambda = 529\text{nm}$ ,  $\tau = 5\text{ps}$ ) sur une cible de  $\text{Si}_3\text{N}_4 - \text{C}$  (50 nm – 20 nm) à une intensité laser de  $10^{15} \text{W/cm}^2$ . En bas (b) température électronique en fonction de la position pour des instants donnés.



## Annexe B

# Exemples de simulations de cinétique atomique : PrismSPECT

Ce code a été utilisé afin de retrouver des spectres d'émission du plasma lors des deux campagnes "ELFIE 2014" et "ELFIE 2018". Le code permet à l'utilisateur de choisir le matériau d'intérêt (que ce soit un atome ou une molécule) et le type de modèle d'émission à prendre en compte (on peut choisir quelles transitions regarder précisément).

Dans le cas de la campagne "ELFIE 2014", par exemple, trois simulations séparées ont été effectuées : une pour l'aluminium, une pour le carbone et une pour le nitrure de silicium.

Pour chaque matériau on a ensuite la possibilité de choisir quel type de solutions aux équations cinétiques utiliser (si stationnaires ou dépendant du temps) et la géométrie du plasma (planaire dans notre cas). À ce point, plusieurs simulations sont lancées, en faisant varier deux paramètres principaux : la température et la densité de masse du plasma. Pour choisir ces deux paramètres, on s'est appuyé sur les données issues des simulations MULTI.

Les calculs effectués sont hors équilibre thermodynamique local.

On a enfin pu choisir la gamme spectrale d'intérêt et la résolution spectrale.

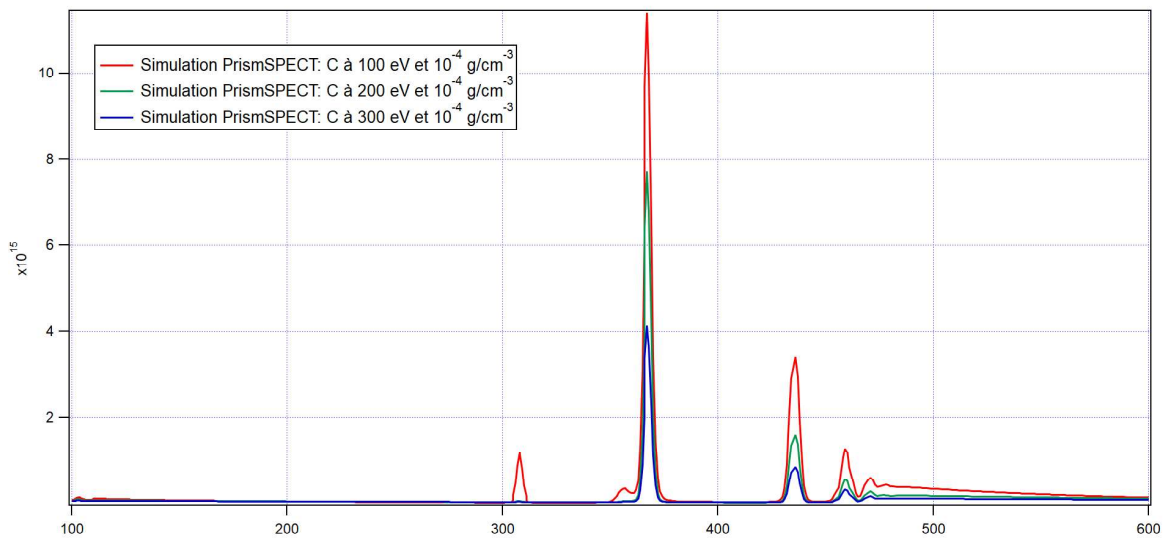


Une fois calculés les spectres d'émission théoriques, ces derniers ont été comparés aux spectres expérimentaux mesurés.

Afin de trouver le meilleur accord entre les deux, trois paramètres ont été pris en compte lors de l'analyse :

- la position des raies ;
- l'éventuelle présence des raies ;
- la largeur des raies ;
- le rapport d'intensité entre deux ou plus raies.

Toutes ces grandeurs dépendent sensiblement des paramètres hydrodynamiques donnés, comme on peut le voir dans la figure B.1 où un changement de la température électronique se traduit par l'apparition ou la disparition des raies ou simplement par des variations de leur intensité.



**FIGURE B.1:** Simulation PrismSPECT pour un plasma de Carbone à différentes températures et une densité ( $10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ ).

# Annexe C

## DEDALE

DEDALE Gilleron and Piron (2015) est un code de physique atomique hors équilibre thermodynamique local (HETL) développé au CEA/DAM pour :

- interpréter des expériences de spectroscopie de plasmas chauds,
- tester et comparer des modèles, notamment en participant aux ateliers internationaux de comparaisons de codes HETL Piron et al. (2017); Hansen et al. (2020),
- rétroagir avec un module de transfert radiatif au sein d'un code d'hydrodynamique radiative (dans notre cas, MULTI-fs).

Dans le code, les populations des niveaux d'énergie associés à un état de charge donné sont déterminées par résolution des équations du modèle collisionnel-radiatif à l'état stationnaire.

Les taux de transitions de ces processus sont calculés par la caractérisation des états multi-électroniques du système (énergies, etc.) et des sections efficaces de ces mêmes processus. Selon la nature du problème physique étudié et/ou les contraintes en temps de calcul, ces données sont estimées de manière plus ou moins détaillée. Par exemple : pour une résolution rapide et grossière, elles peuvent être obtenues dans le cadre du modèle hydrogénique écranté ; au contraire, pour plus de précisions (ce qui implique des temps de calculs plus longs), on privilégie une base de données

quantiques pré-calculées à l'aide de codes de structure atomique élaborés (e.g. FAC Gu (2008), MCDF Bruneau (1983) ou AVERROES Peyrusse (1999) ); enfin, si l'on recherche un compromis entre rapidité et précision, on suit un approche hybride en mélangeant différents types de modélisation.

Dans ce modèle, tous les niveaux ou configurations appartenant au même complexe (*i.e.* un groupe de configurations construites avec un ensemble donné de nombres quantiques principaux pour une parité donnée) sont considérés à l'ETL à une température beaucoup plus élevée que la dispersion d'énergie du complexe. Seules les transitions entre super-couches différentes participent aux équations cinétiques

$$\frac{dN_C}{dt} = \sum_{C'} M_{C,C'} N_{C'} = 0 \quad (\text{C.1})$$

où  $M_{C,C'}$  est une matrice qui dépend des taux de transition de douze processus microscopiques de nature collisionnelle, radiative ou diélectronique (comme ceux précédemment cités dans le chapitre 1) qui relie un couple de complexes. Le système d'équations ainsi défini est complété par la loi de conservation de la densité électronique  $n_e$  ou ionique  $n_i$ , considérée comme constante

$$\sum_{C'} Z_{C'} N_{C'} = n_e \quad \text{ou} \quad \sum_{C'} N_{C'} = n_i \quad (\text{C.2})$$

où  $Z_{C'}$  est la charge ionique du complexe  $C'$ . Les équations sont ensuite résolues de façon itérative.

Ainsi, pour les simulations HETL présentées dans ce manuscrit, certaines données concernant les états de charge majoritaires (en l'occurrence, les ions hydrogénoïdes à carbonioïdes pour l'aluminium, fluoroïdes à phosphoroïdes pour le germanium) ont été calculées à l'aide du code CFAC, basé sur FAC (en structure fine ou en configurations relativistes, selon la complexité). Celles relatives aux autres états de charge, moins peuplés, ont été traitées selon l'approximation hydrogénique écrantée, de ma-

nière à économiser du temps de calcul, sachant que la perte en précision engendrée pèse moins sur le résultat global puisqu'il s'agit d'états minoritaires. Toutes les transitions radiatives comprises dans la gamme spectrale mesurée ont été traitées à l'aide de données CFAC.

En général, le code DEDALE offre la possibilité ultérieure d'inclure les effets d'auto-absorption du plasma dans l'approximation des coefficients d'échappement. Cette option n'a pas été utilisée dans les calculs présentés dans ce manuscrit, ceux-ci ayant été menés sous l'hypothèse d'un champ de rayonnement nul, et sans prise en compte de la réabsorption (supposant de fait qu'il n'y ait pas de photo-excitation, de photo-ionisation, ni de processus stimulés).



# Bibliographie

- Atzeni, S. and Meyer-Ter-Vehn, J. (2004). *The Physics of Inertial Fusion : Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Dense Plasma Physics*. Oxford Science Publications.
- Audebert, P., Nagels, V., Geindre, J., Dorchies, F., Peyrusse, O., Gary, S., Girard, F., Shepherd, R., Gauthier, J., and Chenais-Popovics, C. (2003). X-ray spectroscopy of a thin foil plasma produced by a short-pulse high-intensity laser. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 81.
- Bastiani-Ceccotti, S., Bourgaux, A., Bowen, C., Dorchies, F., Gilleron, F., Marquès, J.-R., Pain, J., Silvert, V., and Vinci, T. (2015). Analysis of x-ray and thomson scattering data from non-lte nb and ta plasmas. *High Energy Density Physics*, 16 :41–52.
- Bauche, J., Bauche-Arnoult, C., Klapisch, M., Mandelbaum, P., and Schwol, J. L. (1987). Quenching of transition arrays through configuration mixing. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 20(7) :1443–1450.
- Bauche-Arnoult, C., Bauche, J., and Klapisch, M. (1979). Variance of the distributions of energy levels and of the transition arrays in atomic spectra. *Phys. Rev. A*, 20 :2424–2439.
- Bauche-Arnoult, C., Bauche, J., and Klapisch, M. (1982). Variance of the distributions of energy levels and of the transition arrays in atomic spectra. ii. configurations with more than two open subshells. *Phys. Rev. A*, 25 :2641–2646.

- Bauche-Arnoult, C., Bauche, J., and Klapisch, M. (1985). 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.
- Benattar, R., Popovics, C., and Sigel, R. (1979). Polarized light interferometer for laser fusion studies. *Review of Scientific Instruments*, 50(12) :1583–1586.
- Benuzzi, A. (1997). *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure d'équations d'état*. PhD thesis, École Polytechnique.
- Bourgau, A. (2015). *Émission X de plasma chauds hors équilibre thermodynamique local créés par laser*. PhD thesis, École Polytechnique.
- Braginskii, S. (1965). Transport processes in plasma. *Reviews of plasma physics*, page 205.
- Bruneau, J. (1983). MCDF calculation of argon auger process. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 16(22) :4135–4151.
- Brunel, F. (1987). Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :52–55.
- Cooper, J. (1966). Plasma Spectroscopy. *Reports on Progress in Physics*, 29.
- Cox, A. N. (1980). The masses of cepheids. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18(1) :15–41.
- Dervieux, V. (2015). *Caractérisation des plasmas chauds et denses produits par interaction laser à ultra-haute intensité d'une cible solide*. PhD thesis, École Polytechnique.
- Dervieux, V., Loupias, B., Baton, S., Lecherbourg, L., Glize, K., Rousseaux, C., Reverdin, C., Gremillet, L., Blancard, C., Silvert, V., Pain, J., Brown, C., Allan, P., M.P., H., Hoarty, D., and Renaudin, P. (2015). Characterization of near-lte, high-temperature and high-density aluminum plasmas produced by ultra-high intensity lasers. *High Energy Density Physics*, 16(9) :12 – 17.

- 
- Desenne, D., Mascureau, J., and Troussel, P. (1993). *La fusion thermonucléaire intertielle par laser : La spectroscopie X et X-UV*. Eyrolles.
- Do, A. (2016). *Émission X de plasma : Spectroscopie et Imagerie à Haute Résolution*. PhD thesis, Université Paris-Saclay : École Polytechnique.
- Eidmann, K. (1994). Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas. *Laser and Particle Beams*, 12.
- Eidmann, K., Andiel, U., Pisani, F., Hakel, P., Mancini, R., Junkel-Vives, G., Abdallah, J., and Witte, K. (2003). K-shell spectra from hot dense aluminum layers buried in carbon and heated by ultrashort laser pulses. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 81(1) :133–146. Radiative Properties of Hot Dense Matter.
- Eidmann, K., Meyer-Ter Vehn, J., Schlegel, T., and Hüller, S. (2000). Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E*, 62 :1204–1214.
- El Dirani, H., Kamel, A., Casale, M., Kerdiles, S., Monat, C., Letartre, X., Pu, M., Oxenløwe, L. K., Yvind, K., and Sciancalepore, C. (2018). Annealing-free Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> frequency combs for monolithic integration with Si photonics. *Applied Physics Letters*, 113(8).
- Flacco, A. and Vinci, T. (2011). A light, expandable and full featured image analysis tool for research : <https://github.com/aflux/neutrino>.
- Fontes, C., Abdallah, J., Bowen, C., Lee, R., and Ralchenko, Y. (2009). Review of the nlte-5 kinetics workshop. *High Energy Density Physics*, 5(1) :15 – 22.
- García Rubiano, J., Florido, R., Bowen, C., Lee, R., and Ralchenko, Y. (2007). Review of the 4th nlte code comparison workshop. *High Energy Density Physics*, 3 :225–232.
- Gilleron, F. and Piron, R. (2015). The fast non-lte code dedale. *High Energy Density Physics*, 17 :219 – 230.



- Gizzi, L. A., Giulietti, D., Giulietti, A., Afshar-Rad, T., Biancalana, V., Chessa, P., Danson, C., Schifano, E., Viana, S. M., and Willi, O. (1994). Characterization of laser plasmas for interaction studies. *Phys. Rev. E*, 49.
- Golovkin, I., MacFarlane, J., Woodruff, P., Bailey, J., Rochau, G., Peterson, K., Mehlhorn, T., and Mancini, R. (2006). Spectroscopic analysis and nlte radiative cooling effects in icf capsule implosions with mid-z dopants. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 99(1) :199–208. Radiative Properties of Hot Dense Matter.
- Griem, H. (1963). Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy. *Physical Review*, 131(3).
- Griem, H. (1974). *Spectral line broadening by plasmas*. Academic Press.
- Griem, H. R. (1968). Semiempirical Formulas for the Electron-Impact Widths and Shifts of Isolated Ion Lines in Plasmas. *Physical Review*, 165(1) :258–266.
- Gu, M. F. (2008). The flexible atomic code. *Canadian Journal of Physics*, 86(5) :675–689.
- Hansen, S., Armstrong, G., Bastiani-Ceccotti, S., Bowen, C., Chung, H.-K., Colgan, J., de Dortan, F., Fontes, C., Gilleron, F., Marquès, J.-R., Piron, R., Peyrusse, O., Poirier, M., Ralchenko, Y., Sasaki, A., Stambulchik, E., and Thais, F. (2013). Testing the reliability of non-lte spectroscopic models for complex ions. *High Energy Density Physics*, 9(3) :523–527.
- Hansen, S., Bauche, J., Bauche-Arnoult, C., and Gu, M. (2007). Hybrid atomic models for spectroscopic plasma diagnostics. *High Energy Density Physics*, 3(1) :109–114. Radiative Properties of Hot Dense Matter.
- Hansen, S., Chung, H.-K., Fontes, C., Ralchenko, Y., Scott, H., and Stambulchik, E. (2020). Review of the 10th non-lte code comparison workshop. *High Energy Density Physics*, 35 :100693.

- 
- Hansen, S. B. and Shlyaptseva, A. S. (2004). Effects of the electron energy distribution function on modeled x-ray spectra. *Phys. Rev. E*, 70 :036402.
- Hoarty, D., Allan, P., James, S., Brown, C., Hobbs, L., Hill, M., Harris, J., Morton, J., Brookes, M., Shepherd, R., Dunn, J., Chen, H., Von Marley, E., Beiersdorfer, P., Chung, H., Lee, R., Brown, G., and Emig, J. (2013). The first data from the orion laser ; measurements of the spectrum of hot, dense aluminium. *High Energy Density Physics*, 9(4) :661–671.
- Hummer, D. G. and Mihalas, D. (1988). The Equation of State for Stellar Envelopes. I. an Occupation Probability Formalism for the Truncation of Internal Partition Functions. , 331 :794.
- Hutchinson, I. (2002). *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge.
- Kelly, R. (1987). *Atomic and Ionic Spectrum Lines Below 2000 Angstroms : Hydrogen Through Krypton*. Atomic and Ionic Spectrum Lines Below 2000 Angstroms : Hydrogen Through Krypton. American Chemical Society and the American Institute of Physics.
- Le Pennec, M., Ribeyre, X., Ducret, J.-E., and Turck-Chièze, S. (2015). New opacity measurement principle for Imj-petal laser facility. *High Energy Density Physics*, 17 :162–167. 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics.
- Lecherbourg, L. (2007). *Spectroscopie d'absorption ultra-rapide de rayonnement X pour l'étude de la matière en régime transitoire*. PhD thesis, École Polytechnique.
- Lee, R. W., Nash, J., and Ralchenko, Y. (1997). Review of the nlte kinetics code workshop. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 58(4) :737–742. Radiative Properties of Hot Dense Matter III.

- Lee, Y. and More, R. (1984). An electron conductivity model for dense plasmas. *Physics of Fluids*, 27 :1273–1286.
- Lefebvre, E. and Bonnaud, G. (1995). Transparency/Opacity of a solid target illuminated by ultrahigh-intensity laser pulse. *Physical Review Lett*, 74 :2002–2005.
- Liseykina, T., Mulser, P., and Murakami, M. (2015). Collisionless absorption, hot electron generation, and energy scaling in intense laser-target interaction. *Physics of Plasmas*, 22(3) :033302.
- MacFarlane, J., Golovkin, I., Wang, P., Woodruff, P., and Pereyra, N. (2007). SPECT3D - A multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output. *High Energy Density Physics*, 3.
- Maddox, B. R., Park, H. S., Remington, B. A., Izumi, N., Chen, S., Chen, C., Kimminau, G., Ali, Z., Haugh, M. J., and Ma, Q. (2011). High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates. *Review of Scientific Instruments*, 82(2) :023111.
- Mancini, R. C., Shlyaptseva, A. S., Audebert, P., Geindre, J. P., Bastiani, S., Gauthier, J. C., Grillon, G., Mysyrowicz, A., and Antonetti, A. (1996). Stark broadening of satellite lines in silicon plasmas driven by femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. E*, 54 :4147–4154.
- McWhirter, R. (1965). *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press.
- Milchberg, H. M., Freeman, R. R., Davey, S. C., and More, R. M. (1988). Resistivity of a simple metal from room temperature to  $10^6$  k. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :2364–2367.
- Mora, P. (1982). Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *The Physics of Fluids*, 25(6) :1051–1056.

- 
- Mulser, P., Weng, S.-M., and Liseykina, T. (2012). Analysis of the brunel model and resulting hot electron spectra. *Physics of Plasmas*, 19.
- Nakano, N., Kuroda, H., Kita, T., and Harada, T. (1984). Development of a flat-field grazing-incidence XUV spectrometer and its application in picosecond XUV spectroscopy. *Applied Optics*, 23.
- Normarski, G. M. (1955). Differential microinterferometer with polarized waves. *Journal of Physics : Radium*, 16 :9S.
- Perez, F. (2010). *Étude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide*. PhD thesis, École Polytechnique.
- Peyrusse, O. (1993). *La fusion thermonucléaire inertielle par laser : Spectroscopie et diagnostics des plasmas créés par laser*. Eyrolles.
- Peyrusse, O. (1999). Atomic configuration averages and non-local thermodynamical equilibrium plasma spectroscopy calculations. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 32(3) :683–700.
- Piron, R., Gilleron, F., Aglitskiy, Y., Chung, H.-K., Fontes, C., Hansen, S., Marchuk, O., Scott, H., Stambulchik, E., and Ralchenko, Y. (2017). Review of the 9th nlte code comparison workshop. *High Energy Density Physics*, 23 :38 – 47.
- Podobeda, L. (1979). Effect of impurities on the properties of silicon nitride materials. *Soviet Powder Metallurgy and Metal Ceramics*, 18 :59–63.
- Ramis, R., Eidmann, K., Meyer-ter-vehn, J., and Hüller, S. (2012). MULTI-fs - A computer code for laser-plasma interaction in the femtosecond regime. *Computer Physics Communications*, 183 :637–655.
- Ramis, R., Schmalz, R., and Meyer-ter-vehn, J. (1988). MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49 :475–505.

- Rodrigues, O. (1840). Des lois géométriques qui régissent les déplacements d'un système solide dans l'espace, et de la variation des coordonnées provenant de ces déplacements considérés indépendamment des causes qui peuvent les produire. *Journal de mathématiques pures et appliquées 1re série*, 5.
- Rodríguez, R., Espinosa, G., and Gil, J. M. (2018). Radiative properties for astrophysical plasma mixtures in nonlocal thermodynamic equilibrium. *Phys. Rev. E*, 98 :033213.
- Saemann, A., Eidmann, K., Golovkin, I. E., Mancini, R. C., Andersson, E., Förster, E., and Witte, K. (1999). Isochoric heating of solid aluminum by ultrashort laser pulses focused on a tamped target. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :4843–4846.
- Salzmann, D. (1998). *Atomic physics in hot plasmas*. Oxford University Press.
- Sanderson, S. R. (2005). Simple, adjustable beam splitting element for differential interferometers based on photoelastic birefringence of a prismatic bar. *Review of Scientific Instruments*, 76(11).
- Sauneuf, R. (1993). *La fusion thermonucléaire inertielle par laser : L'Imagerie X*. Eyrolles.
- Shannon, C. (1949). Communication in the presence of noise. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 37 :10–21.
- Spitzer, L. and Härm, R. (1953). Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys. Rev.*, 89 :977–981.
- Strickland, D. and Mourou, G. (1985). Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(219).
- T4-Group (1983). SESAME Report on the Los Alamos Equation of State Library. Technical report, LANL.

Turck-Chièze, S., Delahaye, F., Gilles, D., Loisel, G., and Piau, L. (2009). On plasma radiative properties in stellar conditions. *High Energy Density Physics*, 5(3) :132–138.

Turck-Chièze, S., Gilles, D., Le Pennec, M., Blenski, T., Thais, F., Bastiani-Ceccotti, S., Blancard, C., Busquet, M., Caillaud, T., Colgan, J., Cossé, P., Delahaye, F., Dureta, J., G., F., Fontes, C., Gilleron, F., Guzik, J., Harris, J., Kilcrease, D., Loisel, G., Magee, N., Pain, J., Reverdin, C., Silvert, V., Villette, B., and Zeippen, C. (2013). Radiative properties of stellar envelopes : Comparison of asteroseismic results to opacity calculations and measurements for iron and nickel. *High Energy Density Physics*, 9(3) :473 – 479.

Von Hamos, L. (1933). Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren. I. Geometrisch-optische Betrachtungen. *Annalen der Physik*, 409 :716–724.

Woodgate, G. (1980). *Elementary Atomic Structure*. Oxford Science Publications.

Zeldovich, Y. B. and Raizer, Y. (1966). *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Dover.

Zimmerman, G. B. and More, R. M. (1980). Pressure ionization in laser-fusion target simulation. , 23 :517–522.







**Titre :** Caractérisation hydrodynamique et spectroscopique de plasmas de carbone, aluminium et germanium produits par impulsion laser picoseconde

**Mots clés :** spectroscopie, hydrodynamique, laser, plasma

**Résumé :** La spectroscopie X joue un rôle important dans l'investigation des propriétés atomiques et de l'évolution hydrodynamique des plasmas générés par laser, en particulier quand cette dernière est fortement déterminée par des phénomènes de transport radiatif, comme dans le cas de la physique stellaire ou de la Fusion par Confinement Inertiel. Dans ce cas, les modèles hydrodynamiques et atomiques sont implémentés sur des codes de simulation qui ont besoin d'une validation expérimentale avant leur utilisation. Celle-ci est possible avec l'utilisation des lasers à haute intensité : une impulsion laser est focalisée sur

une cible solide afin de générer un plasma. L'émission spectrale et l'évolution hydrodynamique sont étudiées séparément à l'aide de différents diagnostics. Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux sorties des différents codes de simulations. Le but de cette thèse est d'abord de générer et caractériser un plasma composé d'éléments dont les propriétés sont bien connues. Dans cette première étape on a essayé d'obtenir une configuration optimale pour la structure de la cible et les paramètres laser. Cette configuration, validée par l'expérience, a été utilisée pour l'étude du germanium, ablateur pour la FCI.

**Title :** Hydrodynamic and spectroscopic characterization of carbon, aluminium and germanium plasmas produced by picosecond laser pulses

**Keywords :** spectroscopy, hydrodynamic, laser, plasma

**Abstract :** X-ray spectroscopy is a crucial tool for the investigation of atomic properties and hydrodynamic evolution of laser-generated plasmas, particularly when this last is massively determined by radiative transfer phenomena, such as the case of stellar physics and Inertial Confinement Fusion (ICF). In this case, atomic and hydrodynamic models are implemented to simulation codes that first have to be verified before being considered as reliable. An experimental verification is possible with the use of high-power lasers: a laser pulse is focused onto a solid target to generate a plasma. The spectral emission and

the hydrodynamic evolution of this plasma are studied separately via the use of different diagnostics. The experimental results are then compared to the output of the different simulation codes. The goal of this thesis is first to generate and characterize a plasma of a well-known element (C or Al). In this first stage, we searched for an optimal configuration of the target structure and the drive laser parameters. This configuration, validated by our experiment, has next been used for the study of elements which are relevant as ablaters for the ICF (such as Ge).