



Emission X de plasmas : Spectroscopie et imagerie à haute résolution

Alexandre Do

► To cite this version:

Alexandre Do. Emission X de plasmas : Spectroscopie et imagerie à haute résolution. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. ⟨NNT : 2016SACLX061⟩. ⟨tel-01492937⟩

HAL Id: tel-01492937

<https://pastel.hal.science/tel-01492937v1>

Submitted on 20 Mar 2017

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.



HAL Authorization

NNT : 2016SACLX061

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
"L'ECOLE POLYTECHNIQUE"

ECOLE DOCTORALE N° (572)
Ondes et Matières

Spécialité de doctorat : Physique des Plasmas

Par

M. Alexandre DO

Émission X de plasma : Spectroscopie et Imagerie à Haute Résolution

Thèse présentée et soutenue à L'Ecole Polytechnique, le 07 octobre 2016 :

Composition du Jury :

Mme. Lamour, Emily

M. Jonnard, Philippe

M. Zeitoun, Philippe

M. Primout, Michel

M. Hulin, Sébastien

Mme. Bastiani-Ceccotti, Serena

M. Troussel, Philippe

Professeur des universités, INSP

Directeur de recherche, LCPMR

Chercheur, LOA

Ingénieur-Chercheur, CEA

Ingénieur-Chercheur, CELIA

Maître de conférences, Ecole Polytechnique

Ingénieur-Chercheur, CEA

Rapporteur

Rapporteur

Président du Jury

Examineur

Examineur

Directrice de thèse

Directeur de thèse

Titre : Emission X de plasma : Spectroscopie et Imagerie à Haute Résolution

Mots clés : Physique atomique, interaction laser-matière, spectroscopie X, instrumentation, lentille à zone de Fresnel, imagerie X, fusion par confinement inertiel

Résumé : La plupart des plasmas créés en laboratoire dans des expériences relevant, par exemple, de la fusion à confinement inertiel sont des plasmas Hors Equilibre Thermodynamique Local (ETL). La modélisation de la cinétique atomique de ces plasmas est cruciale pour comprendre et diagnostiquer les propriétés radiatives de ces milieux. Il y a une forte demande pour la réalisation d'expériences de spectroscopie X dans lesquelles le plasma est caractérisé par des diagnostics indépendants. Et donc le développement de nouveaux diagnostics pour ces expériences est aussi un enjeu majeur.

Dans la continuité d'une série d'expériences précédentes, on a réalisé l'étude spectroscopique de la couche K d'aluminium (Al , $Z_{\text{Al}} = 13$) et de la couche L du bromure de potassium (KBr , $Z_{\text{K}} = 19$, $Z_{\text{Br}} = 35$). Le but est d'obtenir simultanément la mesure de l'émission X du plasma et une caractérisation la plus complète possible des paramètres hydrodynamiques du plasma émetteur. Cependant il a été difficile de reproduire ces résultats expérimentaux par les codes de simulations car les gradients de densité électronique et de température électronique étaient trop importants.

Une nouvelle expérience préliminaire a été réalisée sur l'installation ELFIE sur des cibles de Z moins élevé, d'Al et de C pour montrer qu'il était possible de mieux contrôler les paramètres hydrodynamiques du plasma afin que ce dernier soit plus homogène et donc plus facile à modéliser. Suite aux résultats de cette expérience, on a pu ajuster les différentes géométries (diagnostics et cibles) afin de la reproduire sur un plasma de KBr.

Dans le cadre du projet Laser MégaJoule (LMJ) des imageurs X devront observer la surface de microballons. Les résolutions à atteindre seront de l'ordre de quelques microns.

On a réalisé une étude préliminaire des Lentilles à Zone de Fresnel (LZF) comme composant optique d'un nouveau microscope X à très haute résolution spatiale. On a dans un premier temps réalisé la métrologie des LZF sur des installations synchrotrons (SOLEIL, BESSY II) et laser (EQUINOX) et mesuré des résolutions inférieure à $3 \mu\text{m}$ pour un faisceau monochromatique. En ajoutant un miroir multicouche (MMC) à la LZF, on réalise une sélection spectrale de 100 eV centré sur la raie $\text{He}\beta$ de l'aluminium (1860 eV). Ce système constitue le diagnostic Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI) a été utilisé sur l'installation LULI2000 : sa résolution a été mesurée à $3,8 \mu\text{m}$ en janvier 2015. Le diagnostic a été amélioré en 2016 par l'ajout d'une seconde voie de mesure, appelé FUHRIx2 qui permet de mesurer simultanément la taille de la zone d'émissions de deux longueurs d'onde différentes. Cette expérience est un premier pas pour montrer qu'il est possible de remonter aux paramètres hydrodynamiques grâce à la mesure à haute résolution des tailles de zones émissives des différentes raies d'un plasma.

En parallèle, on a aussi testé les LZF sur le LMJ afin d'étudier leur potentiel et définir leurs conditions d'utilisation avec les restrictions d'une telle installation

Title : Plasma X-ray emission : spectroscopy and high-resolution imaging

Keywords : Atomic physics, laser-matter interaction, X-ray spectroscopy, instrumentation, Fresnel zone plate, X-ray imaging, inertial confinement fusion

Abstract : Most of plasmas created in laboratories for experiments in domains such as inertial confinement fusion are non-LTE plasmas. The modeling of the atomic kinetics of these plasmas is crucial to understand the radiative properties of these environments. There is a strong demand for experiments in which the plasma is characterized by independent X-ray spectroscopy diagnostics. Thus the development of new diagnostics for these experiments is also a major stake.

In line with previous experiments, we studied L-shell X-ray emission of aluminum ($Z_{Al} = 13$) and potassium bromide (KBr , $Z_K = 19$, $Z_{Br} = 35$). The goal here is to simultaneously obtain the measurement of the plasma's X-ray emission and the most accurate characterization possible of the hydrodynamic parameters of this emitting plasma. However it has been difficult to reproduce these experimental results with simulation codes because the electron density and temperature spatial gradients were too important. A new preliminary experiment was performed on ELFIE installation for lower Z targets, Al and C ($Z = 6$). Its aim is to show that we were able to better control the plasma's hydrodynamic parameters in order for it to be more homogeneous and thus easier to model.

Following the results of this experiment, we could adjust the various geometries (diagnostics and

For the Laser MegaJoule project (LMJ) X-ray imagers will observe the target surfaces. The resolutions requirements will reach the order of a few microns.

We conducted a preliminary study of Fresnel zone plate (FZP) as new X-ray microscope with very high spatial resolution. Metrology measurements of FZP were performed on synchrotron facilities (SOLEIL, BESSY II) and laser (EQUINOX): its resolution was measured to be less than 3 microns for a monochromatic beam. Adding a multilayer mirror (MMC) to the FZP provides a spectral selection of 100 eV centered on $He\beta$ line of aluminum (1860 eV). This diagnostic was named Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI) and was used on LULI2000 installation: we measured a 3.8 microns total resolution in January 2015. The diagnostic was upgraded in 2016 by adding a second measurement channel, so called FUHRIx2, which provides the simultaneous measurement of the size of the emission zone of two different wavelengths. This experiment is a first step to show that it is possible to measure the hydrodynamic parameters of a laser-created plasma with high-resolution measurement of this size for multiple lines.

In parallel, LZFI the LMJ is also tested to investigate their potential and define their terms of use with the restriction of such a facility.

À mon père,

Remerciements

J'ai toujours dit sans honte qu'en commençant ma thèse, je n'avais jamais touché de clé plate de ma vie. C'est dire le chemin que j'ai parcouru à partir de ce moment là. L'expérience de vie qu'a été ma thèse fait partie des meilleurs souvenirs que j'ai eu jusqu'à aujourd'hui. Non seulement, J'ai eu la chance d'apprendre énormément de connaissances scientifiques mais plus encore j'ai pu rencontrer de nombreuses personnes et personnalités différentes avec qui j'ai eu grand plaisir à discuter et parfois débattre de tout et de rien.

Tout d'abord un grand merci à mes deux directeurs de thèse sans qui rien de tout cela ne serait possible : Séréna Bastiani-Ceccotti et Philippe Troussel. Merci Séréna pour ta patience et ta capacité à me faire comprendre mes erreurs sans me vexer et désolé pour les quelques coup de stress administratifs qu'on a pu avoir. Merci à Philippe pour avoir eu la patience de débattre des centaines de fois avec moi pour se rendre compte qu'on disait la même chose et pour avoir su me presser aux bons moments.

Je souhaite aussi remercier tous les membres de mon jury pour le temps qu'ils ont consacré à ma thèse et pour leurs questions pertinentes. Je tenais encore à m'excuser pour les nombreuses fautes d'orthographe de la première version.

Je remercie également Patrick Audebert, François Amiranoff, Sylvie Jacquemot de m'avoir très bien accueilli au sein du LULI et de m'avoir apporté leur aide chaque fois que j'en ai eu besoin. Je remercie aussi René Wrobel de m'avoir permis d'être en garde partagée avec le CEA.

J'ai tellement de personnes à remercier et d'anecdotes à partager que je ne pourrais pas être exhaustif même si je le souhaitais, cependant, je vais quand même essayer. Il y a donc eu

-Sophie Baton, Bérénice Loupias et Patrick Renaudin qui m'ont permis de me faire la main sur ELFIE et pour avoir donné une raison d'être à FUHRI.

-Trois Frédéric ont illuminé ma thèse : Frédéric Thais, dit Frédéric II, avec tes anecdotes rigolotes (ou pas) et nos discussions politiques ; Frédéric Lefèvre, dit Frédéric I, mon apprenti d'une semaine qui a très vite surpassé le maître ! J'espère que ton épaule va bien ; et Enfin Frédéric Pérez avec tes mots du jour (qui a été déprogrammé j'ai l'impression) et ton fameux "Hier, j'ai vu un documentaire sur..." entraînant souvent un débat passionné sur un sujet parfois scientifique.

-Mon ex-co bureau, Sam, qui n'a toujours pas *crevé* malgré mes encouragements ; compagnon d'(in ?)fortune de master ! Toujours prêt à m'expliquer ses combines même si je ne comprends pas toujours.

-Mes nouveaux co-bureau, les apprentis Gabriel et Thibaut, qui ont supportés mes sautes d'humeur (et mes goûts musicaux parfois douteux) lors de la rédaction de ma thèse et qui ont apporté de l'animation avec Michel et Bruno venant squatter le bureau.

-Les thésards avec qui j'ai eu la chance de partager les manips : Vincent le pragmatique,

Kevin le débrouillard et Maylis la niçoise. Qui ont été accompagnés des stagiaires qui m'ont permis d'apprendre de nouveaux gros mots en Allemand avec Lotti et en Italien avec Ambra.

-Les compagnons de manip sur ELFIE : Ludo, qui se fait à son rôle de Chef et qui impose le respect et l'obéissance et dont les réponses soulèvent régulièrement de nouvelles questions. Anna et Annie toutes deux toujours souriantes même après avoir réaligné 10 fois une parabole (qui n'en était pas une).

-Les thésards qui ne sont pas intervenus au cours de ma thèse mais qui ont été parfois lumières avisées, parfois compagnon de galère : Guilhem, Claire, Roman, Anne-Claire, Raphaël, Bruno, Riccardo, Cedric, Marco, Simon ... -L'équipe des diagnostic plasma du CEA qui m'a accepté comme l'un des leurs alors que j'étais officiellement un fantôme : Gégé, Philippe, Dominique, Christophe, Alexandra, Mimi, Charles, Nono, Stéphane, Adrien, lise, Isabelle, Juju, Eric, Pierre, Alain, Guigui ...

-Mes collègues du LULI que ce soit dans les bureaux ou dans les salles d'expériences qui ont beaucoup contribué directement ou indirectement à l'aboutissement de mon travail : Edouard, Julie, Franck, Sandra, Philippe, Elodie, Myriam, Valérie, Elorri, Tommaso, Mickael, Jean-Michel, Joana, Doïna, Mathieu, Emilie, Fabien, Steve, Yohann, Olivier, Nicolas, Raymond, Séverine, Ermanno, Pascal ...

Désolé pour ceux que j'ai oublié, mais je suis souvent tête en l'air et je m'en excuse et vous aurez une double dose de bisous !

Enfin, il y a plusieurs personnes de l'ombre qui m'ont soutenues lors de ces trois années. Sans elles je ne pense pas que j'aurais pu aller jusqu'au bout, en tout cas en un seul morceau et sain d'esprit. Il s'agit d'abord de mes parents qui m'ont toujours encouragé à me dépasser et ne jamais rien lâcher. Ensuite de ma famille qui a toujours été heureuse pour moi quoique je fasse. Et enfin il y a Elodie, mon amour, qui tout au long de la route n'a presque pas râlé quand je finissais tard, quand je travaillais le week end et le soir et qui a pris soin de moi et qui m'a mis des coups de pieds là où il le fallait quand il fallait pour que je garde ma motivation.

A vous tous, je vous dis encore un énorme MERCI !

TABLE DES MATIÈRES

I	Introduction	23
1	Contexte de la thèse	25
2	Objectifs de la thèse	31
II	Étude spectroscopique de l'émission d'un plasma Hors Équilibre Thermodynamique Local (HETL)	33
3	Généralités théoriques	39
3.1	Configuration électronique	39
3.2	Les modèles d'équilibre statistique	41
3.3	L'émission de rayonnement	44
3.3.1	L'émission spontanée - transition lié-lié	44
3.3.2	La recombinaison radiative - transition libre-lié	45
3.3.3	Le rayonnement de Bremsstrahlung - transition libre-libre	46
3.4	Spectroscopie de plasma	46
3.4.1	Spectroscopie de couche K	46
3.4.2	Spectroscopie de couche L	49
4	Stratégie d'analyse	51
4.1	Détermination des conditions hydrodynamiques	52
4.1.1	Description lagrangienne	52
4.1.2	Modèle fluide à une dimension	53
4.1.3	Simulations à 1 dimension avec MULTI	54

4.1.4	Simulation à 2 dimensions avec DUED	56
4.2	Post-processing des données hydrodynamiques	57
4.3	Comparaisons aux spectres expérimentaux	57
4.4	Pertinence de l'approche	58
5	Dispositif expérimental	59
5.1	Diagnostics hydrodynamiques	60
5.1.1	Diagnostic de diffusion Thomson ionique et électronique	60
5.1.1.1	La diffusion Thomson	60
5.1.1.2	Dispositif expérimental	62
5.1.1.3	Méthode d'analyse	62
5.1.2	Interféromètre	65
5.1.2.1	Principe de l'interféromètre à prisme de Wollaston	65
5.1.2.2	Méthode d'analyse d'un interférogramme	67
5.1.3	Ombroscopie	69
5.1.3.1	Principe de fonctionnement	69
5.1.3.2	Méthode d'analyse	69
5.1.4	Interférométrie dans le domaine fréquentiel	71
5.1.5	Diagnostic d'émission propre	73
5.2	Diagnostic d'imagerie X	74
5.2.1	Sténopés	74
5.3	Diagnostic de spectroscopie X et XUV	75
5.3.1	Spectromètre à cristal de Bragg tronconique	75
5.3.2	Spectromètre à réseau en réflexion en angle rasant	77
6	Étude en régime nanoseconde de l'émission de couche L du Bromure de Potassium et de couche K de l'Aluminium	81
6.1	Présentation de l'expérience	81
6.2	Conditions laser	81
6.3	Configuration expérimentale	82
6.4	Présentation des cibles	83
6.5	Résultats pour des cibles d'aluminium	83
6.5.1	Étalonnage du spectromètre	84
6.5.2	Détermination des conditions hydrodynamiques	86
6.5.3	Étude spectroscopique	94

6.6	Résultats pour des cibles de KBr	100
6.6.1	Détermination des conditions hydrodynamiques	100
6.6.1.1	Expansion du plasma	100
6.6.1.2	Mesure de la densité volumique	101
6.6.1.3	Détermination de la température	104
6.6.1.4	Synthèse des résultats hydrodynamiques	105
6.6.2	Étude spectroscopique	106
6.6.2.1	Spectromètre	106
6.6.2.2	Identification des raies	106
6.6.2.3	Cohérence des spectres mesurés	108
6.6.2.4	Influence des paramètres laser	108
6.6.2.5	Analyse des spectres	111
6.7	Remarques sur le SOP	112
6.8	Conclusion	112
7	Étude en régime picoseconde de l'émission de couches K du Carbone et de l'Aluminium	115
7.1	Présentation de l'expérience	115
7.2	Configurations expérimentales	115
7.3	Conditions laser	116
7.4	Conversion de l'énergie laser	117
7.5	Géométrie des cibles	117
7.6	Résultats hydrodynamiques	118
7.6.1	Interféromètre	118
7.6.2	FDI	125
7.7	Étude spectroscopique	128
7.8	Conclusion	131
8	Synthèse des résultats	133
III	Conception et réalisation d'un imageur X monochromatique à haute résolution spatiale	135
9	Contexte	139
9.1	À partir d'une imagerie intégrée en temps en régime picoseconde...	139

9.2	... Jusqu'à un imageur résolu temporellement en régime nanoseconde . . .	141
9.3	Comment obtenir une imagerie X monochromatique ?	141
9.3.1	Lentilles à Zones de Fresnel	141
9.3.2	Les miroir monochromateurs	142
9.3.3	Les miroirs de Bragg-Fresnel	144
9.4	Exemple d'un imageur X existant : le microscope de Kirkpatrick et Baez	145
9.5	Rappel sur la diffraction	146
9.5.1	Principe d'Huygens-Fresnel	146
9.5.2	Approximation de Fresnel	148
9.5.3	Diffraction de Fraunhofer	149
9.5.4	Les zones de Fresnel	149
9.6	Principe de fonctionnement d'une Lentille à Zone de Fresnel (LZF) . . .	151
9.6.1	Calcul des rayons des Zones de Fresnel	151
9.6.2	Distance focale	154
9.6.3	Les différents types de LZF	155
9.6.3.1	LZF d'amplitude	155
9.6.3.2	LZF de phase	155
9.6.4	Les différents ordres de diffraction	157
9.6.5	Calcul des efficacités	158
9.6.6	Élimination de l'ordre 0	160
9.6.6.1	Lentille hors-axe	160
9.6.6.2	Bloqueur d'ordre 0	161
9.6.7	Résolution spatiale	161
9.6.7.1	Résolution radiale	162
9.6.7.2	La résolution axiale	163
9.6.8	Profondeur de champ	164
9.6.9	Aberrations géométriques	165
9.6.10	Aberrations chromatiques	166
10	Fresnel Ultra-High Resolution Imager (FUHRI)	167
10.1	Présentation du diagnostic	167
10.1.0.1	Principe de fonctionnement	167
10.1.1	Sélection de la gamme spectrale	168
10.2	Métrologie	168

10.2.1	Metrologie des LZF	169
10.2.1.1	Mesure de l'efficacité	170
10.2.1.2	Observation des différents ordres de diffraction	180
10.2.1.3	Mesure de la résolution	180
10.2.2	Metrologie du MMC	188
10.3	Étude photométrique théorique d'une source ponctuelle	190
10.4	Résultats expérimentaux	192
10.4.1	Résultats à une longueur d'onde	192
10.4.1.1	Présentation de l'expérience	192
10.4.1.2	Alignement	193
10.4.1.3	Mesure de la résolution	195
10.4.1.4	Résultats	198
10.4.1.5	Conclusions	200
10.4.2	Résultats à deux longueurs d'onde	201
10.4.2.1	Remarques sur la résolution	203
10.4.2.2	Résultats	203
10.4.2.3	Conclusions	207
11	Application des LZF au Laser MegaJoules (LMJ)	209
11.1	Les contraintes géométriques	209
11.2	Calcul des caractéristiques des LZF	211
11.3	Photométrie	211
11.4	Résultats et conclusions	212
IV	Conclusion et perspectives	215
11.5	conclusion	217
11.6	Perspectives	219
	Annexes	227
	Appendices	227
.1	Annexe A : Processus général de fabrication des LZF	229

TABLE DES FIGURES

1.1	Energie de liaison par nucléons en MeV en fonction du nombre de masse A [1].	26
1.2	Résumé du schéma de la combustion pour la FCI	28
1.3	Schéma de l'attaque indirecte	29
3.1	Mécanisme de la recombinaison radiative.	45
3.2	Représentation d'un bord de recombinaison sur un spectre d'émission quelconque.	45
3.3	Schéma des niveaux d'énergies pour la raie de résonance d'un ion hydrogénoïde $2p \rightarrow 1s$ et pour une raie satellite correspondante de l'ion héliumoïde.	47
3.4	Représentation de quelques raies de résonance hydrogénoïdes et héliumoïdes avec quelques-uns de leurs satellites.	48
3.5	Spectre d'aluminium obtenu sur l'installation LULI2000.	48
3.6	Représentation de quelques raies de résonance fluoroïdes et néonoïde avec un satellite néonoïde provenant d'un ion sodiumoïde. Les lettres l et l' désignent des sous-couches	49
4.1	Présentation de la stratégie d'analyse utilisée lors notre étude spectroscopique.	51
4.2	Représentation de la description lagrangienne de la matière.	53
4.3	Simulation SPECT3D <i>one shot</i> pour différentes température pour un plasma de C à $10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	58
5.1	Diffusion d'une onde électromagnétique sur une onde du plasma	60
5.2	Représentation d'un spectre Thomson théorique dans le régime cohérent.	61
5.3	Représentation d'un spectre Thomson théorique dans le régime incohérent.	61

5.4	Schéma du dispositif expérimental du diagnostic de diffusion Thomson. . .	62
5.5	Exemple de spectres (a) électronique et (b) ionique recueillis par le diagnostic de diffusion Thomson	63
5.6	Représentation des différentes directions des décalages dues à l'effet Doppler. .	64
5.7	Coupes à différents instants des images du diagnostic de diffusion Thomson : (a) $t = 1.16$ ns du Thomson électronique ; (b) $t = 1.87$ ns du Thomson ionique.	65
5.8	Schéma de principe d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.	66
5.9	Fonctionnement d'un prisme Wollaston	66
5.10	Schéma de fonctionnement de l'interféromètre	67
5.11	Apparition des franges d'interférence	67
5.12	Ombre d'une pointe en verre placée (a) au TCC ; (b) à $d_{\text{translation}} = 500$ μm du TCC.	68
5.13	Principe de l'ombroscopie.	69
5.14	Exemple d'un résultat typique de l'ombroscopie (a) à deux dimension et intégrée en temps ; (b) à une dimension résolue en temps.	70
5.15	Schéma expérimental du FDI.	71
5.16	Exemple d'une mesure réalisée sur un tir avec une cible d'aluminium. . .	72
5.17	Schéma typique d'un design typique de cible permettant l'utilisation d'un diagnostic d'émission propre.	74
5.18	Schéma de fonctionnement d'un sténopé.	75
5.19	Schéma de fonctionnement d'un cristal tronconique.	75
5.20	Exemple d'un spectre de KBr mesuré par un spectromètre à cristal de Bragg tronconique.	76
5.21	Diffraction par un réseau en réflexion.	78
5.22	Spécifications du réseau.	78
5.23	Géométrie des détecteurs.	79
5.24	Courbes de dispersion en énergie en fonction de la position latérale y pour la caméra CCD (bleu) et l'IP (vert).	80
5.25	Angle solide de la fente d'entrée.	80
6.1	Schéma du dispositif expérimental.	82
6.2	Géométrie des cibles utilisées.	83
6.3	Signal brut récupéré sur l'IP du spectromètre.	84
6.4	Représentation de l'équation de dispersion 6.1 (pointillés verts) comparée aux points mesurés sur l'image du spectromètre (croix bleues).	85
6.5	Identification du spectre de l'aluminium.	85

6.6	Test de reproductibilité des tirs Al en fonction de l'intensité laser.	85
6.7	Évolution temporelle du spectre Thomson (a) ionique et (b) électronique obtenus lors d'un tir sur une cible d'Al "feuille" avec une intensité laser de $4,9 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	86
6.8	Coupes du diagnostic de diffusion Thomson (a) ionique et (b) électronique montrées sur la figure 6.7.	87
6.9	Comparaison entre les mesures du diagnostic de diffusion Thomson et les simulations MULTI pour (a) T_e et (b) N_e	88
6.10	Images brutes de l'interféromètre pour le même tir que celui du diagnostic de diffusion Thomson présenté sur la figure 6.7 : (a) image de référence mesurée avant le tir ; (b) image interférentielle mesurée lors du tir.	89
6.11	Résultat de l'interféromètre sur une cible d'Al "feuille" avec une intensité laser de $4,9 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	90
6.12	Ombroscopie réalisée sur une cible d'aluminium à une intensité laser de $2,7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$: (a) à deux dimensions intégrée en temps et (b) à une dimension résolue en temps.	92
6.13	Tracé de rayons pour une longueur de gradient $L=56,6 \text{ } \mu\text{m}$	92
6.14	Résultat de la mesure de la densité pour l'ombroscopie à 1 ns (trait rouge) avec sa barre d'erreur (zone bleutée) et pour l'interféromètre (ronds rouges).	93
6.15	Comparaison entre un tir sur une cible d'Al avec une intensité laser de $5,31 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (en bleu) et des simulations <i>one shot</i> réalisées avec SPECT3D.	95
6.16	Spectres des différentes simulations de type <i>one shot</i> réalisées avec SPECT3D (sans normalisation).	95
6.17	Spectre expérimental d'Al à $5,31 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (bleu, trait plein) comparé aux spectres de l'Al calculés par <i>post-processing</i> du code MULTI avec SPECT3D (rouge et vert pointillé).	96
6.18	Simulation DUED pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 1,5 ns après le front de montée de l'impulsion laser.	97
6.19	Évolution temporelle (a) de la température et (b) de la densité volumique calculées par DUED pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 500 μm du centre de la cible.	98
6.20	Comparaison entre : (bleu) un tir sur une cible d'Al à $5,31 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (vert) une simulation SPECT3D <i>post-processing</i> des données DUED pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et (rouge) une simulation SPECT3D <i>post-processing</i> des données MULTI1D pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	99
6.21	Images par interférométrie à différents instants pour des cibles "dot300" pour une intensité laser proche de $6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	100
6.22	Comparaison entre la densité mesurée par l'interféromètre à différentes positions en fonction du temps et des simulations MULTI.	102

6.23	Comparaison pour la densité électronique entre les simulations MULTI1D et le diagnostic Thomson pour différentes intensités à 500 μm du TCC pour une cible de KBr.	103
6.24	Comparaison pour la température électronique entre les simulations MULTI1D et le diagnostic Thomson pour différentes intensités à 500 μm du TCC pour une cible de KBr.	105
6.25	Transmission de 15.6 μm de Beryllium.	106
6.26	Comparaison d'un spectre KBr obtenu avec une cible de type "dot150" irradiée avec une intensité laser de $4,2 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour une durée d'impulsion de 1,5 ns comparé à une simulation SPECT3D <i>one shot</i> correspondant à une température électroniques de 800 eV et une densité électronique de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	107
6.27	Identification des raies d'émission du spectre expérimental de Br présenté sur la figure 6.26.	107
6.28	Spectres mesurés sur différents tirs avec des cibles de type "dot150". . . .	108
6.29	Spectres mesurés sur différents tirs avec des cibles de type "dot300". . . .	109
6.30	Spectres mesurés sur différents tirs avec des cibles de type "feuille". . . .	109
6.31	Spectres mesurés pour des tirs avec une impulsion laser de 0,5 ns avec des cibles de de type "dot300".	110
6.32	Spectres mesurés sur deux tirs avec des cibles de type "dot300" pour deux durées d'impulsion laser différentes.	110
6.33	Simulations SPECT3D <i>one shot</i> pour les températures électroniques 400, 600, 800, 1000 et 1200 eV avec une densité électronique de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. .	111
6.34	Comparaison entre des spectres de KBr obtenus avec des cibles de type "dot300" (trait plein) et deux simulations SPECT3D <i>post-processing</i> (pointillés).	112
7.1	Configuration expérimentales (a) "avant" et (b) arrière.	116
7.2	Géométrie des cibles utilisées pour la configuration (a) "nominale" et (b) "inversée".	118
7.3	Calibration de l'interferomètre.	119
7.4	Analyse de l'interféromètre pour un tir sur une cible d'Al en configuration "arrière nominale" avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ avec des coupes (a) longitudinale et (b) transversale.	120
7.5	Tir sur une cible de C (20 nm) en configuration "nominale" avec une intensité laser de $5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	121
7.6	Tir sur une cible de C (20 nm) en configuration "nominale" avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	121
7.7	Tir sur une cible de C (20 nm) en configuration "inversée" avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$	122

7.8	Coupes (a) longitudinale et (b) transversale des cartes des densités électronique obtenues avec l'interféromètre pour des tirs sur des cibles d'C (20 nm) avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ en configuration (bleu) "nominale" et (vert) "inversée".	123
7.9	Coupes (a) longitudinale et (b) transversale des cartes des densités électronique obtenues avec l'interféromètre pour des tirs sur des cibles d'C (20 nm) en configuration "inversée" (bleu) avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et (vert) avec une intensité laser de $1 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ comparé aux simulations MULTI (pointillé).	124
7.10	Résultats du FDI pour différents tirs d'Al en configuration "nominale". .	125
7.11	Comparaison entre deux résultats expérimentaux du FDI et d'un calcul de la phase issu des simulations MULTI avec et sans collisions (pointillés). .	126
7.12	Simulations PIC à $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ jusqu'à 10 ps pour la face avant (rose) et arrière (gris) et jusqu'à 20 ps pour la face avant (bleu) et arrière (vert) de la cible.	127
7.13	Comparaison entre un spectre d'émission d'Al avec une intensité laser de $4 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (bleu), un spectre d'émission du Si_3N_4 avec une intensité laser de $1,9 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (vert) et une simulation SPECT3D <i>oneshot</i> du spectre d'émission de l'Al à $T_e = 80 \text{ eV}$ et $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	128
7.14	Comparaison entre plusieurs spectres d'émission d'Al avec une intensité laser comprise entre $4,5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $5,5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ en configuration "arrière" et "nominale" pour des épaisseurs de : 15 à 20 nm(bleu) ; 20 nm (vert) ; 15 nm (rouge) ; et un spectre d'émission du Si_3N_4 avec une intensité laser de $1,9 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (cyan).	129
7.15	Comparaison entre un spectre d'émission d'une feuille de Si_3N_4 (bleu), d'une cible de C (20 nm) en configuration "inversée" irradié avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (vert) et d'une simulation SPECT3D <i>one shot</i> à $T_e = 100 \text{ eV}$ et $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (rouge).	130
7.16	Simulation SPECT3D à une température électronique $T_e = 100 \text{ eV}$ pour des densité électronique de (bleu) $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, (vert) 10^{18} cm^{-3} et (rouge) $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	130
9.1	Exemple d'un spectre d'aluminium obtenu lors d'une expérience d'interaction laser-plasma sur l'installation ELFIE.	140
9.2	Principe de conception d'une lentille de Fresnel classique.	142
9.3	Schéma de principe d'un miroir multicouches.	143
9.4	Réflexivité d'un miroir multicouches de [Pd/B4C] avec 50 périodes d'épaisseur 5,11 nm.	144
9.5	Schéma d'une lentille de Bragg-Fresnel.	145
9.6	Principe de fonctionnement d'un miroir KB.	145
9.7	Diffraction d'une onde par une fente.	146

9.8	Illustration de l'hypothèse d'Huygens.	147
9.9	Application du principe d'Huygens-Fresnel.	147
9.10	Illustration des zones de Fresnel.	150
9.11	Représentation schématique des zones composant une LZF.	151
9.12	Schéma de la focalisation d'un point source monochromatique situé sur l'axe optique.	152
9.13	Schéma de calcul de la distance focale d'une LZF.	154
9.14	Évolution de l'épaisseur optimale pour une LZF en fonction de l'énergie pour trois matériaux différents.	156
9.15	Répartition des différents ordres de diffraction d'une LZF.	157
9.16	Efficacité pour différents ordres de diffraction pour une lentille de Au (a) de 0,62 μm optimisée à 2,5 keV et (b) de 2,6 μm optimisée à 12 keV. . .	158
9.17	Efficacité pour différents ordres de diffraction pour une lentille de Si (a) de 2,9 μm optimisée à 2,5 keV et (b) de 15,2 μm optimisée à 12 keV. . .	158
9.18	Efficacité de diffraction à l'ordre 1 en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs d'Au.	159
9.19	Calcul de l'efficacité diffraction à l'ordre 0, à l'ordre 1 et à l'ordre 3. . . .	159
9.20	Tracé des rayons de l'ordre 0 et l'ordre 1 provenant d'une source étendue. .	160
9.21	Comparaison des zones d'éclairement par l'ordre 0 et l'ordre 1 pour une LZF hors-axe.	161
9.22	Schéma du principe de fonctionnement d'un bloqueur d'ordre 0.	162
10.1	Schéma de fonctionnement de FUHRI.	168
10.2	Images réalisées au MEB des LZF (a) FUHRI et (b) FUHRIx2 (c) Zoom sur les dernières zones de la LZF FUHRI.	169
10.3	Image du dispositif expérimental utilisé à SOLEIL.	171
10.4	Principe de mesure de l'efficacité sur une installation synchrotron.	172
10.5	Image du dispositif expérimental utilisé à SOLEIL.	172
10.6	Mesure à BESSY II du signal direct faisceau synchrotron à 1830 eV. . . .	173
10.7	Mesure à BESSY II du signal transmis par la lentille à 1830 eV.	174
10.8	Mesure à SOLEIL du signal direct faisceau synchrotron à 1700 eV.	174
10.9	Mesure à SOLEIL du signal transmis par la lentille à 1700 eV.	175
10.10	Mesure à SOLEIL du signal transmis par la lentille à 1600 eV.	176
10.11	Résultats des mesures réalisées sur la branche X-dur de la ligne METROLOGIE.	178
10.12	Effet du bloqueur sur les ordres de diffraction.	179

10.13	Courbe des efficacités mesurées à SOLEIL comparées aux efficacités théoriques.	179
10.14	Observation des différents ordres de diffraction pour une LZF.	180
10.15	Principe de la mesure de la résolution à l'aide de la méthode du bord franc sur le synchrotron BESSY II.	181
10.16	Photo du support de la LZF, de la lame utilisée comme bord franc et de la diode.	181
10.17	Calcul de la résolution pour un faisceau synchrotron mesurant 500 μm à 2625 eV.	182
10.18	Mesure de l'évolution de la résolution avec la distance LZF-diode pour un faisceau synchrotron de 500 μm de diamètre à 1852 eV.	182
10.19	Résultats des mesures de résolution en fonction de l'énergie pour deux géométries de faisceau différentes sur le synchrotron BESSY II (a) à une distance LZF-diode de 254,5 mm pour un pas couteau de 1 μm et (b) à une distance LZF-diode de 254,5 mm pour un pas couteau de 0,2 μm . . .	183
10.20	Mesure de l'évolution de la résolution avec la distance LZF-diode pour un faisceau synchrotron de 500 μm de diamètre pour un pas de couteau de 1 μm (bleu) et de 0,2 μm (vert).	184
10.21	Mise en place de la mesure de la résolution d'une LZF sur l'installation EQUINOX.	185
10.22	Image de radiographie de la grille 45/45 par la LZF (80 tirs cumulés). . .	185
10.23	(a) Exemple de coupe horizontale de la mesure présentée sur la figure 10.22 ; (b) Dérivée de la figure 10.23a.	186
10.24	Image de radiographie de la grille 10/40 par la LZF pour différentes positions de la LZF.	187
10.25	Bleu : spectre expérimental d'Al obtenu sur une campagne laser ELFIE avec une intensité de l'ordre de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$; vert : intégrale courante du spectre.	188
10.26	Comparaison de la réflectivité mesurée et de la réflectivité théorique du MMC périodique AXO à un angle d'attaque de 4°	189
10.27	Simulation de la réflectivité du MMC pour plusieurs angles différents. . .	190
10.28	(bleu) Spectre expérimental d'une cible d'Al sur ELFIE ; (rouge) Fonction de transfert calculée de FUHRI ; (rouge pointillé) Fonction de transfert de FUHRI corrigée par une convolution avec une fonction porte.	191
10.29	Estimation du spectre du signal arrivant sur le détecteur en sortie de FUHRI.	191
10.30	Déploiement de FUHRI sur l'installation LULI2000.	193
10.31	Efficacité quantique de la caméra CCD Andor DX420.	193

10.32	Image obtenue lors d'un tir d'alignement sur de l'aluminium massif. La zone de noir à gauche correspond au tube liant la caméra à l'enceinte. Le filtre utilisé est composé de 1,5 μm de Mylar et 0,15 μm d'aluminium. . .	194
10.33	Image du tir de la radiographie d'une grille d'or (1500 lpi), avec une source X d'aluminium massif, pour le calcul de la résolution de FUHRI.	196
10.34	Coupe de l'image de la grille réalisée par FUHRI présenté sur la figure 10.33.	196
10.35	Dérivée de la coupe présentée sur la figure 10.34.	196
10.36	LMH horizontale(bleu) et verticale (vert) mesurée par FUHRI en fonction de l'énergie laser à 1 ω pour une même focalisation du faisceau laser pour une cible de type IBL.	198
10.37	LMH horizontale(bleu) et verticale (vert) mesurée par FUHRI en fonction de l'énergie laser à 1 ω pour une même focalisation du faisceau laser pour une cible de type RMT.	199
10.38	Image de la tache focale lors d'un tir.	199
10.39	Comparaison des LMH (a) horizontales et (b) verticales pour des cibles IBL et RMT de CH/Al/CH	200
10.40	Comparaison des LMH (a) horizontales et (b) verticales pour des cibles IBL et RMT de CH/Ti/CH/Al/CH	201
10.41	Schéma du principe de fonctionnement de FUHRIx2.	202
10.42	Exemple de l'image d'un tir mesuré par FUHRIx2 pour une cible de type IBL mixing CH/Al-Ti/CH à 1,6 10^{19} W.cm ²	204
10.43	Comparaison entre un spectre mesuré lors d'un tir sur une cible de type A (bleu) et lors d'un tir sur une cible de type B (vert).	205
10.44	Comparaison des LMH pour des cibles "classiques" pour différentes raies.	205
10.45	Comparaison des LMH pour des cibles RMT mixing pour différentes raies.	206
11.1	Schéma du positionnement des LZF par rapport à la source et au détecteur.	210
11.2	Géométrie des voies de mesures du DP1, les LZF remplaceront les sténopés situés dans l'axe centrale. Les distances sont données en mm.	210
11.3	Efficacité théorique d'une LZF avec une épaisseur $e = 0,88 \mu\text{m}$ d'Au. . .	211
11.4	Comparaison entre un spectre de Ti (bleu), la transmission d'un filtre de 3 μm de Au (vert) et de 10 μm de Ti (rouge), l'efficacité de la LZF à l'ordre 0 (cyan) et 1 (violet) et la sensibilité du détecteur (jaune).	212
11.5	Comparaison entre un spectre mesuré par le détecteur de l'ordre 0 (bleu), l'ordre 1 (rouge) et l'ordre 0 traversant le stop (noir).	212
11.6	Représentation schématique des résultats obtenus lors de tirs au LMJ. . .	213
11.7	Transmission de 3 μm d'or.	213
.1.1	Processus de fabrication des LZF.	229

LISTE DES TABLEAUX

3.1	Correspondance entre les deux nomenclatures du nombre quantique principal.	40
3.2	Correspondance entre les deux nomenclatures du nombre quantique azimutal.	40
3.3	Correspondance entre les différentes nomenclatures pour l'Al.	41
3.4	Appellation des différentes raies de résonance.	47
5.1	Caractéristiques du cristal de Bragg tronconique.	77
6.1	Mesure de densité pour deux intensité différentes à 1 ns.	91
6.2	Résultat de l'estimation de la longueur de gradient pour le tir présenté sur la figure 6.12.	93
6.3	Mesure de la densité électronique avec l'ombroscopie pour le tir présenté sur la figure 6.12.	93
6.4	Mesure de la densité en fonction du temps et de la position par interférométrie pour une cible de KBr "dot300" et une intensité laser de $6 \cdot 10^{13} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$	102
6.5	Paramètres en entrée de la simulation et détermination de L pour $t = 1 \text{ ns}$	104
6.6	Densité calculées.	104
9.1	Épaisseur optimale d'une LZF composée d'Au ou de Si.	157
10.1	Caractéristiques d'une LZF optimisée pour fonctionner à 1850 eV (Al).	170
10.2	Caractéristiques d'une LZF optimisée pour fonctionner à 4700 eV (Ti).	170
10.3	Mesure des tailles des signaux directs et focalisés à BESSY II et SOLEIL.	173
10.4	Résultat de la mesure d'efficacité de la LZF sans bloqueur.	175
10.5	Comparaison entre la distance focale théorique f_{th} et la distance de mesure d.	177

10.6 Synthèse des conditions de mesures et des résultats avec un pas de couteau de 0,2 μm	183
10.7 Écart de résolution pour différentes positions p	188
10.8 Comparaisons des résultats expérimentaux et des simulations pour la réflectivité du MMC.	189
10.9 Résumé des résultats de calcul de la résolution.	197
10.10 Résolution des différentes configurations.	203
11.1 Caractéristiques d'une LZF optimisée pour fonctionner à 4700 eV.	214

Première partie

Introduction

CHAPITRE 1

CONTEXTE DE LA THÈSE

Pourquoi faire de la fusion nucléaire ?

Suivant la courbe explosive de l'évolution des nouvelles technologies, la demande en énergie n'a fait que croître exponentiellement au cours des dernières décennies. Pour répondre à ce besoin, les enjeux économiques et écologiques ont amenés à chercher de nouvelles solutions qui seraient à la fois pérennes et qui produiraient peu ou pas de déchets nocifs. C'est dans ce contexte que depuis plus de 60 ans, la fusion nucléaire contrôlée est étudiée. Elle propose une alternative attrayante aux énergies plus polluantes comme les énergies fossiles ou issue de fission nucléaire notamment grâce à son rendement important.

La fusion nucléaire est souvent présentée comme la sœur de la fission nucléaire. Elles utilisent toutes deux l'énergie de liaison des noyaux avec une énergie de liaison par nucléon plus faible pour créer une forte libération d'énergie. Pour comprendre ce mécanisme, on peut tracer la courbe de l'énergie de liaison par nucléons en fonction du nombre de masse A (figure 1.1). Les noyaux pour lesquels l'énergie nécessaire pour extraire un nucléon est élevée, c'est-à-dire ceux qui sont proches du maximum de la courbe avec un A compris dans l'intervalle $[20 - 90]$, sont difficilement utilisables pour des réactions permettant de libérer de l'énergie. Au contraire, les noyaux en dehors de ces limites ont des énergies de liaisons plus faibles et ont le potentiel de libérer de l'énergie.

Lorsqu'un noyau lourd ($A > 90$) se brise pour donner naissance à deux noyaux plus légers, l'énergie de liaison va alors augmenter. Il s'agit du mécanisme de fission. De manière symétrique, lorsqu'on va assembler deux noyaux légers ($A < 20$) pour donner naissance à un noyau plus lourd, l'énergie de liaison va aussi augmenter. Il s'agit du mécanisme de fusion. Dans ces deux cas, il va y avoir une importante libération d'énergie qui pourra être exploitée. Pour comprendre son origine, il faut partir de la constatation empirique sur la mesure de la masse d'un noyau¹. Il a été constaté que pour noyau atomique, la

1. On rappelle qu'en physique nucléaire on a la correspondance entre la masse et l'énergie par la

masse des particules le constituant est supérieure à sa masse totale. On introduit alors le défaut de masse, noté Δm qui correspond cet écart. Si l'on considère alors un noyau ${}^A_ZX$ avec Z le numéro atomique, le défaut de masse s'écrit :

$$\Delta m = m_{\text{nuclons}} - m_{\text{noyau}} \quad (1.1)$$

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{noyau}} \quad (1.2)$$

avec m_n la masse d'un neutron et m_p la masse d'un proton. Δm est toujours positif. Lorsque l'on va fusionner ou fissionner des noyaux, on va donc créer respectivement un défaut ou un excès² de masse. Ce défaut ou excès va alors s'accompagner d'un dégagement d'énergie.

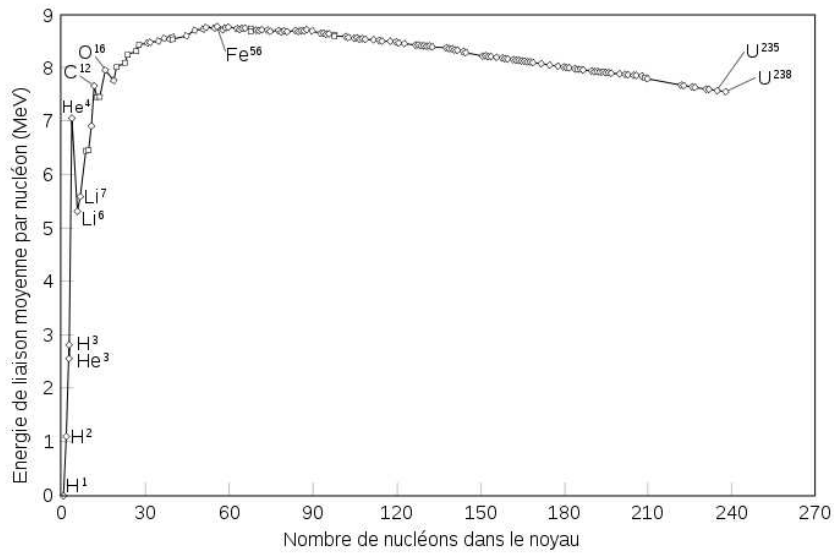
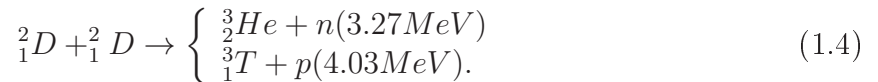
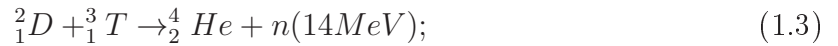


FIGURE 1.1 – Energie de liaison par nucléons en MeV en fonction du nombre de masse A [1].

Actuellement, la réaction de fusion sur laquelle reposent beaucoup d'espoirs est celle impliquant un noyau de deutérium et un noyau de tritium (équation 1.3), mais il existe aussi d'autres réactions envisagées comme celle entre deux noyaux de deutérium (équation 1.4).



La réaction 1.3 produit un noyau d'hélium 4 et un neutron, elle dégage une énergie de $E_{\text{fusion}} = 14 \text{ MeV}$. Afin de réaliser la fusion de ces deux noyaux, on cherche à leur

formule $E = mc^2$.

2. Un excès de masse correspond à un défaut de masse négatif.

communiquer une énergie cinétique permettant de vaincre la répulsion coulombienne. La fusion thermonucléaire est intéressante car, aux températures qu'elle permet d'atteindre, les sections efficaces de réaction de fusion deviennent importantes. Elle permet de plus de produire plus d'énergie, pour une masse égale de matière, que la fission. Pour pouvoir utiliser la fusion thermonucléaire comme source d'énergie, il est nécessaire qu'elle présente un bilan d'énergie positif. Cela revient à dire que la puissance dégagée par la réaction doit être supérieure à la puissance absorbée et dissipée dont la cause principale est le rayonnement. A cette fin, deux critères principaux peuvent être identifiés :

- La température de Post T_p [2] qui définit la température minimum d'entretien de la combustion. Pour une réaction D-T sa valeur est de : $T_p \approx 4.3 \text{ keV}$.
- Le critère de Lawson [3] qui décrit les conditions nécessaires à l'entretien d'une réaction de fusion. Il se traduit par la formule : $n_e \tau_E (k_B T) > 3 \cdot 10^{21} \text{ keV} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$, avec n_e la densité électronique, τ_E le temps de confinement du plasma, k_B la constante de Boltzmann et T la température.

Le critère de Lawson ouvre la voie à deux stratégies de confinement possible du plasma thermonucléaire : le confinement magnétique (FCM) [4] et le confinement inertiel (FCI) [?] .

Les différents schémas de la fusion

Le confinement magnétique, historiquement la première voie à avoir été explorée [5], utilise un champ magnétique très intense qui va contraindre le plasma à rester dans un volume restreint. Dans ce cas, on va chercher à avoir des temps de confinements longs pour des densités relativement faibles. Les expériences dans ce domaine ont commencé dans les années 50 avec l'invention des tokamaks par I. Tamm et A. Sakharov [5]. Ce sont des instruments qui ont une structure toroïdale permettant de générer des champs magnétiques assez importants pour permettre le confinement d'un fluide chargé peu dense. Les recherches dans le domaine de la FCM se poursuivent actuellement avec le projet international ITER [6] (International Thermonuclear Experimental Reactor) à Cadarache, un prototype de réacteur à tokamak. Un autre type de réacteur, le stellarator [7], est aussi à l'étude.

Au contraire, le confinement inertiel va chercher à atteindre des densités très élevées pendant des périodes très courtes de l'ordre de la dizaine de picosecondes. On réalise cela en implosant une coquille-cible sphérique de deutérium-tritium (DT) à haute vitesse jusqu'à obtenir la compression de la coquille et les conditions de température et de densité nécessaires à l'amorçage des réactions thermonucléaires. La principale méthode étudiée actuellement utilise des lasers de puissance afin d'atteindre les conditions de densités et de températures permettant l'allumage de la cible. Cependant, seules quelques installations dans le monde, comme le National Ignition Facility (NIF) à Livermore

(USA) ou le Laser MegaJoule (LMJ) à Bordeaux (France) peuvent espérer atteindre ces conditions.

Le principe général de la FCI est présenté sur la figure 1.2 et peut se résumer comme suit :

- Un micro-ballon contenant la cible recouverte d'une ou plusieurs couche de matériaux ablateurs est irradié par un laser. Ce dernier va pénétrer le plasma jusqu'à atteindre une profondeur correspondant à la densité critique n_c du plasma pour déposer la plus grosse partie de son énergie sur les électrons.
- La coquille va alors être ablatée et on peut distinguer le front d'ablation qui est l'endroit où la matière encore froide est chauffée puis ablatée. Ensuite, l'ablation va comprimer la coquille restante par effet fusée.
- La stagnation est le résultat des différents allers-retours des ondes de choc. Lorsque la température dépasse la température de Post, il y a allumage à partir d'un point chaud, puis combustion.

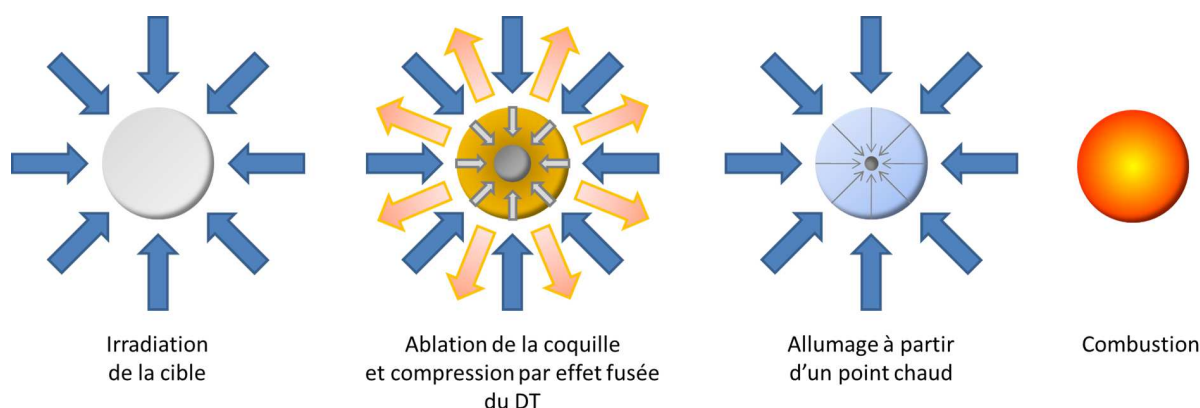


FIGURE 1.2 – Résumé du schéma de la combustion pour la FCI

Il y a actuellement deux types d'attaque à l'étude en FCI : l'attaque directe et l'attaque indirecte. La principale différence entre ces deux attaques réside dans l'initialisation de l'implosion, c'est-à-dire la manière d'irradier la cible, respectivement à l'aide d'un rayonnement X et à l'aide d'un laser.

En attaque directe, les lasers vont directement éclairer la cible. Au contraire, en attaque indirecte, la capsule cible va être éclairée par un rayonnement X produit par l'irradiation laser des parois d'une cavité composée d'un Z élevé, appelée hohlraum. L'éclairement de la cible par les zones d'interaction entre la cavité et le laser va permettre de réaliser en théorie une compression homogène. Ce mécanisme est décrit sur la figure 1.3. Cette dernière voie est considérée comme la plus prometteuse actuellement. C'est pourquoi, il est nécessaire d'étudier les plasmas denses et chauds pour mieux comprendre et décrire le transport radiatif des zones d'interactions que ce soit sur le hohlraum ou au niveau de la cible. À cette fin, il est donc indispensable de développer des outils de mesures fonctionnant dans les conditions extrêmes des expériences.

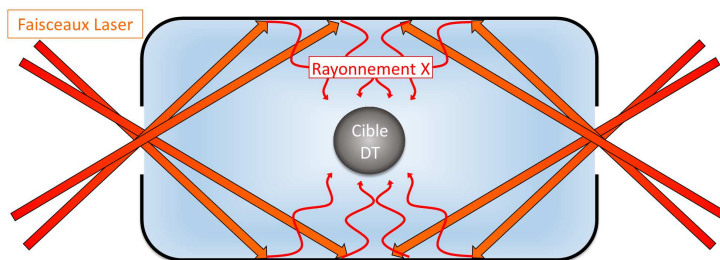


FIGURE 1.3 – Schéma de l'attaque indirecte

Les interactions laser-matière

Outre la FCI, ces expériences d'interactions laser-plasma permettent aussi d'alimenter d'autres domaines comme par exemple l'astrophysique de laboratoire. En effet elles permettent l'observation directe et reproductible des phénomènes astrophysiques en partant de l'hypothèse que les plasmas alors créés possèdent les mêmes propriétés que leurs équivalents astrophysiques. Le plus grand avantage de cette approche est la grande modularité des paramètres contrôlés *in situ*. Ils pourront donc reproduire un grand nombre de processus physiques et permettront de valider ou non des modèles théoriques.

Dans un plasma, le transport d'énergie est effectué grâce à des photons, de la conduction thermique électronique et de la convection. Dans certaines situations particulières, le transport de particules chargées très énergétiques peut aussi jouer un rôle. La "transparence" du plasma va alors déterminer "l'efficacité" du transport d'énergie. En physique atomique on parlera plutôt d'*opacité* qui correspond à l'inverse de la "transparence".

Il existe des modèles de la cinétique atomique des plasmas créés en laboratoire permettant de prédire l'émission X des éléments selon les conditions hydrodynamiques de l'expérience. Leur modélisation est cruciale pour comprendre et diagnostiquer les propriétés radiatives de ces milieux. Cependant, cela est très difficile à réaliser pour les éléments ayant des valeurs de Z moyennes ou élevées. Il existe de nombreux codes permettant de modéliser la physique atomique de tels plasmas. Une des familles de code utilisés est la famille des codes utilisant le décompte détaillé de raies (*Detailed Line Accounting*, DLA) comme le code *HULLAC* [8]. Ces codes font parti des codes les plus complets, cependant, cela à un coût en temps de calcul qui est très élevé. Un autre type de code utilisé sont les codes statistiques qui utilisent la plupart du temps la méthode de Monte-Carlo [9] pour calculer des valeurs numériques approchés grâce à des procédés aléatoires. Cela réduit grandement les temps de calculs au détriment de la précision. Enfin il y a les codes de simulations hybrides [10] dans lequel les ions sont traités cinétiquement alors que les électrons sont assimilés à une fluide sans masse. Mais les travaux de comparaison entre ces codes ont montré de fortes divergences dans leurs prévisions, en particulier lors de calculs faisant intervenir des configurations atomiques à couche ouverte. De plus, les comparaisons entre les prévisions des codes et les résultats expérimentaux sont souvent réalisées en ajustant « ad hoc » les paramètres

hydrodynamiques du plasma émetteur, ce qui ne permet pas d'utiliser ces résultats pour valider les prévisions des codes. Il y a donc une forte demande de la part des théoriciens pour la réalisations d'expériences dans lesquelles le plasma est caractérisé par des diagnostics indépendants de la spectroscopie X, car ce sont les seules expériences qui puissent permettre de démontrer la validité des modèles atomiques et légitimer les approximations réalisées dans les codes.

Pour réaliser cette comparaison entre théorie et expérience, il est nécessaire de déterminer le plus précisément possible les conditions hydrodynamiques du plasma. Il est important d'avoir une grande fiabilité des mesures des différents diagnostics, Pour cela il faut démultiplier leur nombre afin de pouvoir les corrélérer entre eux. Seulement, il faut aussi prendre en compte les contraintes physiques de telles expériences et il n'est parfois pas possible d'obtenir une redondance dans les mesures. On voit alors la nécessité de développer des diagnostics polyvalents permettant la mesure et/ou la vérification de plusieurs paramètres simultanément.

Il existe un outil qui est déjà très répandu qui permettrait d'apporter une redondance avec la spectroscopie : c'est l'imagerie X de la zone émissive du plasma. En effet, l'émission de rayonnement X d'un plasma dépend de sa température et donc l'étude de la taille de cette zone pour différente longueur d'onde permettrait de remonter aux conditions hydrodynamiques du plasma. Cependant pour mesurer ces variations avec précisions, il est nécessaire d'atteindre des résolutions spatiales inférieures à 5 μm . Néanmoins, aucun microscope X actuel ne permet d'atteindre à la fois les performances et la flexibilité nécessaires pour de telles expériences. On voit donc la nécessité d'un diagnostic d'imagerie X à haute résolution pouvant être utilisé dans les conditions expérimentales de l'étude de l'interaction laser-matière.

CHAPITRE 2

OBJECTIFS DE LA THÈSE

L'étude de l'émission X d'un plasma créé par interaction laser est au coeur de cette thèse. À partir de là, on peut dégager deux axes principaux : l'étude spectroscopique et l'étude de la zone d'émission de plasma créée par interaction laser-matière.

En effet, avant d'arriver à l'étude de la fusion contrôlée en laboratoire, qui demande l'utilisation de laser de puissance à très haute intensité, il y a des étapes préparatoires qui ne peuvent être sautées. L'affinage d'outils existants ou le développement de nouveaux diagnostics peuvent être réalisés sur des installations plus modestes.

Dans un premier temps, ce que l'on va faire au cours de l'étude spectroscopique est la caractérisation de la manière la plus complète possible des conditions hydrodynamiques du plasma, principalement la densité et la température. Dans un premier temps, on va reproduire ces résultats hydrodynamiques à l'aide de codes de simulations à 1 et 2 dimensions qui seront alors les entrées permettant d'alimenter les codes de cinétique atomique pour reproduire les spectres d'émission théoriques. Nous nous appliquerons à comparer ces simulations aux mesures expérimentales.

Dans la continuité d'une série d'expériences précédentes, une étude de l'émission de la couche L d'éléments de Z moyen a été réalisée. On a choisi d'effectuer la spectroscopie de l'émission de rayons X de plasmas Hors Équilibre Thermodynamique Local (HETL) d'aluminium (Al, $Z_{Al} = 13$), de bromure de potassium (KBr, $Z_K = 19$, $Z_{Br} = 35$) et de carbone (C, $Z_C = 6$). Ces expériences ont été réalisées sur les installations laser LULI2000 (LULI) pour le KBr, à une intensité comprise entre 10^{13} et $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, et ELFIE (LULI), à une intensité comprise entre 10^{15} et $6 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

L'étude de la zone d'émission d'un plasma est un outil encore très peu utilisé à son plein potentiel. Cela est en partie dû à la complexité de l'élaboration et l'utilisation de microscope X assez performant permettant d'avoir des résultats assez précis.

C'est pourquoi, dans un second temps, on va se focaliser sur le développement, la métrologie et l'utilisation d'un nouvel imageur X, monochromatique, à haute résolution utilisant des lentilles à zone de Fresnel (LZF), appelé Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI). On présentera aussi son évolution et ses améliorations possibles.

Outre le développement d'un nouveau diagnostic plasma, on s'efforcera plus particulièrement de montrer quelles sont les possibilités et les limites des LZF dans le cadre d'expériences qui pourraient avoir lieu sur le Laser MegaJoule (LMJ).

Bien que la spectroscopie et le développement d'un imageur X à haute résolution puissent sembler être deux domaines assez éloignés, ils sont pourtant essentiels l'un à l'autre. La spectroscopie est toujours demandeuse de nouvelles capacités de mesures et les diagnostics ne peuvent être développés ou améliorés sans les résultats obtenus dans ces expériences.

On finira alors en introduisant comment vont fusionner les deux axes principaux pour donner naissance à une nouvelle manière de mesurer les conditions hydrodynamiques d'un plasma dense et chaud.

Deuxième partie

Étude spectroscopique de l'émission d'un plasma Hors Équilibre Thermodynamique Local (HETL)

Acronymes	
Caméra à Balayage de Fente (ou Caméra Streak)	CBF
Équipement Laser de Forte Intensité et Énergie	ELFIE
Équilibre Thermodynamique Local	ETL
Fusion par Confinement Inertiel	FCI
Frequency Domain Interferometer	FDI
Heavyside Phase Plate	HPP
Imaging Plate	IP
Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses	LULI
Lawrence Livermore National Laboratory	LLNL
MULTIgroup radiation transport in MULTIlayer foil	MULTI
Random Phase Plate	RPP

Glossaire	
Énergie (eV)	E .
Longueur d'onde (μm)	$\lambda [\mu\text{m}] = \frac{1,2398}{E[\text{eV}]}$.
Fréquence laser (s^{-1})	ω .
Densité électronique (m^{-3})	n_e
Densité ionique (m^{-3})	n_i
Densité volumique ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	ρ
Température électronique (eV)	T_e
Température ionique (eV)	T_i
Vitesse électronique ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	$\vec{v}_e$
Vitesse ionique ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	$\vec{v}_i$
Numéro atomique	Z
Fréquence de collision (s^{-1})	ν_{ei}
Logarithme coulombien	$\ln(\Lambda)$
Constante de Boltzman ($\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$)	$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$
Permittivité du vide ($\text{A}^2 \cdot \text{s}^4 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$)	$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$
Masse d'un l'électron (kg)	$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$
Charge d'un l'électron (C)	$e = -1,6 \cdot 10^{-19}$
Vitesse thermique ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	$v_{th}^2 = 3 \frac{k_B T_e}{m_e}$
Fréquence plasma (s^{-1})	$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$
Longueur d'onde de <i>De Broglie</i> (μm)	λ_{DB}
Longueur de Debye (μm)	$\lambda_D = \frac{v_{th}}{\omega_p}$
Taille longitudinale du plasma (μm)	L_c
Taille transversale du plasma (μm)	L_t
Grandissement	G
Densité critique (cm^{-3})	$n_c = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \omega_p$

La plupart des plasmas créés en laboratoire dans des expériences relevant, par exemple, de la fusion par confinement inertiel ou de l'astrophysique de laboratoire sont des plasmas Hors-ETL. La modélisation de la cinétique atomique de ces plasmas est cruciale pour comprendre et diagnostiquer les propriétés radiatives de ces milieux. Il existe de nombreux modèles atomiques permettant le calcul de spectres d'émissions des différents éléments.

On va chercher à réaliser des expériences dans lesquelles le plasma est caractérisé par des diagnostics indépendants de la spectroscopie X, car ce sont les seules expériences qui puissent permettre de démontrer la validité des modèles atomiques et légitimer les approximations réalisées dans les codes. La spectroscopie X est couramment utilisée comme diagnostic de la mesure de la densité électronique et de la température électronique. Pour cela elle a aussi besoin de modèles fiables. L'intérêt des expériences que l'on va réaliser est donc double.

Le but de cette partie est l'analyse de spectres d'émissions X pour des éléments de Z moyen (KBr) et Z léger (Al, C). Plus particulièrement, on cherche à comparer les mesures expérimentales avec les calculs théoriques donnés par des codes de simulation numérique. On va donc présenter dans un premier temps la stratégie d'analyse que l'on a adopté, ensuite on verra les diagnostics mis en oeuvre lors des expériences pour permettre les simulations numériques. On terminera par présenter les résultats expérimentaux, leur analyse et leur interprétation.

CHAPITRE 3

GÉNÉRALITÉS THÉORIQUES

Nous allons développer dans cette partie les généralités théoriques nécessaires à la compréhension et l'analyse des parties suivantes.

Lorsqu'une l'impulsion laser est focalisée sur une cible solide avec une intensité laser assez élevée ($I_{laser} > 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$), il va se créer un plasma qui va être la source d'émission de rayons X qui sont l'objet de nos études. Nous allons présenter les bases théoriques permettant une meilleure compréhension de cette thèse.

Dans un premier temps, nous allons rappeler la théorie de la structure atomique ainsi que la nomenclature associée à cette dernière. Cela nous permettra d'introduire les modèles d'équilibre statistique du plasma. Nous terminerons par présenter la spectroscopie de plasma de couche K et L.

Cette partie sert de rappel de ces notions théoriques déjà bien connues.

3.1 Configuration électronique

Dans cette partie, nous allons brièvement rappeler quelques éléments basiliars de la mécanique quantique et illustrer les différentes notations utilisées en spectroscopie parfois un peu "obscur" pour les non-spécialistes.

Le modèle atomique de Bohr suppose que les électrons ne peuvent se "trouver" que sur certaines orbites autour du noyau. Cela implique que seules certaines énergies sont accessibles. On indique n le nombre quantique principal ($n \in \mathbb{N}^*$) qui désigne les états d'énergie accessibles aux électrons. Il caractérise une **couche électronique**. On utilise souvent des lettres pour nommer les couches, ainsi pour la couche $n = 1$ on utilise la lettre K, pour la couche $n = 2$, la lettre L et ainsi de suite (tableau 3.1).

La probabilité de trouver un électron sur une couche dépend de la fonction d'onde de celui-ci. Les fonctions d'onde sont appelées orbitales atomiques, elles décrivent la région de l'espace où il y a une grande probabilité de trouver un électron. Chaque couche possède n^2 orbitales et possède donc au maximum $2n^2$ électrons. Dans ce cas, on parle de **couche**

fermée. Autrement on parle de **couche ouverte**. Chaque couche possède n sous-couches désignées par le nombre quantique azimutal l ($l \in \llbracket 0, n-1 \rrbracket$). Au maximum, il y a $2(l+1)$ électrons dans une sous-couche. On utilise aussi les lettres s, p, d, f ¹ pour les nommer ; on présente la correspondance dans le tableau 3.2. Le critère de discrimination est la vitesse à laquelle l'électron tourne autour du noyau. Pour décrire les orbitales dans les sous-couches, on utilise le nombre quantique magnétique m ($m \in \llbracket -l, +l \rrbracket$).

Le remplissage des sous-couches par des électrons est soumis à trois règles : celle de Klechkowski, de Hund et le principe d'exclusion de Pauli.

n	1	2	3	...
	K	L	M	...

TABLE 3.1 – Correspondance entre les deux nomenclatures du nombre quantique principal.

l	0	1	2	3	...
	s	p	d	f	...

TABLE 3.2 – Correspondance entre les deux nomenclatures du nombre quantique azimutal.

Pour décrire la configuration électronique (C) d'un atome ou d'un ion avec N électrons, on utilise le nombre quantique principal de la couche ($n = 1, 2 \dots$) et le nombre quantique azimutal pour la sous-couche ($l = s, p, \dots$) en indiquant en exposant le nombre d'électrons e_i pour chaque couple (n_i, l_i) . On peut résumer cette nomenclature par :

$$C = (n_1 l_1)^{e_1} (n_2 l_2)^{e_2} (n_3 l_3)^{e_3} \dots \quad (3.1)$$

avec $\sum_i e_i = N$. On appelle alors **état fondamental** d'un atome ou d'un ion la configuration électronique dans laquelle les électrons occupent les orbitales d'énergies les plus basses. Dans le cas contraire, la configuration est dite **excitée**. Par exemple la configuration électronique d'un atome d'hélium (He) est $1s^2$ et celle d'un atome de carbone (C) est $1s^2 2s^2 2p^2$ souvent abrégée en $[He]2s^2 2p^2$.

Enfin, on définit la **limite d'ionisation** comme l'énergie limite au-delà de laquelle on considère qu'un électron a été arraché à une distance infinie de l'atome [11] et se trouve donc dans le continuum.

Pour désigner les ions, on a choisi d'utiliser une terminologie fréquente dans le domaine de la spectroscopie moderne. Pour un ion possédant m électrons ($m = 1, 2, 3 \dots$), nous utiliserons le nom de l'élément périodique avec le même nombre d'électrons et nous lui rajouterons le suffixe "-oïde". Par exemple, un ion avec $m = 1$ électron sera appelé

1. Cette notation provient des termes anglais : **sharp** (s), **principal** (p), **diffuse** (d) et **fundamental** (f).

ion hydrogéoïde, un ion avec $m = 2$ électrons sera appelé *ion héliumoïde* et ainsi de suite.

Cette terminologie n'est pas la seule à être utilisée. Une autre désignation courante est d'utiliser les chiffres romains après le nom de l'élément pour désigner son ionisation en commençant par le "I" pour l'atome neutre. Ainsi pour un élément X de numéro atomique Z , X II correspondra à l'ion X^{Z-1} , X III correspondra à l'ion X^{Z-2} et ainsi de suite.

On a résumé la correspondance entre les différentes notations dans le tableau 3.3 en prenant l'aluminium comme exemple.

Al	Al^{+1}	X^{+2}	X^{+3}	...	X^{+11}	X^{+12}
Al	Magnésiumoïde	Soduimoïde	Néonoïde	...	Heliumoïde	Hydrogéoïde
Al I	Al II	Al III	Al IV	...	Al XII	Al XIII

TABLE 3.3 – Correspondance entre les différentes nomenclatures pour l'Al.

3.2 Les modèles d'équilibre statistique

Il s'agit ici de connaître la distribution des électrons liés sur l'ensemble des niveaux atomiques possibles $N_i^{(z)}$ avec z l'espèce ionique et i un niveau particulier. Pour cela on doit élaborer un modèle atomique du plasma. Selon les systèmes que l'on considère ces modèles peuvent être plus ou moins complexes.

Plusieurs processus microscopiques contribuent au peuplement et au dépeuplement de la population d'électrons suivant les niveaux fondamentaux et excités des différents états de charge. En effet les électrons, ions et photons constituant le plasma interagissent à travers leur champ électromagnétique par des transferts d'énergie d'une particule à l'autre. Les interactions qui vont nous intéresser sont celles faisant interagir un ion avec un électron ou un photon car elles ont pour conséquence de modifier soit l'état d'ionisation ou l'état d'excitation de cet ion.

Lorsqu'il n'y a pas de champ radiatif ambiant, il y a 8 processus radiatifs prépondérants [12] :

- la désexcitation radiative (émission spontanée),
- l'excitation collisionnelle et la désexcitation collisionnelle,
- l'ionisation collisionnelle et la recombinaison à 3 corps,
- la recombinaison radiative,

— l'autoionisation et la capture diélectronique.

Si le champ radiatif ambiant n'est plus négligeable, on doit ajouter les 4 processus suivants :

— la photoexcitation et l'émission induite,

— la photoionisation et la recombinaison stimulée.

Pour déterminer complètement le peuplement des électrons il faut en général résoudre le système d'équation bilan :

$$\frac{dN_i^{(z)}}{dt} = \sum_z \sum_j N_j^{(z)} T_{(z,j) \rightarrow (z,i)} - \sum_z \sum_j N_i^{(z)} T_{(z,i) \rightarrow (z,j)} \quad (3.2)$$

avec $T_{(z,j) \rightarrow (z,i)}$ et $T_{(z,i) \rightarrow (z,j)}$ respectivement les taux de peuplement et de dépeuplement du niveau i dans l'ion z . On parle d'**équilibre collisionnel-radiatif** lorsque l'on doit résoudre ce système d'équation. Son calcul est souvent très coûteux en termes de temps de calcul surtout dans le cas d'ions présentant un grand nombre de niveaux accessibles ou lorsque le couplage avec le rayonnement est important. Nous sommes donc amenés à adopter des modèles plus simples mais valables seulement sous certaines conditions : **l'Équilibre Thermodynamique Local** (ETL) et **l'Équilibre Coronal** (EC).

L'équilibre Thermodynamique Local

Un plasma est en équilibre thermodynamique (ET) si et seulement si on a l'équilibre des électrons entre eux, l'équilibre des ions entre eux et l'équilibre entre les électrons et les ions. Cela correspond à la description d'un système fermé émettant un rayonnement de corps noir. Cet équilibre est rarement atteint, cependant, il est possible de diviser le plasma en plusieurs régions pour lesquelles l'ET est réalisé. C'est ce qu'on appelle l'équilibre thermodynamique local.

Dans ce modèle les processus collisionnels sont supposés assez nombreux pour assurer une thermalisation complète du système sans que les processus radiatifs puissent jouer un rôle important. Pour cela il est nécessaire d'avoir une densité électronique (N_e) assez élevée. La distribution des populations obéit alors à la statistique de Saha-Boltzmann.

La loi de Saha donne l'équation suivante :

$$\frac{N_1^{(z+1)} N_e}{N_1^{(z)}} = \frac{2(2\pi m_e k_B T_e)^{3/2}}{h^3} \frac{g_1^{(z+1)}}{g_1^{(z)}} e^{-\chi^{(z)}/k_B T_e} \quad (3.3)$$

avec $N_1^{(z)}$, $\chi^{(z)}$ et $g_1^{(z)}$ respectivement la population, le potentiel d'ionisation et le poids statistique du niveau fondamental de l'ion de charge z . On a entre deux niveaux discrets d'un ion la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_j^{(z)}}{N_i^{(z)}} = \frac{g_j^{(z)}}{g_i^{(z)}} e^{\Delta E/k_B T_e} \quad (3.4)$$

avec ΔE la différence d'énergie entre les niveaux i et j . On voit alors qu'on a besoin uniquement de connaître les énergies des niveaux et les poids statistiques correspondants pour calculer les populations. Cela simplifie grandement leur calcul.

La référence [13] donne un critère pour la densité électronique afin que l'ETL soit satisfait entre deux niveaux i et j :

$$N_e[cm^{-3}] \geq 1,8 \cdot 10^{14} T_e^{1/2}[eV^{1/2}] (\Delta E_{ij}[eV])^3 \quad (3.5)$$

On a par exemple pour la transition entre les niveaux 2 (1729 eV) et 3 (2048 eV) de l'ion hydrogénoïde de l'Al pour une température de 500 eV la condition suivante :

$$N_e \geq 1,3 \cdot 10^{23} cm^{-3} \quad (3.6)$$

Il est donc toujours possible de trouver deux niveaux suffisamment proches en énergie pour qu'ils soient à l'ETL.

L'équilibre Coronal

À l'inverse de l'ETL, l'**Équilibre Coronal** (EC) est atteint si l'on a une densité faible ($\approx 10^{10} cm^{-3}$), le processus de recombinaison collisionnelle devient négligeable devant la recombinaison radiative. On a une faible population des niveaux excités et celle des niveaux fondamentaux est régie par l'ionisation collisionnelle et la recombinaison radiative et, pour les éléments de Z élevés, la recombinaison diélectrique. Le calcul des $N_1^{(z)}$ est alors le suivant :

$$\frac{dN_1^{(z)}}{dt} = N_e N_1^{(z+1)} R_{z+1,z} - N_e N_1^{(z)} S_{z,z+1} + N_e N_1^{(z-1)} S_{z-1,z} \quad (3.7)$$

Avec $R_{z+1,z}$ le taux de recombinaison radiative, et $S_{z,z+1}$ le taux d'ionisation collisionnelle.

La condition courante pour que l'EC soit vérifié est que la désexcitation collisionnelle soit dominée par la désexcitation radiative. Cela se traduit par la condition suivante si l'on considère un niveau i :

$$\sum_{j<i} A_{ij} \geq N_e \sum_{j<i} C_{ij} \quad (3.8)$$

avec A_{ij} le taux de désexcitation radiative et C_{ij} le taux d'excitation collisionnelle.

Dans le cas, par exemple, des ions hydrogénoïdes, avec un noyau de charge Z , cette condition devient pour la densité :

$$N_e \leq 5,9 \cdot 10^{10} Z^6 \sqrt{T_e} e^{\frac{0,1Z^2}{T_e}} \quad (3.9)$$

Cette condition pour l'ion hydrogénoïde de l'Al à une température de 500 eV est alors :

$$N_e \leq 6,6 \cdot 10^{18} cm^{-3} \quad (3.10)$$

Hors-Equilibre Thermodynamique Local

En dehors de l'ETL et de l'EC, un plasma considéré sera alors dit **Hors Équilibre Thermodynamique Local** (HETL) et l'équation à considérer sera alors l'équation 3.2.

3.3 L'émission de rayonnement

Il y a trois cas de figures possible à l'origine de l'émission d'un photon.

Tout d'abord lorsqu'un atome ou un ion se trouve dans un état excité i et qu'il se désexcite vers un état d'énergie inférieure j , un photon d'énergie $h\nu_{ij} = E_i - E_j$ est émis. Les électrons ne peuvent se trouver que sur des niveaux discrets d'énergie, on aura donc une émission discrète de **raies spectrales**. Ensuite, il peut aussi arriver qu'un électron libre (appartenant au continuum) se désexcite vers un niveau discret, on parle alors de **recombinaison radiative**. Enfin, un électron du continuum peut effectuer une transition vers un autre état du continuum de moindre énergie, on parle de rayonnement de "freinage", plus communément appelé **Bremsstrahlung**.

Au final, le rayonnement que l'on mesure d'un plasma est la somme de tous ces processus que nous allons détailler.

3.3.1 L'émission spontanée - transition lié-lié

L'émission spontanée, appelée aussi transition lié-lié, se produit lorsqu'un électron passe d'un niveau discret i d'un ion à un autre niveau discret j . On aura donc une émission pour chacune de ces transitions. L'intensité I_{ij}^z pour une transition pour un ion z sera :

$$I_{ij}^z = A_{ij}^{(z)} N_i^{(z)} E_{ij} \Phi(h\nu) \quad (3.11)$$

avec $A_{ij}^{(z)}$ le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée de la transition $i \rightarrow j$, $\Phi(h\nu)$ le profil spectral associée à la raie (prenant en compte les processus d'élargissement de raie), $N_i^{(z)}$ la distribution des électrons.

On distingue trois effets principaux contribuant à l'élargissement d'une raie spectrale [13, 14]

- tout d'abord il y a la largeur naturelle de la raie : c'est un élargissement homogène lié à la durée de vie des états excités. En général cet élargissement est négligeable comparé aux autres effets.
- Ensuite on trouve *l'effet Doppler* : lorsqu'un ion émetteur se déplace par rapport à l'observateur, la fréquence de son rayonnement sera décalée par l'effet Doppler. Cet effet est très sensible à la température ionique T_i . Pour une densité faible, ce phénomène est dominant.
- Enfin, il y a *l'effet Stark* résultant des micro-champs électriques existant dans le plasma générés par les mouvement des ions et des électrons voisins de l'ion émetteur. Cela a comme effet la levée des dégénérescences. Cet effet est très sensible à la densité électronique N_e .

3.3.2 La recombinaison radiative - transition libre-lié

La recombinaison radiative correspond à la capture d'un électron libre par un ion de charge $z + 1$ (figure 3.1). On appelle $\chi_n^{(z)}$ le potentiel d'ionisation de l'électron sur le niveau n qui correspond à la différence d'énergie entre niveau lié n et la limite d'ionisation et ϵ la différence d'énergie entre l'énergie libre du niveau de l'électron libre et la limite d'ionisation. Le photon émis par cette transition aura une énergie $h\nu = \epsilon + \chi_n^{(z)}$.

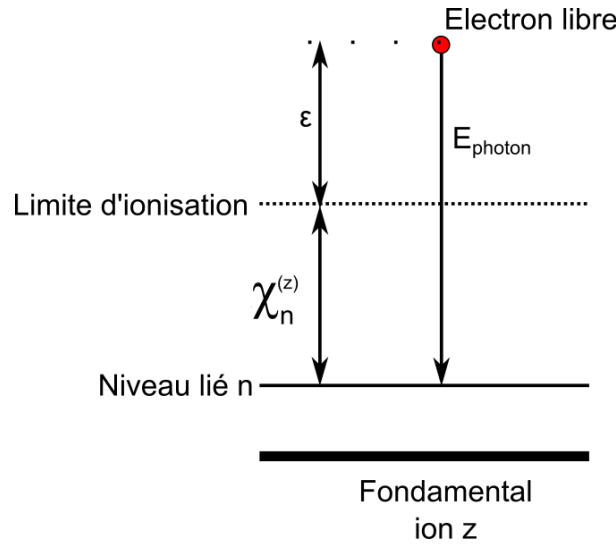


FIGURE 3.1 – Mécanisme de la recombinaison radiative.

Ainsi seuls des photons d'énergie supérieure à $\chi_n^{(z)}$ peuvent être émis pour ce processus. On a donc une discontinuité (ou bord de recombinaison) du spectre d'émission pour des énergies égales à chacune des valeurs de $\chi_n^{(z)}$ comme on peut le voir sur la figure 3.2.

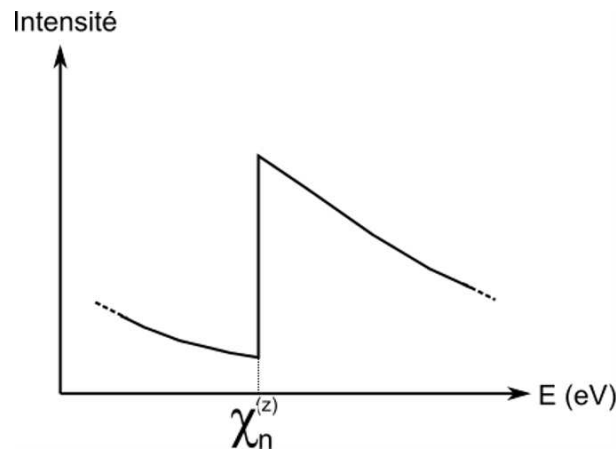


FIGURE 3.2 – Représentation d'un bord de recombinaison sur un spectre d'émission quelconque.

Le coefficient d'émission de cette transition $j_{libre-li}(\nu)$ s'écrit sous la forme :

$$j_{libre-li}(\nu) \propto \frac{(h\nu)^3}{(k_B T_e)^{3/2}} N_1^{(z+1)} N_e \sigma_n(\nu) e^{\frac{\chi_n^{(z)} - h\nu}{k_B T_e}} \quad (3.12)$$

avec $\sigma_n(\nu)$ la section efficace de photoionisation.

3.3.3 Le rayonnement de Bremsstrahlung - transition libre-libre

Lorsqu'un électron libre passe dans le champ d'un ion, il réalise une transition d'une trajectoire où son énergie est $\frac{1}{2}m_e v_1^2$ vers une autre trajectoire où son énergie est $\frac{1}{2}m_e v_2^2$. Si $v_2 < v_1$, il est ralenti et un photon a alors été émis : c'est le rayonnement de freinage. On obtient alors un spectre continu dont l'émissivité ($j_{li-li}(\nu)$) est proportionnelle à :

$$j_{li-li}(\nu) = Z^2 n_e T_e^{1/2} N^{(z)} e^{-\frac{h\nu}{k_B T_e}} \quad (3.13)$$

3.4 Spectroscopie de plasma

L'émission X possède une forme caractéristique qui dépend de l'élément considéré. On parle de spectroscopie de couche K lorsque la couche d'arrivée de la transition radiative est $n = 1$, spectroscopie de couche L pour $n = 2$, spectroscopie de couche M lorsque $n = 3$ etc...

3.4.1 Spectroscopie de couche K

La spectroscopie de couche K correspond à l'étude du domaine spectral où l'on trouve les transitions d'un niveau excité vers le niveau $n = 1$ (1s). Dans le cas de l'Al par exemple, aux températures électroniques rencontrées dans cette thèse, on aura principalement le rayonnement des ions hydrogénoïdes (Al^{12+}) et héliumoïdes (Al^{11+}).

Il existe différents types de raies pour un ion donné :

- les raies de résonance
- les raies satellites

Les raies de résonance correspondent aux transitions dipolaires électriques pour lequel le niveau de moindre énergie correspond au niveau fondamental de l'ion z , en général ces raies sont les plus intenses. Les raies satellites, souvent moins intenses, correspondent à des transitions dont le niveau supérieur est un état excité dans l'ion de charge $z - 1$. On présente sur la figure 3.3 un exemple de raie de résonance de l'ion hydrogénoïde ($2p \rightarrow 1s$) et d'une raie satellite proche de l'ion héliumoïde ($2p^Z \rightarrow 1s2p$).

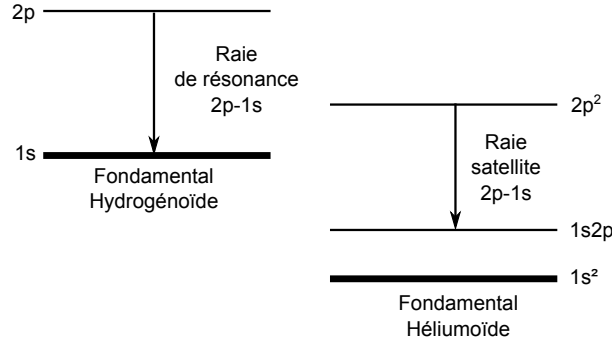


FIGURE 3.3 – Schéma des niveaux d'énergies pour la raie de résonance d'un ion hydrogénoïde $2p \rightarrow 1s$ et pour une raie satellite correspondante de l'ion héliumoïde.

La série de résonance provenant des ions hydrogénoïdes (appelée série de Lyman) est notée Ly_x ; le x permet de désigner le niveau d'énergie initial de la transition et est représenté, pour les premiers niveaux, par des lettres grecques. Ainsi pour $x = 2$ on aura la lettre α , $x = 3$ la lettre β etc... On résume la correspondance des lettres grecques pour les 4 premières transitions dans le tableau 3.4. De même pour les ions héliumoïdes, on utilisera la notation He_x .

Ion	Transition	Appellation
Hydrogénoïde	$2p \rightarrow 1s$	Ly_α
	$3p \rightarrow 1s$	Ly_β
	$4p \rightarrow 1s$	Ly_γ
	$5p \rightarrow 1s$	Ly_δ
Héliumoïde	$1s2p \rightarrow 1s$	He_α
	$1s3p \rightarrow 1s^2$	He_β
	$1s4p \rightarrow 1s^2$	He_γ
	$1s5p \rightarrow 1s^2$	He_δ

TABLE 3.4 – Appellation des différentes raies de résonance.

Pour chaque série Ly_x et He_x , on peut identifier des raies satellites :

- les raies héliumoïdes satellites des raies de résonance hydrogénoïdes : $n_1 l_1 n_2 l_2 \rightarrow 1s n_2 l_2$,
- les raies lithiumoïdes satellites des raies de résonance héliumoïdes : $1s n_1 l_1 n_2 l_2 \rightarrow 1s^2 n_3 l_3$.

Pour plus de clarté, on présente ici quelques raies de résonance et quelques-uns de leurs satellites sur la figure 3.4 et sur la figure 3.5 un exemple de spectre expérimental classique d'aluminium obtenu sur l'installation LULI2000 avec une intensité laser de $3,29 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ montrant la raie de résonance Ly_α et ses satellites.

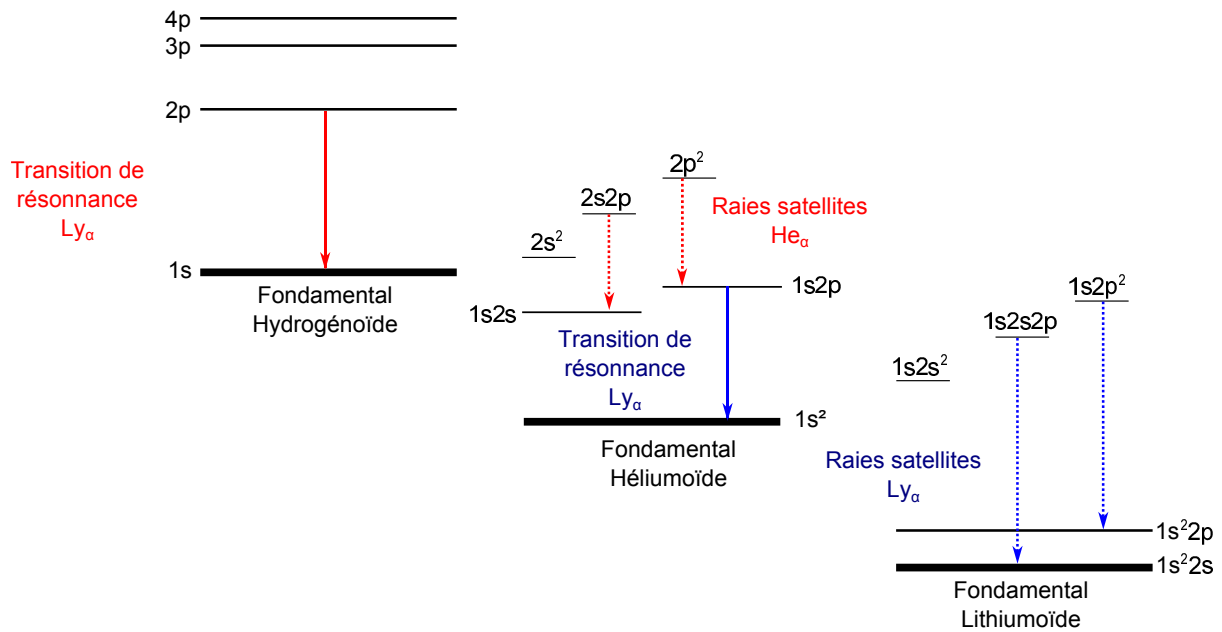


FIGURE 3.4 – Représentation de quelques raies de résonance hydrogénéoïdes et héliumoïdes avec quelques-uns de leurs satellites.

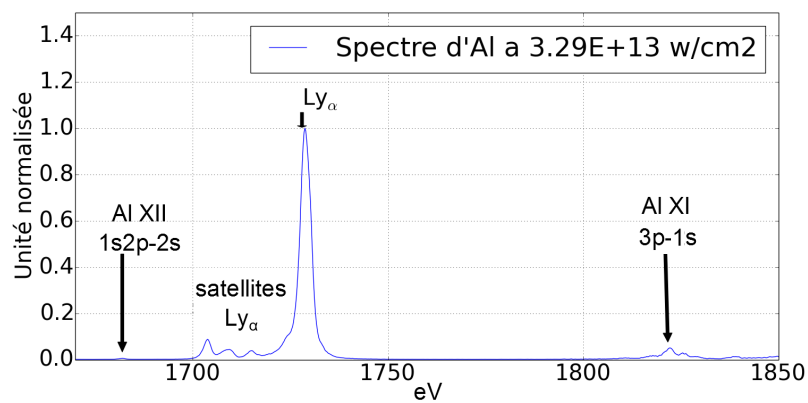


FIGURE 3.5 – Spectre d'aluminium obtenu sur l'installation LULI2000.

3.4.2 Spectroscopie de couche L

La spectroscopie de couche L correspond à l'étude du domaine spectral où l'on trouve les transitions d'un niveau excité vers le niveau $n = 2$ (2p). Cette spectroscopie correspond la plupart du temps, dans le cas des plasmas chauds, à des ions possédant une dizaine d'électrons liés pour des éléments de Z moyens ($Z \in \llbracket 25, 50 \rrbracket$). On aura ici une majorité de raies de résonance néonoïdes, les raies de résonance des ions voisins (fluoroïdes, oxygénoïdes etc...) étant moins abondantes, donc d'une intensité plus faible car leur couche fondamentale est ouverte.

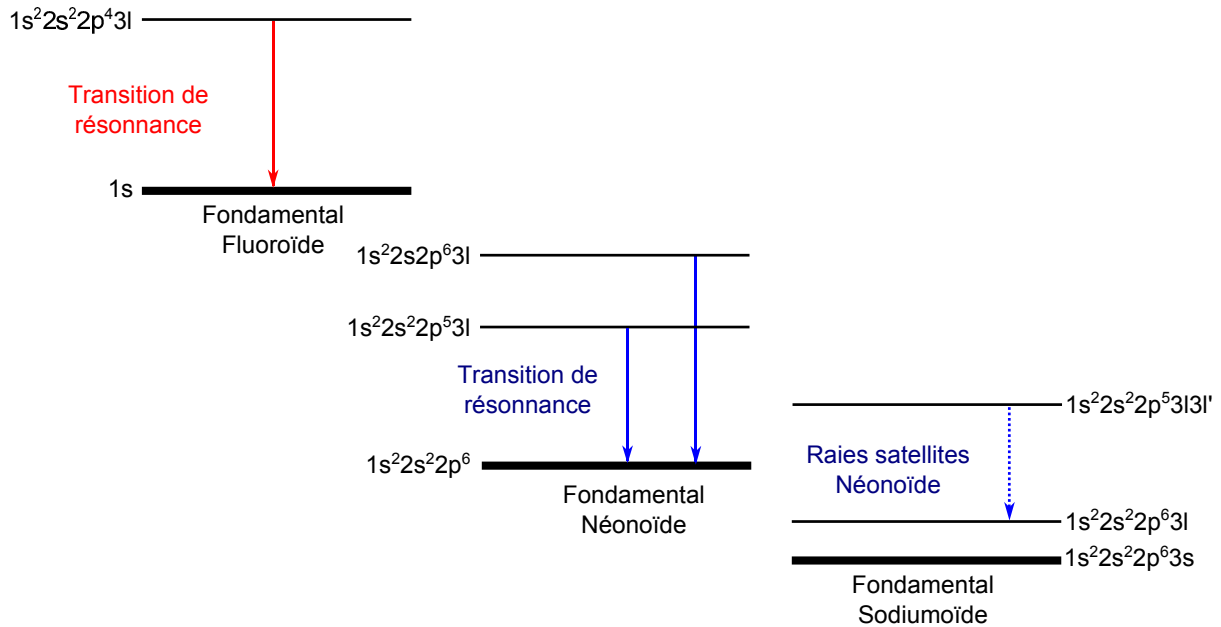


FIGURE 3.6 – Représentation de quelques raies de résonance fluoroïdes et néonoïde avec un satellite néonoïde provenant d'un ion sodiumoïde. Les lettres l et l' désignent des sous-couches .

L'une des raisons pour laquelle la spectroscopie de couche L est plus difficile à étudier que la spectroscopie de couche K provient de la superposition des raies de résonance avec les satellites sodiumoïdes. On présente sur la figure 3.6 quelques raies de résonance néonoïdes et fluoroïdes et une raie satellite néonoïde.

L'autre difficulté vient du fait qu'il y a beaucoup de niveaux; on ne peut donc pas décrire la couche L avec une représentation détaillée. Cependant, il n'y en a pas assez non plus pour réaliser une statistique sur ceux-ci. C'est pour cela qu'on utilise dans le cas de la spectroscopie de couche L des codes hybrides dans lesquels on définit une frontière entre le domaine où l'on utilisera une description détaillée des niveaux et celui où l'on utilisera une description statistique.

Dans ce qui suit on va décrire la stratégie d'analyse que l'on a choisie. Lors des expériences, on a mesuré divers paramètres hydrodynamiques tels que la température électronique ou encore la densité électronique. À partir de là, on va réaliser des simulations hydrodynamiques qui permettra de reproduire le plus fidèlement possible ces résultats. Comme on le verra par la suite, la géométrie du positionnement des différents diagnostics n'est pas à négliger. En effet, tous les diagnostics que l'on va utiliser lors de notre expérience ne seront pas amenés à regarder la même région de plasma. On devra donc prendre cela en compte lors de l'analyse des résultats. Les paramètres hydrodynamiques calculés pourront être utilisés par des codes de cinétique atomique ce qui permettra d'obtenir des spectres d'émissions X théoriques. Ces derniers seront alors comparés aux spectres expérimentaux.

Cette stratégie est résumée sur la figure 4.1.

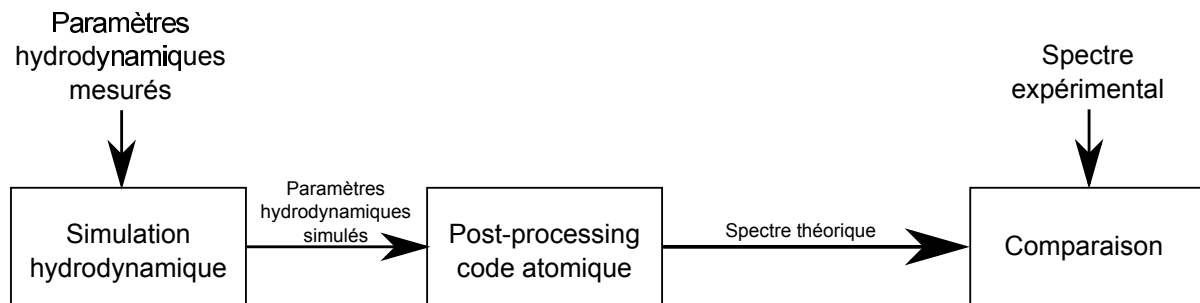


FIGURE 4.1 – Présentation de la stratégie d'analyse utilisée lors notre étude spectroscopique.

4.1 Détermination des conditions hydrodynamiques

Les conditions hydrodynamiques sont calculées grâce à ce qu'on appelle des codes de simulation hydrodynamique. Plus particulièrement dans notre cas, on a utilisé des codes d'hydrodynamique-radiative lagrangien. Ces codes ne décrivent pas le plasma comme un ensemble de particules ponctuelles mais plutôt comme deux fluides. Le milieu considéré est alors décrit comme la décomposition en deux espèces, ions et électrons, soumises aux équations de la mécanique des fluides.

Les plasmas créés en laboratoires ne sont pas homogènes dans toutes les directions, pour les reproduire correctement, il faudrait donc une simulation tri-dimensionnelle permettant de calculer les paramètres hydrodynamiques dans tous les points de l'espace à chaque pas de temps. Cependant cela est très coûteux en temps de calcul, c'est pourquoi on leur préfère la plupart du temps des simulations mono-dimensionnelles (1D) ou bi-dimensionnelles (2D). Dans le cas des simulations 1D, on considère qu'il n'y a de gradients des paramètres que dans la direction d'expansion du plasma. Pour les simulations 2D, on considère en plus les gradients transversaux.

En sortie de ces codes, on récupère l'évolution temporelle et spatiale, à 1D ou 2D selon le cas, des principaux paramètres hydrodynamiques comme la densité (ρ), les températures électroniques (T_e) et ioniques (T_i)... Ces données pourront alors alimenter des codes de cinétique atomique pour le calcul du spectre d'émission X des éléments.

4.1.1 Description lagrangienne

La géométrie adoptée dans les codes est souvent plane. Ainsi, on peut découper la matière en groupes de cellules juxtaposées les unes aux autres. Chacun de ces groupes est indexé par un indice i . Dans chaque cellule, on définit un maillage spatial. On définit, dans notre cas, un découpage de la matière en $n(i)$ cellules en suivant une progression géométrique de raison $r(i)$ de telle manière que :

$$r(i) = 1 + \frac{e_d(i) - e_g(i)}{L(i) - e_d(i)} \quad (4.1)$$

avec $e_d(i)$ (respectivement $e_g(i)$) l'épaisseur de la cellule située à l'extrémité droite (respectivement gauche) du groupe de cellule i et $L(i)$ sa longueur.

On peut donc définir le nombre de cellules par :

$$n(i) \approx 1 + \frac{\log\left(\frac{e_d(i)}{e_g(i)}\right)}{\log(r(i))} \quad (4.2)$$

On obtient alors un découpage similaire à celui visible sur la figure 4.2. On a représenté ici les groupes $i-1, i$ et $i+1$ à l'instant $t=0$, c'est-à-dire qu'ils représentent la condition initiale de la cible. Il est indispensable, pour qu'il n'y ait pas de discontinuité, d'avoir

l'égalité de la masse, m , des cellules situées aux raccordement soit : $m(e_d(i-1)) \approx m(e_g(i))$ et $m(e_g(i)) \approx m(e_d(i+1))$.

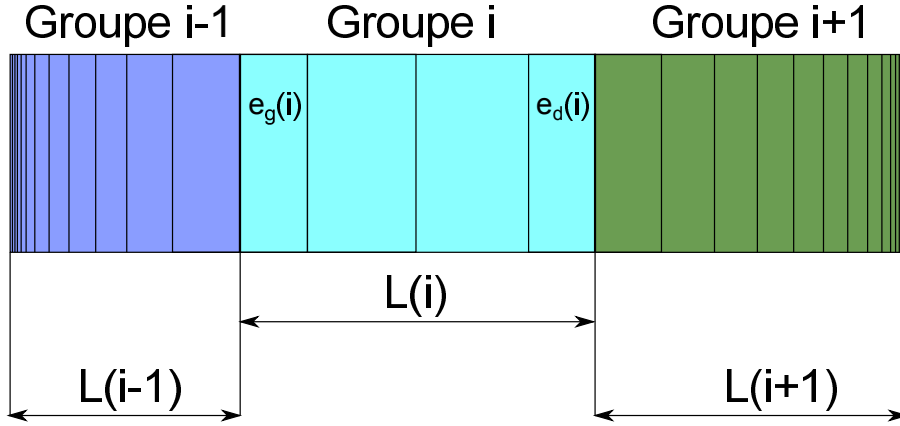


FIGURE 4.2 – Représentation de la description lagrangienne de la matière.

Une cellule lagrangienne se déplace avec la matière. Cela permet d'assurer la conservation de la masse de chaque cellule. Les autres grandeurs doivent être recalculées à chaque pas de temps. Cette approche permet de simplifier la partie convective du mouvement puisqu'on évite l'échange de matière entre les cellules au niveau de leur interface.

4.1.2 Modèle fluide à une dimension

On a assimilé le plasma à un fluide en mouvement. Ce fluide est décrit par un ensemble de variables reliées entre elles par une équation d'état. On peut alors identifier six variables macroscopiques :

- les densités électronique (n_e) et ionique (n_i),
- les vitesses fluides électronique ($\vec{v}_e$) et ionique ($\vec{v}_i$),
- les températures électronique (T_e) et ionique (T_i).

Même si les paramètres électronique et ionique sont séparés, le plasma est quand même supposé quasi-neutre à l'échelle hydrodynamique ce qui implique $n_e \approx Zn_i$. Cela permet de réduire le nombre de variables à 4 ou 5, selon le nombre de dimensions.

On va expliciter ici le cas le plus simple d'une géométrie monodimensionnelle. La quasi-neutralité entraîne alors l'égalité des vitesses : $\vec{v}_e = \vec{v}_i = \vec{v}$.

On dispose alors de 4 équations de conservation qui vont régir l'évolution hydrodynamique de notre plasma [15].

On a tout d'abord l'équation de **conservation du nombre de particules**. Le plasma étant supposé quasi-neutre, on a besoin que d'une seule équation afin de décrire l'évolution

de la densité (électronique ou ionique) :

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_p \vec{v}_p) = 0 \quad (4.3)$$

avec $p = e$ ou i selon qu'on considère la densité électronique ou ionique.

Ensuite, il y a l'équation de **conservation du mouvement** pour les électrons et les ions. On sait que $m_e \ll m_i$, on peut donc négliger l'inertie des électrons dans cette équation. De plus, comme on a supposé une géométrie 1D, on a d'une part une densité de courant nul et d'autre part la disparition de la force de Laplace :

$$n_i m_i \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (P_e + P_i) \quad (4.4)$$

avec P_e et P_i les pressions électronique et ioniques respectivement.

Enfin, on a les équations de **conservation de l'énergie interne** pour chaque espèce :

$$\frac{3}{2} n_e k_B \frac{\partial T_e}{\partial t} = -P_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e - w_{ei} + w_{abs \ laser} \quad (4.5)$$

$$\frac{3}{2} n_i k_B \frac{\partial T_i}{\partial t} = -P_i \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_i - w_{ei} \quad (4.6)$$

ou q_i et q_e sont les flux de chaleur respectivement électronique et ionique, $w_{abs \ laser}$ la puissance par unité de volume cédée aux électrons provenant de l'absorption laser, w_{ei} les échanges d'énergies entre les électrons et les ions. En introduisant la fréquence de collisions électrons-ions (ν_{ei}), on peut définir l'expression : $w_{ei} = \frac{3}{2} \nu_{ei} n_e k_B (T_e - T_i)$.

4.1.3 Simulations à 1 dimension avec MULTI

MULTI [16, 17] (pour MULTIgroup radiation transport in MULTIlayer foil) est un code d'hydrodynamique-radiative lagrangien utilisé dans une version monodimensionnelle (1D). Il résout les équations hydrodynamique 1D couplées au transfert radiatif.

Le code décrit le plasma comme un fluide composé de superpositions de couches 1D. Chaque couche (qui est représenté par un groupe de cellules) correspond à un élément défini par sa densité, sa température initiale et ses tables d'équations d'état, d'ionisation, d'émissivité et d'opacité. Les équations d'état sont très importantes car elles vont permettre de fermer le système d'équations défini dans la partie 4.1.2 en introduisant une relation entre $P_p = f(n_p, T_p)$ avec $p = e$ ou i . Les tables que l'on a utilisées dans cette thèse font parties de la librairie SESAME¹ [18] élaborée au Laboratoire National de Los Alamos (*Los Alamos National Laboratory*, LLNL, USA), pour l'Al et le C et de la librairie QEOS [19], pour le KBr. Ces deux librairies permettent la description du

1. <http://www.lanl.gov/org/padste/adts/theoretical/physics-chemistry-materials/sesame-database.php>

plasma comme un fluide à deux températures (électronique et ionique).

Dans un plasma, les transferts d'énergie entre les particules sont réalisés grâce aux collisions. Pour un plasma faiblement corrélé où les collisions sont peu fréquentes, il a été démontré [20] que la fréquence de collisions (ν_{ei}) d'une population maxwellienne d'électrons sur des ions fortement chargés, considérés comme immobiles à cause de leur masse élevée, peut s'écrire :

$$\nu_{ei} = \frac{Z^{*2} e^4 n_i \ln(\Lambda)}{3 \epsilon_0^2 m_e^{1/2} (2\pi k_B T_e)^{3/2}} \quad (4.7)$$

avec Z^* le degré d'ionisation, n_i la densité des ions, T_e la température électronique et $\ln(\Lambda)$ le logarithme coulombien.

Le logarithme coulombien permet de prendre en compte les paramètres d'impacts adaptés à la collision coulombienne. Il est défini par :

$$\ln(\Lambda) = \ln \left(\sqrt{1 + \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)^2} \right) \approx \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (4.8)$$

avec b_{max} et b_{min} les paramètres d'impact respectivement maximal et minimal des collisions d'électron-ion dans le potentiel coulombien.

Le code permet de modéliser les collisions de deux manières différentes. Le premier modèle est un modèle *Spitzer-like*. Ce modèle est une interpolation entre le régime de Spitzer et un régime de matière dense et tiède décrit par un modèle de Drude-Sommerfeld détaillé dans la référence [17]. Dans le modèle de Spitzer [21], on considère un gaz complètement ionisé, non-dégénéré où l'énergie moyenne de l'électron incident est $E = \frac{3}{2} k_B T_e$. Pour un potentiel coulombien, on peut définir b_{min} comme la distance d'approche minimale classique (r_e) ou comme la longueur d'onde de *De Broglie* (λ_{DB}) prenant en compte la dualité onde-corpuscule non-négligeable à haute énergie :

$$b_{min} = \max(r_e, \lambda_{DB}) \quad (4.9)$$

$$r_e = \frac{Z^* e^2}{4\pi \epsilon_0 E} \quad (4.10)$$

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \quad (4.11)$$

Pour des longues distances, le potentiel coulombien d'un ion dans un plasma est écranté par l'ensemble des électrons et des ions. Ainsi, au-delà de la longueur d'écrantage de Debye (λ_D), l'électron n'est plus sous l'influence de ce potentiel. On a alors :

$$\left(\frac{1}{\lambda_D} \right)^2 = \frac{n_e e^2}{k_B T_e \epsilon_0} + \frac{n_i e^2}{k_B T_i \epsilon_0}, \quad (4.12)$$

$$b_{max} = \lambda_D. \quad (4.13)$$

On réécrit l'expression de $\ln(\Lambda)$:

$$\ln(\Lambda) = \ln \left(\frac{\lambda_D}{b_{min}} \right). \quad (4.14)$$

Lorsque n_e est grand, il est possible qu'on ait l'inégalité $b_{max} < b_{min}$. Pour éviter cela, on impose $\ln(\Lambda) \geq 1$. Ce modèle n'est plus valable pour des températures faibles ou des densités élevées car des effets de corrélations ou de dégénérescence peuvent apparaître.

L'autre modèle est le modèle de *Lee & More* [22]. Il tient partiellement compte des effets de dégénérescence, d'écrantage ou de forte corrélation dans la formule du logarithme coulombien. La distance b_{max} est déterminée de la même manière que pour le modèle de Spitzer avec comme différence la prise en compte de l'effet d'écrantage commun des électrons et des ions qui se retrouvera par la température de Fermi (T_F) :

$$\left(\frac{1}{\lambda_D}\right)^2 = \frac{n_e e^2}{k_B \sqrt{T_e^2 + T_F^2} \epsilon_0} + \frac{n_i e^2}{k_B T_i \epsilon_0}. \quad (4.15)$$

Cette approximation, permettant d'approcher l'effet de dégénérescence, a été vérifiée numériquement [23]. Pour ne pas se retrouver dans une situation où la distance d'écrantage λ_D soit inférieure à la distance interatomique $r_i = (\frac{3}{4}\pi n_i)^{1/3}$ on définit alors b_{max} comme :

$$b_{max} = \max(\lambda_D, r_i). \quad (4.16)$$

Dans ce modèle, b_{min} est défini comme le maximum entre la distance r_e et λ_{DB} . On a alors :

$$\ln(\Lambda) = \max\left(2, \frac{1}{2} \ln\left[1 + \left(\frac{\max(\lambda_D, r_i)}{\max(r_e, \lambda_{DB})}\right)^2\right]\right) \quad (4.17)$$

Dans le cadre de cette thèse, on a utilisé dans nos simulations le modèle de Lee-More.

Le transfert de rayonnement est traité dans l'approximation multi-groupes à l'aide des tables SNOP HETL [24] : ionisation, émissivité et opacité. L'utilisation de ces tables implique une approximation stationnaire : les processus atomiques atteignent leur état stationnaire rapidement devant les temps caractéristiques de l'évolution hydrodynamique.

4.1.4 Simulation à 2 dimensions avec DUED

DUED est un code d'hydrodynamique radiative lagrangien à deux dimensions développé par S. Atzeni *et al* [25, 26] destiné à être utilisé dans le cadre de la FCI. Son traitement du plasma est similaire à celui de MULTI : un fluide à deux températures (ioniques et électroniques) utilisant des équations d'états tabulées pour le décrire. Il prend en considération les processus de transport collisionnel (échange d'énergie entre les électrons et les ions, limitation de flux de chaleur électronique et ionique et le rayonnement par diffusion).

Il propose la possibilité de traiter le transfert radiatif de plusieurs manières différentes. Soit simplement en considérant l'émission Bremsstrahlung des régions optiquement minces, soit en utilisant une méthode de diffusion multi-groupe à flux limité, soit par un modèle intermédiaire de diffusion simple-groupe.

4.2 Post-processing des données hydrodynamiques

Une fois que l'on calcule les données hydrodynamiques avec un code de simulation, qu'il soit 1D ou 2D, il est nécessaire de traiter ces données pour en extraire un spectre théorique. Pour cela, on utilise un code de physique atomique HETL avec modèle collisionnel-radiatif : SPECT3D.

Il s'agit d'un programme commercial qui permet de calculer les fractions ioniques, les populations de niveaux choisis et le spectre d'émission pour des paramètres d'entrée définis.

Dans le cadre de cette thèse on utilisera SPECT3D principalement pour calculer le spectre d'émission d'un plasma à une dimension, intégré ou résolu en temps. Ce code donne la possibilité d'être utilisé comme **post-processeur** des données issues des simulations hydrodynamiques radiatives dont il est capable de traiter l'évolution temporel. Il permet donc de tenir compte de l'épaisseur et des gradients de densité ou de température électronique du plasma. Cette possibilité est disponible dans très peu de code et constitue un outil puissant pour toutes les études spectroscopiques en physique atomique.

Il permet le traitement aussi bien d'une hydrodynamique à 1D qu'à 2D. Bien que les simulations hydrodynamiques soient faites à 1D, il est à noter que SPECT3D donne l'option de régler la géométrie à trois dimensions du détecteur par rapport à la source X. Ceci est très important car selon l'orientation, le détecteur ne verra pas la même épaisseur de plasma et l'émission mesurée sera alors différente. En lien avec cela, il est aussi important de mentionner que le code peut prendre en compte la résolution spectrale du détecteur car cette dernière peut induire un élargissement des raies d'émissions lors de la mesure. De plus, le code permet de choisir les configurations électroniques qui doivent être prises en compte. Il est donc nécessaire de sélectionner les niveaux d'énergies des transitions qui vont nous intéresser selon le cas dans lequel on va se trouver. Plus le modèle que l'on choisira d'utiliser aura de niveaux, plus il sera détaillé, cependant cela aura pour effet d'augmenter grandement le temps de convergence du calcul. Il faudra donc choisir un compromis entre ces deux paramètres.

Par la suite on appellera les simulations *one shot*, les simulations pour lesquelles on donne au code une température électronique donnée et une densité donnée afin de calculer le spectre ; on appellera *post-processing* les simulations utilisant un historique de données provenant d'un code hydrodynamique pour calculer le spectre.

4.3 Comparaisons aux spectres expérimentaux

Une fois que l'on a calculé les spectres d'émission théoriques, il est alors possible de les comparer aux spectres expérimentaux que l'on a mesurés.

Lors de cette comparaison, il y a trois critères déterminants pour conclure sur l'accord entre la théorie et l'expérience :

- la position et la présence des différentes raies d'émission de l'élément,
- la largeur des raies,
- le rapport d'intensité des différentes raies.

Toutes ces grandeurs sont en effet très sensibles aux paramètres hydrodynamiques. On présente par exemple sur la figure 4.3, une comparaison de simulations simple avec une variation de la température électronique pour une source de carbone. On observe que la température électronique influence surtout l'intensité et l'apparition ou la disparition de certaines raies.

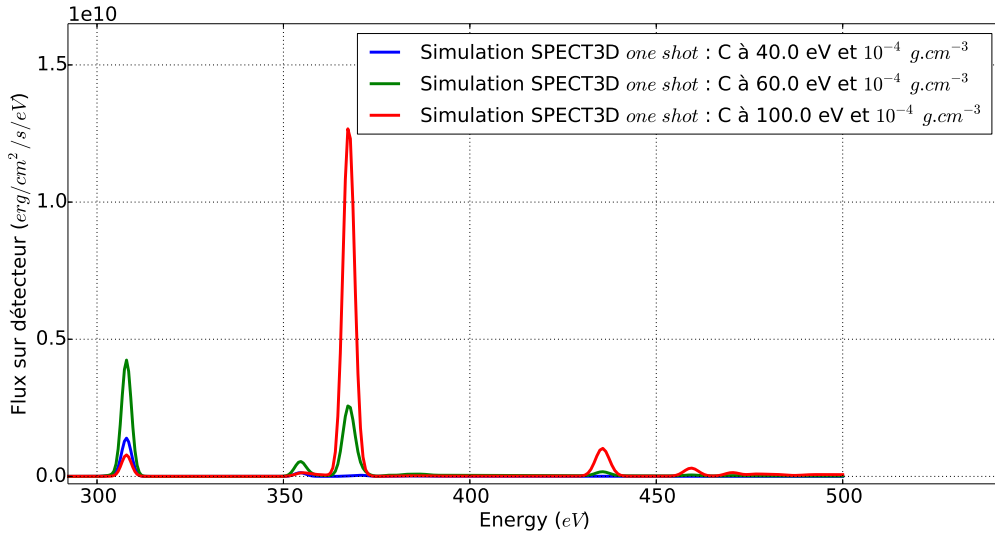


FIGURE 4.3 – Simulation SPECT3D *one shot* pour différentes température pour un plasma de C à $10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

4.4 Pertinence de l'approche

Il y a plusieurs limites à la méthode d'analyse que l'on utilise. Tout d'abord, l'évolution 1D de l'hydrodynamique que l'on suppose ne prend pas en compte de nombreux effets 2D tels que le refroidissement latéral. Cela peut poser des problèmes comme on le verra par la suite pour le KBr. L'avantage cependant est que cela permet de réduire le temps de calcul. Par contre dans le cas où l'on peut disposer de simulation 2D, on s'attend à avoir des résultats plus concluants.

Le processus d'analyse est cyclique. La mesure des paramètres hydrodynamiques possède une large marge d'erreur lors des expériences. Ainsi, il sera nécessaire de réaliser plusieurs itérations pour aboutir à la meilleure correspondance possible.

CHAPITRE 5

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dans cette partie, on va présenter le principe de l'instrumentation que l'on a utilisée lors des expériences de spectroscopie X. S'ils auront lieu d'être, l'explication de cas particuliers pour certains diagnostics sera donnée dans les parties des expériences correspondantes.

On a principalement utilisé trois types de diagnostics. La première catégorie regroupe tous les diagnostics permettant de mesurer les conditions hydrodynamiques du plasma. Ces mesures sont très importantes car elles permettent de caractériser le plasma et donnent à la fois des points de repère pour les simulations numériques et des points de comparaisons avec les résultats déduits des spectres X.

La deuxième catégorie est constituée des diagnostics d'imagerie X. Elles permettent entre autre de vérifier la forme et la taille de la zone d'émission du plasma.

Enfin la dernière catégorie regroupe les spectromètres X (de couche K ou L selon l'expérience).

Il est à noter que l'on ne détaillera pas le principe de fonctionnement des différents détecteurs que l'on va utiliser dans cette partie. En effet ces derniers ont déjà été bien décrits dans d'autre thèse, comme par exemple dans la thèse de L. Lecherbourg [27].

5.1 Diagnostics hydrodynamiques

5.1.1 Diagnostic de diffusion Thomson ionique et électronique

5.1.1.1 La diffusion Thomson

On ne va se contenter ici que de présenter le principe de base de la diffusion Thomson et les équations qui vont nous permettre d'expliquer comment elle permet de mesurer la **densité électronique et ionique**, la **température électronique et ionique** ainsi que la **vitesse électronique et ionique**. La théorie et l'application de ce diagnostic sont développées avec plus de détails dans les références [28, 29, 30].

La diffusion Thomson peut être vue comme une interaction élastique à trois corps. Lorsqu'une onde électromagnétique $(\omega_0, \vec{k})$ est envoyée sur un plasma, elle va interagir avec les ondes présentes dans le plasma : soit l'onde plasma électronique $(\omega_{pe}, \vec{k}_{pe})$, soit l'onde acoustique ionique $(\omega_{ai}, \vec{k}_{ai})$. Elles vont alors donner naissance à une onde diffusée $(\omega_d, \vec{k}_d)$. Par la suite on utilisera la même notation pour les ondes plasma électronique et les ondes acoustiques ioniques $(\omega, \vec{k})$. Ce phénomène est représenté sur la figure 5.1. Les principes de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie s'appliquent à ces

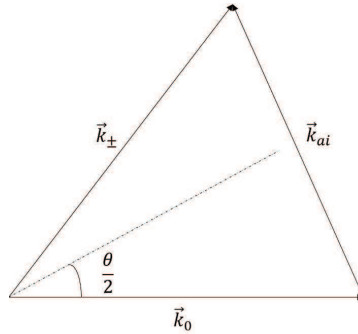


FIGURE 5.1 – Diffusion d'une onde électromagnétique sur une onde du plasma

ondes ($\omega_d = \omega_0 \pm \omega$ et $\vec{k}_d = \vec{k}_0 \pm \vec{k}$) et permettent d'obtenir les équations de dispersions des différentes ondes qui font apparaître la longueur de Debye $\lambda_D = \frac{v_{th}}{\omega}$ avec v_{th} la vitesse thermique (des électrons et des ions). On a alors la relation générale [29] :

$$\omega = \pm \omega_p \left(1 + \frac{3}{\alpha^2} \right)^{\frac{4}{2}} \quad (5.1)$$

avec :

$$\omega_p = \left(\frac{nZ^2e^2}{m\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

où n est la densité (électronique ou ionique) et m la masse (respectivement de l'électron ou de l'ion, ϵ_0 la permittivité du vide et e la charge d'un électron.

Avec aussi :

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} \quad (5.3)$$

Ce paramètre α représente le rapport entre la longueur d'onde de la fluctuation de densité et la longueur de Debye. Il permet de définir deux régimes :

- $\alpha \gg 1$: c'est le *régime cohérent* de la diffusion Thomson.
- $\alpha \ll 1$: c'est le *régime incohérent* de la diffusion Thomson.

Dans le *régime cohérent*, la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente va s'approcher ou devenir plus grande que λ_D . Dans ce cas, l'onde diffusée va traduire le comportement collectif des électrons et sera sensible à la densité du plasma. On voit alors que la formule 5.1 devient :

$$\omega \approx \pm \omega_p \quad (5.4)$$

et on a donc : $\omega_d - \omega_0 \approx \pm \omega_p$. Ce qui correspond à un spectre constitué de deux raies à $\omega_0 \pm \omega_p$. Comme $\omega_p \propto \sqrt{n}$, la mesure de l'écart entre ces deux raies permet de remonter à la densité du plasma (figure 5.2).

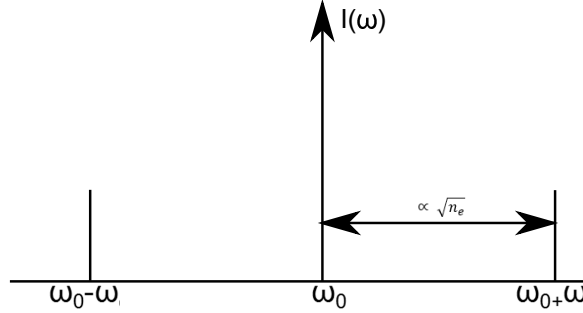


FIGURE 5.2 – Représentation d'un spectre Thomson théorique dans le régime cohérent.

Dans le *régime incohérent*, la longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente est très petite vis à vis de λ_{De} . L'onde diffusée va traduire le fait que les électrons individuels vont se comporter comme des particules libres. Elle sera alors sensible à la température du plasma. Si la densité du plasma est connue, la mesure de la largeur spectre diffusé permet de remonter à la température du plasma (figure 5.3)

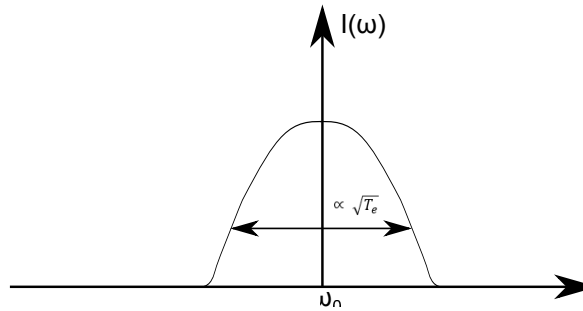


FIGURE 5.3 – Représentation d'un spectre Thomson théorique dans le régime incohérent.

5.1.1.2 Dispositif expérimental

La géométrie rencontrée dans nos expériences est présentée figure 5.4. On utilise un faisceau sonde à la longueur d'onde ω ($1,05 \mu\text{m}$) qui va servir d'onde électromagnétique de référence. Lorsque celui-ci va traverser le plasma, il va il y avoir un phénomène de diffusion Thomson. Le diagnostic sonde un champ de diamètre $\Phi 50 \mu\text{m}$ situé à $500 \mu\text{m}$ en avant du centre chambre (TCC). La lumière diffusée va alors être collectée par une lentille (focale = 200 mm) positionnée en face du faisceau sonde. Une lame séparatrice va alors la séparer en deux pour en envoyer une partie sur le spectromètre ionique à réseau en réflexion et l'autre partie sur le spectromètre électronique à prisme.

Les détecteurs que l'on utilise sont des caméras à balayage de fente (CBF) permettant d'obtenir une résolution temporelle. Ils sont couplés à des caméras CCD afin de recueillir le signal.

La mesure de la résolution spectrale et de la résolution temporelle sont réalisées en éclairant une pointe au TCC avec un laser quasi-monochromatique, comme par exemple un laser à HeNe et en mesurant les tailles imagées sur les caméras. Ces tailles dépendent de l'ouverture des fentes qui sont situées devant le spectromètre, ouverture qui a été choisie pour régler le champ du diagnostic.

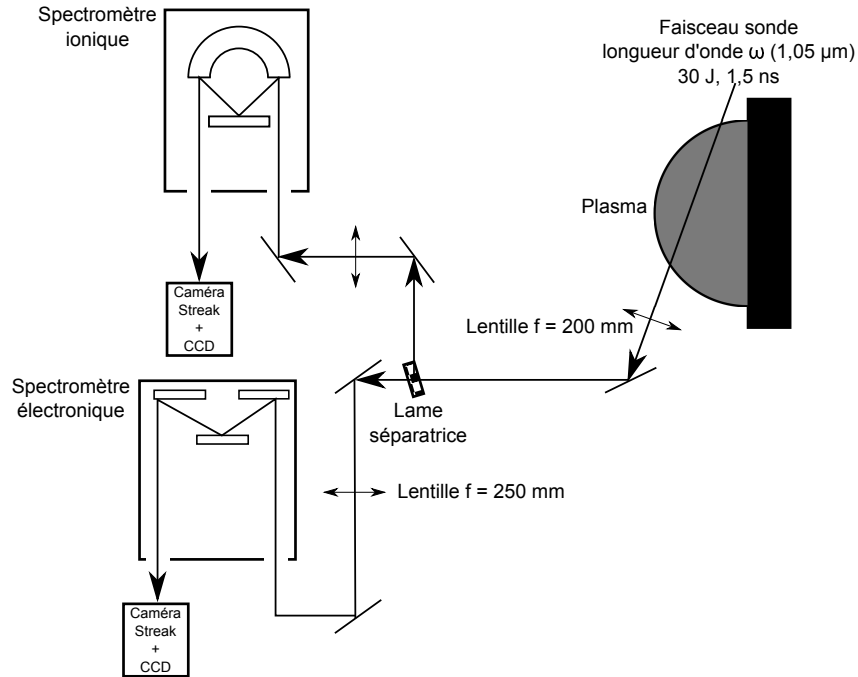


FIGURE 5.4 – Schéma du dispositif expérimental du diagnostic de diffusion Thomson.

5.1.1.3 Méthode d'analyse

On va présenter ici la manière d'analyser les résultats provenant du diagnostic de diffusion Thomson que l'on a utilisé. On présente sur les figures 5.5a et 5.5b, un exemple

de spectre Thomson obtenu lors d'un tir de campagne sur une cible d'aluminium. En abscisse on peut voir l'écart spectral par rapport à la longueur d'onde du faisceau sonde ($\omega_0 = 1,05 \mu\text{m}$) pour le spectre Thomson ionique et la longueur d'onde pour le spectre Thomson électronique. L'évolution temporelle des spectres est visible sur l'axe des ordonnées. La barre de couleur reflète l'intensité mesurée par la CCD en nombre de coups.

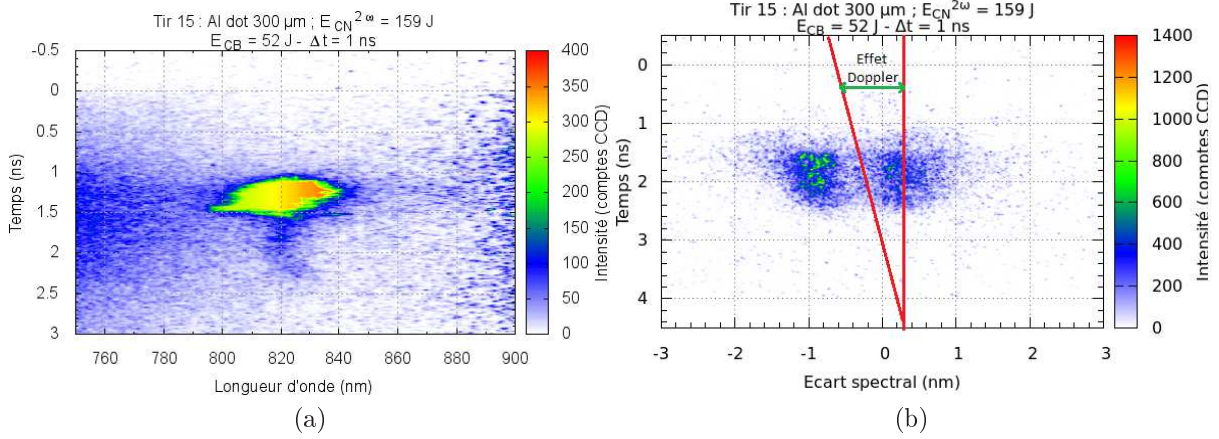


FIGURE 5.5 – Exemple de spectres (a) électronique et (b) ionique recueillis par le diagnostic de diffusion Thomson

On peut alors mettre en évidence qu'il y a un déplacement latéral de la raie au cours du temps due à l'effet Doppler qui possède deux composantes. Premièrement, du fait de sa vitesse $\vec{v}$ dans la direction du laser sonde, l'électron "voit" une fréquence incidente ω' décalée :

$$\omega' = \omega_0 - \vec{k}_0 \cdot \vec{v}. \quad (5.5)$$

Deuxièmement, comme on peut le voir sur la figure 5.6, du fait de la vitesse de l'électron dans la direction d'observation, la fréquence ω est de nouveau décalée lors du retour dans le référentiel du laboratoire :

$$\omega = \omega' \left(1 - \frac{\vec{k}_0 \cdot \vec{v}}{c} \right) = \omega_0 \frac{1 - \vec{k}_0 \cdot \frac{\vec{v}}{c}}{1 - \vec{k}_{diff} \cdot \frac{\vec{v}}{c}}. \quad (5.6)$$

avec $\vec{k}_{diff}$ le vecteur d'onde de l'onde diffusée.

En général le décalage relatif est faible, de telle sorte que :

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \left(\vec{k}_0 - \vec{k}_{diff} \right) \cdot \frac{\vec{v}}{c} \right) = \omega_0 \left(1 - \vec{k} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \right) \quad (5.7)$$

soit

$$\frac{\Delta\lambda_{doppler}}{\lambda_{sonde}} = + \vec{k} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \quad (5.8)$$

Dans le cas de nos expériences, on observe un décalage vers le rouge.

Comme explicité dans la partie précédente, il est possible de reconstruire, à partir des spectres de diffusion Thomson, l'évolution temporelle des paramètres hydrodynamiques

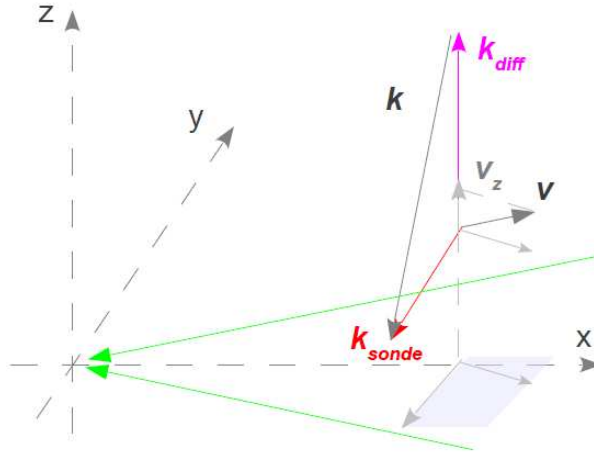


FIGURE 5.6 – Représentation des différentes directions des décalages dues à l'effet Doppler.

suivants : ZT_e , T_i et $n_e (=Zn_i)$. S'ajoutent à cela la vitesse du plasma v_{plasma} qui est donnée par l'effet doppler et le rapport des vitesses v_e/v_i qui lui est donné par le rapport d'amplitude des satellites.

Dans un premier temps, on remonte à une valeur de densité électronique approximative grâce au spectre Thomson électronique (figure 5.7a) en mesurant l'écart entre la longueur d'onde du sonde et la longueur d'onde du satellite issue de la diffusion Thomson électronique. Grâce à cette valeur de densité et au spectre Thomson ionique, on détermine le couple ZT_e et T_i à un instant t en prenant une coupe horizontale au temps t . On obtient les deux raies de résonance de l'onde acoustique ionique (figure 5.7b). Il faut alors effectuer un calcul complet sur l'ensemble du spectre ionique qui approche au plus le spectre expérimental. Ceci permettra de déterminer le paramètre ZT_e donnant lieu au calcul du spectre ionique ayant le moins d'écart avec le spectre expérimental. On peut donc en déduire une valeur de ZT_e assez précise qui nous permettra d'affiner la valeur de la densité électronique que l'on avait trouvée initialement en reprenant le spectre Thomson électronique.

La remarque que l'on peut faire sur ces figures est que la largeur des raies mesurées est importante comparée aux calculs théoriques. L'une des causes de cette largeur provient du fait que le diagnostic sonde une profondeur du plasma dans laquelle il y a un gradient de densité et de température. On peut donner un ordre de grandeur de l'erreur que l'on commet pour la densité électronique et la température électronique puisque ces deux quantités sont proportionnelles l'écart de longueur d'onde des raies satellites avec celle de la sonde. On a estimé sur tir ces erreurs dans le chapitre suivant lors de l'analyse des résultats.

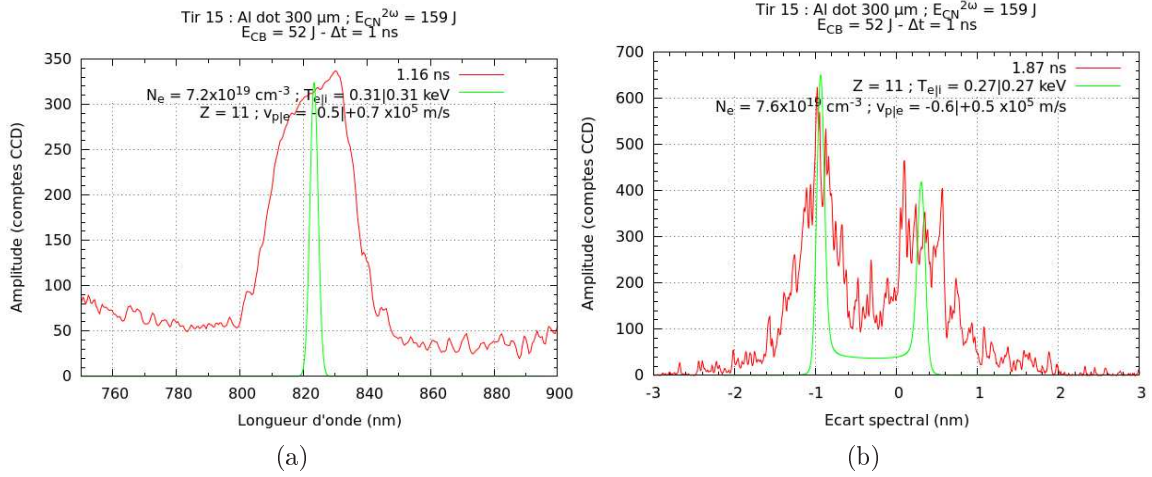


FIGURE 5.7 – Coupes à différents instants des images du diagnostic de diffusion Thomson : (a) $t = 1.16 \text{ ns}$ du Thomson électronique; (b) $t = 1.87 \text{ ns}$ du Thomson ionique.

5.1.2 Interféromètre

5.1.2.1 Principe de l'interféromètre à prisme de Wollaston

L'interférométrie [31] est un outil de diagnostic permettant de mesurer l'indice de réfraction du plasma et donc indirectement la **densité électronique** de ce dernier. Les interféromètres sont tous basés sur le même principe : ce sont des diagnostics dans lesquels deux ondes peuvent interférer entre elles grâce à l'addition cohérente de leur champ électrique. L'intensité observée est ensuite modulée en accord de phase avec les positions où le champ d'interférence est constructif ou destructif, c'est-à-dire en phase ou en opposition de phase. Des franges d'interférences vont être créées au niveau du détecteur.

L'un des interféromètres les plus courants est l'interféromètre de Mach-Zehnder qu'on décrit ici car il permet de bien comprendre le principe de l'interférométrie. Il utilise comme éléments optiques uniquement des miroirs et de lames séparatrices comme on peut le voir sur la figure 5.8. On utilise ici un laser comme source lumineuse permettant de créer les interférences. Les miroirs sont inclinés à un angle de presque 45° par rapport à la direction du faisceau laser incident. La première lame séparatrice LS_1 va séparer le faisceau préalablement collimaté en deux faisceaux identiques : un réfléchi et un transmis. Le faisceau transmis est appelé faisceau *sonde* et le faisceau réfléchi est appelé faisceau *de référence*. Le faisceau de *référence* est juste réfléchi sur le miroir $M_{\text{référence}}$ vers la seconde séparatrice LS_2 . Le faisceau *sonde* passe dans l'échantillon à analyser, est réfléchi par le miroir M_{sonde} et va se recombinaison avec le faisceau de *référence* au niveau du plan de la seconde lame séparatrice LS_2 . La superposition de ces deux faisceaux produit une figure d'interférence contenant les informations relatives à la variation de l'index de réfraction de la région sondée.

Dans nos expériences, on a utilisé un dispositif optique différent, plus simple à aligner

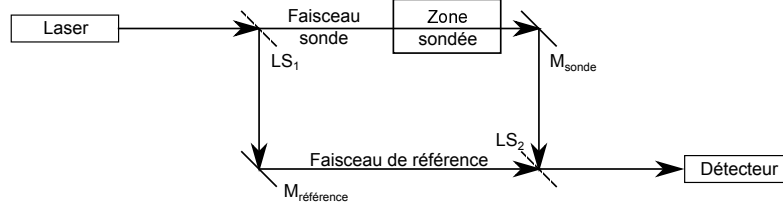


FIGURE 5.8 – Schéma de principe d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.

mais qui donne le même type d'information que l'interféromètre de Mach-Zehnder. Il est basé sur un prisme Wollaston [32, 33] constitué de deux prismes collés l'un à l'autre de telle sorte que leur axe optique soit perpendiculaire. Lorsqu'un rayon lumineux franchit l'interface des deux prismes il est réfracté. Ainsi, chaque rayon du faisceau incident est séparé en deux rayons divergents ayant toujours le même angle de réfraction θ (figure 5.9). Ils sont polarisés de manière rectiligne avec des directions de polarisations orthogonales, S et P . Ainsi, en reprenant les notations de la figure 5.9 chacun des rayons polarisés S coïncide spatialement avec le rayon suivant polarisé P . Il est à noter que ces rayons ne peuvent pas encore interférer puisqu'ils ont des polarisations orthogonales.

En pratique, pour mesurer la densité d'un plasma, on utilise un faisceau laser sonde. Les franges d'interférences ne bougent pas tant que ce faisceau sonde n'est pas perturbé, cela correspond au tir de référence. Lorsque le plasma est créé, un déphasage va être introduit par le déplacement de la densité critique ($n_c = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \omega$), et donc de la différence de l'indice optique du milieu, lors de l'expansion hydrodynamique.

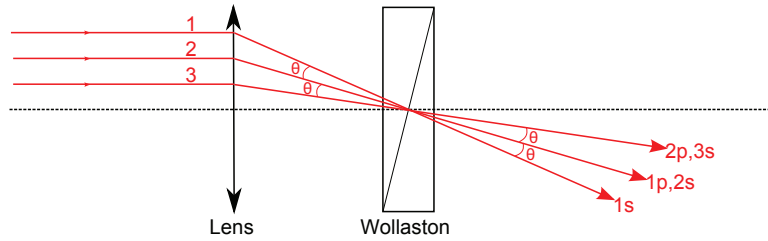


FIGURE 5.9 – Fonctionnement d'un prisme Wollaston

Pour compléter l'interféromètre, il est alors nécessaire d'ajouter deux polariseurs, un avant et un après le Wollaston ainsi qu'une lentille convergente. On lui associe en plus une lame de phase $\lambda/2$ afin de régler l'intensité entre les deux bras. Si le faisceau laser est déjà polarisé, le premier polariseur est inutile et on se retrouve dans la configuration présentée sur la figure 5.10

Ainsi le faisceau "sonde" monochromatique passe par un premier polariseur configuré à un angle de 45° par rapport à la séparatrice du Wollaston. Cela génère alors des rayons, de même intensité, polarisés S et P . Ces derniers vont traverser la zone à sonder et vont ensuite être focalisés sur le prisme de Wollaston. Le prisme sépare alors les deux polarisations (verticale et horizontale) d'un même rayon en les décalant l'une par rapport

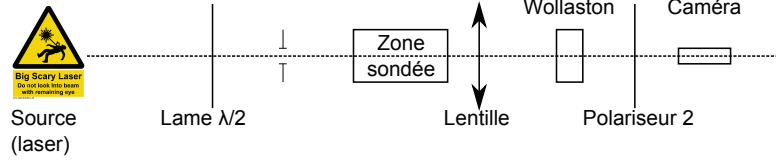


FIGURE 5.10 – Schéma de fonctionnement de l'interféromètre

à l'autre d'un angle θ .

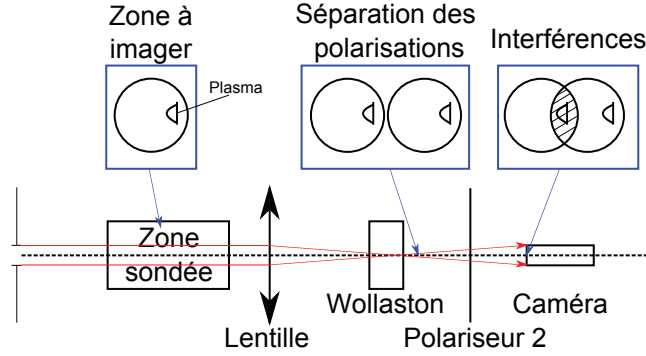


FIGURE 5.11 – Apparition des franges d'interférence

Si le centre du prisme est placé à la distance focale de la lentille convergente, l'interféromètre est dans une configuration permettant d'obtenir des interférences de franges à l'infini. Il suffit alors de déplacer le centre du Wollaston pour faire apparaître les franges d'interférence. Pour ce faire, il faut que le plasma apparaisse sur un côté du faisceau sonde, comme montré dans le cadre "zone à imager" de la figure 5.11. Ensuite, il faut superposer partiellement les deux faisceaux de sortie du Wollaston comme montré dans le cadre "interférences" de la figure 5.11. Ainsi l'un des faisceaux va servir de référence au second et vont permettre la création de franges d'interférences.

5.1.2.2 Méthode d'analyse d'un interférogramme

L'image obtenue par interférométrie, ou interférogramme, doit être analysé pour remonter au déphasage introduit, puis à la densité. Pour permettre cette analyse, il est nécessaire dans un premier temps de déterminer le grandissement G du diagnostic. Pour cela, au début de l'expérience, on va placer une pointe en verre au niveau du centre de la chambre expérimentale (TCC), elle va être illuminé par un laser HeNe ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$). On observe alors l'ombre de la pointe sur le détecteur, on présente ici une acquisition de la pointe lors la campagne de 2014 avec une caméra CCD (figure 5.12a). On va ensuite bouger cette pointe d'une distance $d_{\text{translation}}$ donnée (figure 5.12b). En mesurant la distance en pixel entre les deux extrémités d_{pixel} de la pointe, il est alors possible de déterminer le $G = d_{\text{translation}}/d_{\text{pixel}}$. On présentera par la suite le calcul de G pour chacune de nos expériences.

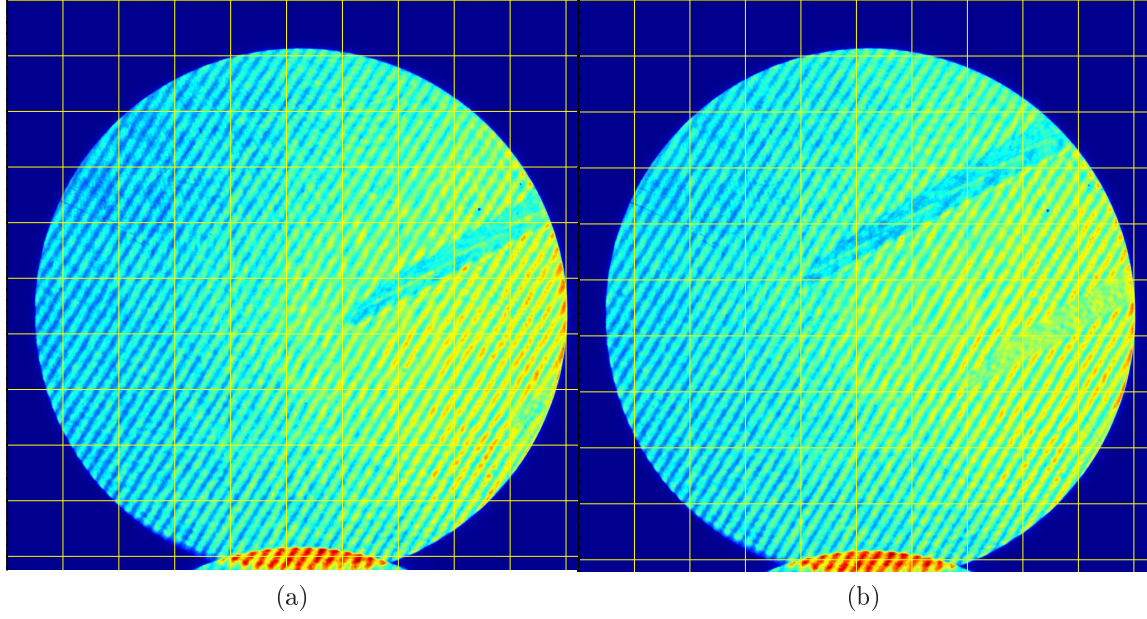


FIGURE 5.12 – Ombre d’une pointe en verre placée (a) au TCC ; (b) à $d_{\text{translation}} = 500 \mu\text{m}$ du TCC.

Pour reconstruire la phase à partir des images de l’interféromètre, il est nécessaire de réaliser au préalable une image de référence des franges d’interférence non perturbées par le plasma en plus de l’acquisition réalisée pendant le tir. Pour retrouver la densité à partir de la phase, il est nécessaire de pouvoir remonter à la densité électronique via le déphasage mesuré sur les interférogrammes. Ceci est réalisé par une méthode connue sous le nom de *inversion d’Abel* [34]. On aura alors accès à la cartographie de densité mesuré par l’interféromètre.

La mesure est limitée par la densité critique associée à la longueur d’onde la source lumineuse, de longueur d’onde λ_{sonde} que l’on utilise pour sonder le plasma. En effet, lorsque les rayons de cette source arrivent sur le plasma, ils vont soit être réfractés, soit le traverser jusqu’à atteindre la densité $n_{c,\text{sonde}}$, correspondant à la densité critique de la source lumineuse. Ceux qui atteignent cette densité seront totalement réfléchis. Ainsi, il nous est impossible de mesurer des densités dépassant $n_{c,\text{sonde}}$. Afin d’éviter de perturber la mesure de la densité de la couronne du plasma, on a appliqué un masque numérique sur la zone sur-critique.

La précision de la mesure dépend de la [à développer une fois qu’on aura précisé l’inversion] méthode numérique permettant de mesurer la densité. Dans notre cas, il faut aussi ajouter la précision du placement du TCC sur nos images puisqu’on va chercher à déterminer la densité à différentes positions. L’erreur va donc dépendre de chaque image et sera définie et mesurée par la suite pour chaque expérience.

5.1.3 Ombroscopie

5.1.3.1 Principe de fonctionnement

La méthode de détermination de la **densité électronique** par ombroscopie est très proche de la méthode par interférométrie. On utilise ici aussi la différence d'indice optique du plasma mais il n'y a pas de faisceau de référence. Au lieu de cela, on va mesurer la variation d'intensité due à la réfraction du faisceau sonde. Il va alors se créer une zone d'ombre au niveau de la densité critique du plasma n_c qui correspond à la densité pour laquelle le laser est totalement absorbé.

La mise en place expérimentale de ce diagnostic est assez simple puisqu'il n'y a besoin que d'une lentille entre le plasma réfractant et le plan de détection. Comme on peut le voir sur la figure 5.13, les surintensités locales sont causées par la déviation des rayons d'un angle qui varie selon la position. On appellera "taille au centre" L_c la taille du plasma dans la direction de l'expansion au niveau du centre de la cible et "taille transversale" L_t l'expansion latérale du plasma.

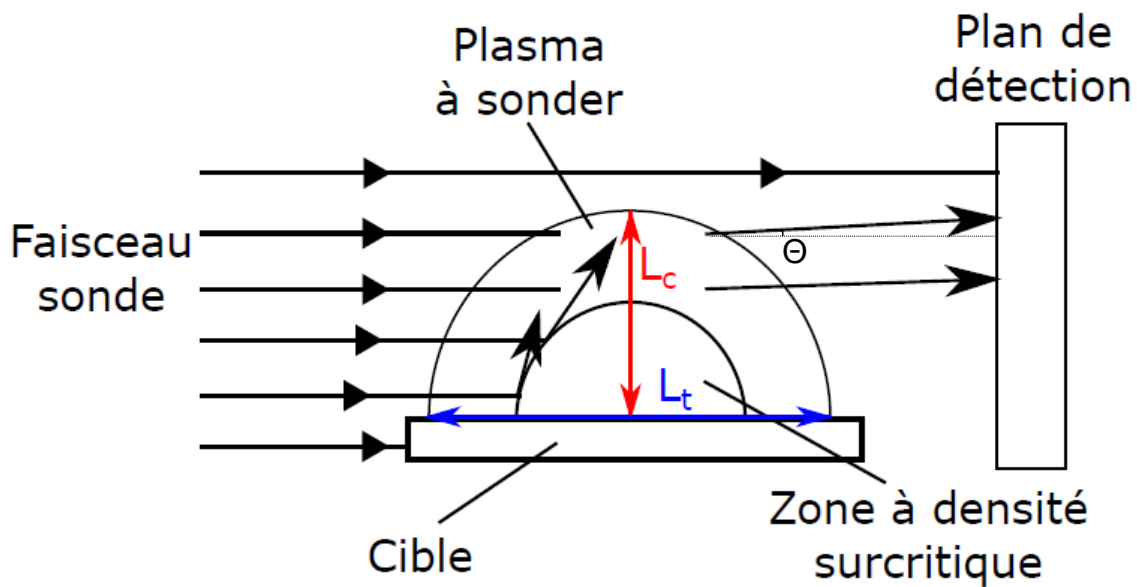


FIGURE 5.13 – Principe de l'ombroscopie.

5.1.3.2 Méthode d'analyse

Lors des expériences, on a pu mettre en place deux types d'ombroscopie : une ombroscopie 2D intégrée en temps et une ombroscopie 1D résolue en temps. Elles permettront de remonter aisément à la carte de densité électronique du plasma.

L'ombroscopie permet une mesure indirecte de la densité d'un plasma en tout point.

Si l'on suppose un gradient de densité sphérique, on a pour la densité électronique la formule analytique suivante [31] :

$$n_e(r) = n_{e,solide} e^{-\frac{r}{L}} \quad (5.9)$$

Avec $n_e(r)$ la densité électronique à la distance r du plasma, $n_{e,solide}$ la densité électronique du solide et L la longueur de gradient. On rappelle la formule pour calculer $n_{e,solide}$:

$$n_{e,solide} = \frac{Z}{A} \frac{\rho}{N_A} \quad (5.10)$$

Pour calculer la longueur de gradient, on va utiliser un code Python de tracé de rayons. Ce dernier va simuler l'arrivée des rayons sondes sur le plasma en expansion. En connaissant alors la taille du plasma au centre à un temps t donné, on va pouvoir déterminer par tâtonnement la valeur du paramètre L . Les informations nécessaires pour cela sont :

- La taille transversale du plasma en fonction du temps (L_t) ;
- La taille du plasma au centre en fonction du temps (L_c) ;
- Les différents paramètres de l'expérience : longueur d'onde du laser sonde, les caractéristiques du plasma (masse volumique, éléments etc...).

La taille transversale du plasma sera donnée par l'interféromètre ou par l'ombroscopie intégrée en temps alors que la taille au centre sera donnée par l'ombroscopie résolue en temps. Un exemple de la détermination de ces longueurs est donné sur la figure 5.14.

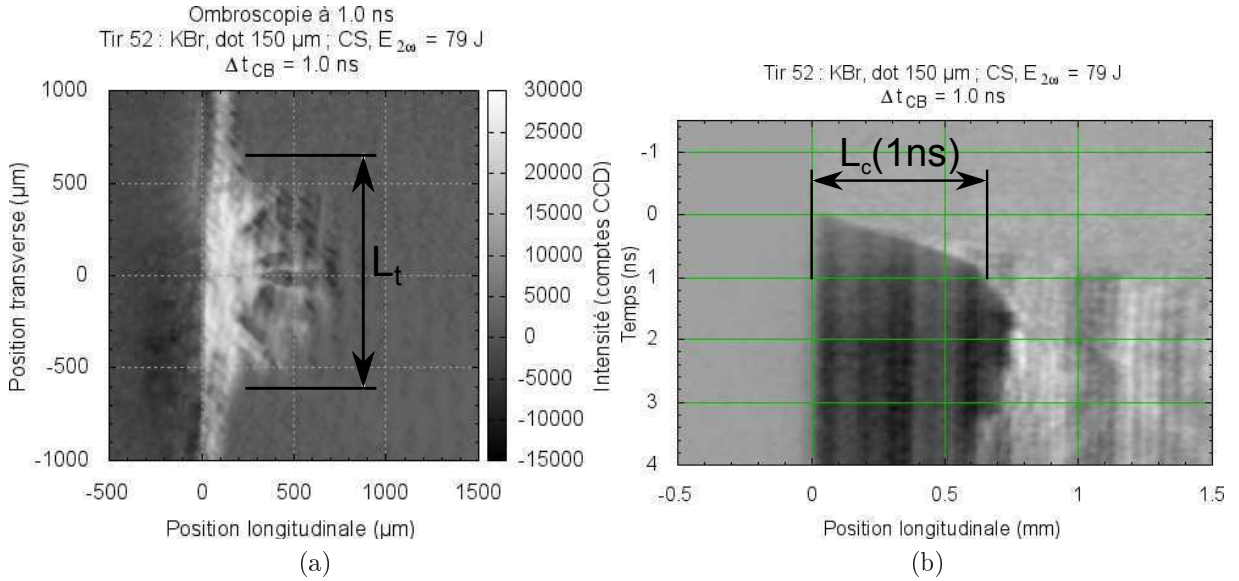


FIGURE 5.14 – Exemple d'un résultat typique de l'ombroscopie (a) à deux dimension et intégrée en temps ; (b) à une dimension résolue en temps.

Comme pour l'interféromètre décrit dans la partie précédente, la profondeur à laquelle les rayons du faisceau laser sonde peuvent pénétrer est limitée par la densité critique. Cependant, il est possible de calculer la densité dans la zone d'ombre une fois que l'on a déterminé la longueur de gradient L grâce à la formule 5.9. La précision du diagnostic

est impactée par plusieurs paramètres. Tout d'abord, la détermination de la taille L_c est arbitraire dans le sens où il est difficile de définir le bord du plasma comme sur la figure 5.14a. Cependant, on a estimé qu'une erreur de 200 μm sur la taille du plasma induisait une variation inférieure à 4% de la longueur de gradient. La mesure de L_c n'a donc pas besoin d'une précision extrême pour nos analyses. Ensuite le code python suppose que le gradient de densité possède une géométrie sphérique pour calculer le chemin des rayons lasers, ce qui n'est pas le cas dans l'expérience. Cependant on verra par la suite que cette approximation permet un calcul assez bon de la densité avec ce diagnostic.

5.1.4 Interférométrie dans le domaine fréquentiel

L'interférométrie dans le domaine fréquentiel (*Frequency Domain Interferometer*, FDI) est un diagnostic qui mesure la **dépendance spatiale et temporelle de la phase** et de **l'amplitude** d'une impulsion laser provenant d'un faisceau sonde qui se réfléchit au niveau de la densité critique du faisceau sonde (n_c). Autrement dit, il permet de mesurer le déplacement de la position de la surface de densité n_c au cours du temps.

L'impulsion laser est faiblement comprimée de manière à obtenir un décalage temporel entre les différentes longueurs d'onde, on qualifie alors l'impulsion de *chirpé*¹. Les variations de l'amplitude et de la phase sont dues aux modifications de l'indice de réfraction induite par la présence du plasma. Le FDI nous permet donc de mesurer l'expansion hydrodynamique du plasma en fonction du temps. Plus particulièrement, on mesure la position de la densité critique au cours du temps. Dans le cas des expériences présentées dans cette thèse, on ne s'est intéressé qu'à l'évolution temporelle de la phase.

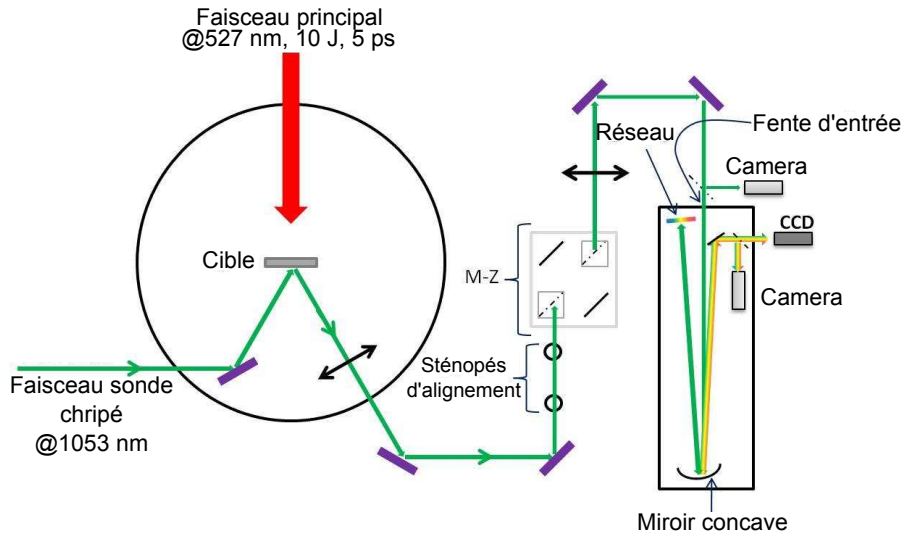


FIGURE 5.15 – Schéma expérimental du FDI.

La figure 5.15 présente la configuration du FDI. Dans un premier temps, le faisceau

1. Un faisceau *chirpé* est un faisceau dont on a étiré temporellement les différentes longueurs d'onde

sonde est réfléchi par la surface de la cible solide. Mais lorsque le plasma est créé, il est réfléchi par la surface du plasma en expansion ayant une densité égale à celle de la densité critique du laser. Le faisceau réfléchi est alors focalisé par une lentille à l'entrée d'un interféromètre de Mach-Zehnder (M-Z sur la figure 5.15). La figure d'interférence formée est alors envoyée sur un spectromètre pour déconvoluer l'information temporelle qui est contenue dans les différentes longueurs d'ondes du faisceau sonde. La fente à l'entrée du spectromètre sert à sélectionner une ligne à une dimension centrée sur la zone intéressante de la cible. On présente un exemple de résultat sur la figure 5.16. On a une mesure à une dimension spatiale sur l'axe des abscisses et résolue temporellement sur l'axe des ordonnées.

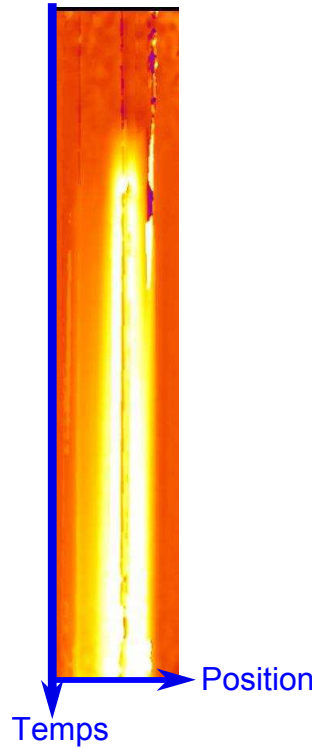


FIGURE 5.16 – Exemple d'une mesure réalisée sur un tir avec une cible d'aluminium.

Pour analyser les résultats du FDI, on utilisera les résultats des simulations MULTI, présenté dans le chapitre 7. Pour calculer la phase théorique, il est nécessaire de réaliser un traitement numérique supplémentaire de la densité calculée. Pour cela, on définit un point de référence (Z) situé dans le vide (limite du plasma) et le point (se déplaçant) où le faisceau sonde est réfléchi (Z_{nc}), c'est-à-dire le point où la densité électronique à la valeur de la densité critique n_c . On intègre alors l'indice de réfraction du plasma sur la trajectoire (sur un aller-retour) que l'on vient de définir à différents temps. Ce qui se traduit par la formule :

$$\phi = 2 \int_{Z_{nc}}^Z \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} dl \quad (5.11)$$

avec ω la fréquence laser, c la vitesse de la lumière et ϵ la constante diélectrique. Au final on a :

$$n_{c\theta} = n_c[1 - \sin^2(\theta)] \quad (5.12)$$

Selon le cas que l'on considère, la constante diélectrique sera exprimée de différentes manières [15]. Si l'on se place dans le cas simple sans collisions, ϵ vaut :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{n_c} \quad (5.13)$$

Si l'on prend en compte les collisions, on définit ν_{ei} la fréquence de collision et on a la formule :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})}. \quad (5.14)$$

Cela revient donc à :

$$\epsilon = 1 - \frac{n_e}{n_c} \frac{1}{1 + i\frac{\nu_{ei}}{\omega}} \quad (5.15)$$

En choisissant un des modèles, on peut injecter l'expression de ϵ dans la formule 5.11 pour calculer la phase. On verra par la suite s'il est pertinent de se placer dans le cas sans collision pour reproduire les résultats expérimentaux, ou s'il est nécessaire de prendre un modèle plus complet tenant compte des collisions.

5.1.5 Diagnostic d'émission propre

On a utilisé un diagnostic d'émission propre en face arrière afin de mesurer l'émission propre résolue en temps du plasma. Il consiste simplement à réaliser l'image sur une caméra à balayage de fente de l'émission dans le visible de la face arrière du plasma et permet la mesure de la **vitesse de choc**. Pour permettre l'observation du choc, il est nécessaire d'adapter les cibles utilisées en ajoutant une couche de CH supplémentaire sur la face arrière de la cible comme on peut le voir sur la figure 5.17.

Son principe de fonctionnement est le suivant : lorsqu'il se produit une hausse de température soudaine liée à la compression, le plastique sous choc va émettre un rayonnement thermique (émission propre ou *self-emission* en anglais) qui est transmis à travers une couche de CH froide, transparente et non choquée. Il suffit alors de réaliser une image de la face arrière de la cible pour mesurer le rayonnement émis et le temps de propagation du choc dans la dernière couche de CH. Il est alors aisé de déterminer la vitesse du choc en connaissant l'épaisseur de cette couche.

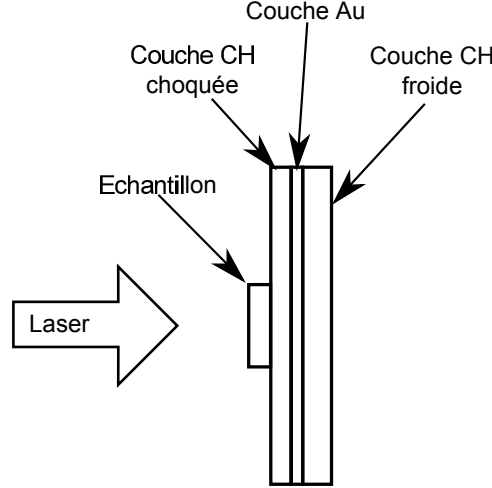


FIGURE 5.17 – Schéma typique d'un design typique de cible permettant l'utilisation d'un diagnostic d'émission propre.

5.2 Diagnostic d'imagerie X

5.2.1 Sténopés

Le sténopé utilise un trou de diamètre ϕ_s afin de réaliser l'image du plasma sur une surface sensible, en l'occurrence dans notre cas, il s'agira toujours d'une Imaging Plate². (IP).

Comme on peut le voir sur la figure 5.18, on place un sténopé à une distance p du plasma à imager, de diamètre ϕ_p . L'IP est ensuite placée à une distance q . On forme alors une image dans le plan de l'IP d'une taille ϕ_I . Le rapport $\frac{q}{p}$ nous permet alors de définir le grandissement G de notre système qui sera précisé pour chaque expérience.

$$G = \frac{\phi_I}{\phi_p} = \frac{q}{p} \quad (5.16)$$

La résolution (σ) d'un sténopé peut se décomposer en trois composantes [35] :

- la résolution σ_{geom} liée à la taille du trou du sténopé (d_t),
- la résolution (σ_{diffr}) liée à la diffraction selon les longueurs d'onde ;
- la résolution du détecteur (σ_{det}).

La résolution totale est alors la somme quadratique de ces composantes :

$$\sigma^2 = \sigma_{geom}^2 + \sigma_{diffr}^2 + \sigma_{det}^2. \quad (5.17)$$

En pratique, pour un grandissement G élevé, les contributions liées à la diffraction et au détecteurs sont négligeables. Il vient que $\sigma = \sigma_{geom} = d_t \frac{G+1}{G} \approx d_t$. Dans les expériences dont on a réalisées l'analyse dans les chapitres 6 et 6.6, on peut considérer que la résolution du sténopé est environ égale au diamètre de son trou.

2. décrire les ip qqpart

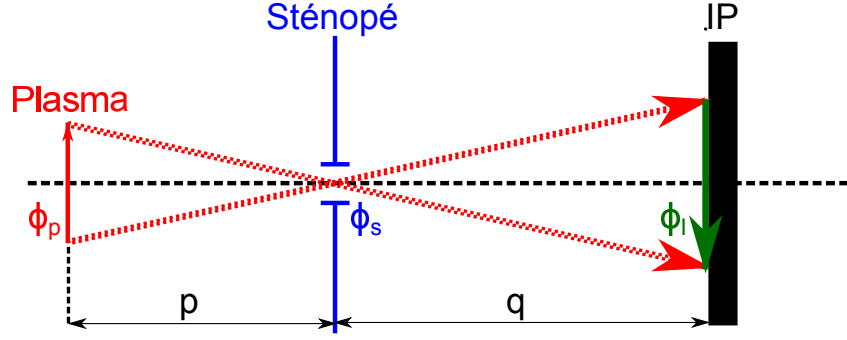


FIGURE 5.18 – Schéma de fonctionnement d'un sténopé.

Notons que le sténopé ne peut fonctionner que si l'on a $\phi_s \ll \phi_p$.

Au cours de nos expériences, ces sténopés nous ont servis à mesurer la position des différentes zones d'émission. Nous n'avons pas réalisé d'étude spectroscopique sur ces dernières, nous ne présenterons donc pas leurs résultats.

5.3 Diagnostic de spectroscopie X et XUV

Afin de mesurer les spectres d'émission des plasmas que l'on va étudier, on a utilisé deux types de spectromètre : à cristal tronconique et à réseau en réflexion en incidence rasante. On va détailler le principe de fonctionnement de chacun d'eux par la suite.

5.3.1 Spectromètre à cristal de Bragg tronconique

Comme son nom l'indique, ce spectromètre utilise un cristal de Bragg tronconique [36, 37]. C'est un cristal dont la surface de réflexion correspond à une portion de cône (voir figure 5.19). Cette géométrie est similaire à la géométrie cylindrique d'un cristal Von-Hamos [38] mais avec deux différences notables : le plan de focalisation est perpendiculaire à l'axe du cristal et le niveau de signal sur le plan de focalisation est élevé.

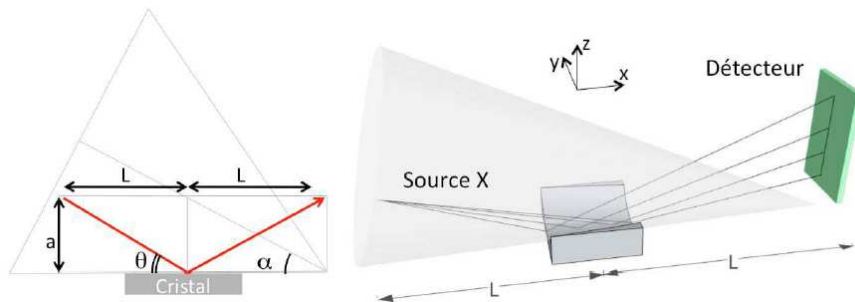


FIGURE 5.19 – Schéma de fonctionnement d'un cristal tronconique.

Deux paramètres définissent ce type de cristal : son demi-angle α au sommet du cône et la distance L de son centre à l'apex du cône. La courbure n'étant que dans une seule direction, on a toujours la loi de Bragg qui s'applique pour chaque longueur d'onde λ . L'angle de diffraction θ' est donc déterminé par la formule : $\lambda = 2d\sin\theta$ avec d la distance entre deux plans atomiques du cristal. On obtient un signal similaire à celui présenté sur la figure 5.20.

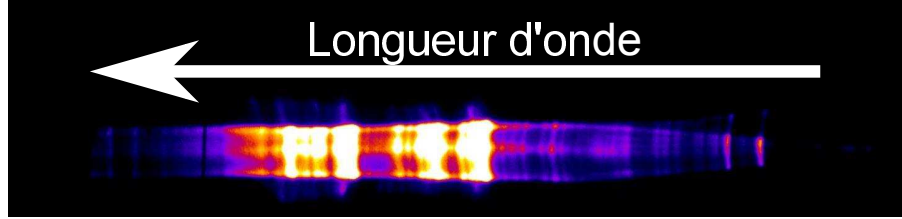


FIGURE 5.20 – Exemple d'un spectre de KBr mesuré par un spectromètre à cristal de Bragg tronconique.

Contrairement aux spectromètres utilisant un cristal de Von-Hamos, la focalisation est imparfaite car le stigmatisme n'est pas complet. Cependant, en pratique, comme on peut le voir sur la figure 5.20, les longueurs d'onde sont réparties spatialement selon des lignes quasi-verticales. En reprenant le formalisme de la figure 5.19, l'expression de la résolution spectrale, donnée dans la thèse de F. Pérez [39], pour une source large dans la direction z :

$$\frac{dE}{E} = \frac{\cos^2(\theta)}{2} \frac{dz}{a} \quad (5.18)$$

où l'on peut assimiler dz à la dimension verticale de la source et à la hauteur de la cible par rapport au cristal.

L'obtention du spectre à partir de la figure 5.20 est réalisée en prenant une coupe horizontale. Cependant, il existe des défauts de courbures propres à chaque cristal. Pour corriger ces défauts de courbure, on utilise l'émission X d'un élément, qu'on appellera "élément étalon", dont le spectre n'a pas de raies d'émission spontanée dans la gamme de longueur d'onde du spectromètre. Le spectre qu'on mesure de l'"élément étalon" lors d'un tir laser en expérience rend compte des défauts du cristal. La correction d'un spectre quelconque est réalisée en divisant le signal mesuré pour cet élément par le spectre de l'"élément étalon". Par exemple, on a utilisé l'erbium comme "élément étalon" pour la gamme d'énergie 1600 eV - 1900 eV.

Le cristal utilisé possède les caractéristiques exposées dans le tableau 5.1. Le positionnement du cristal, pour la configuration de chaque expérience, est déterminé à l'aide d'un programme LabView.

La mesure du signal issu d'un spectromètre transforme la résolution spectrale en résolution spatiale selon une formule propre à chaque optique, que ce soit un cristal conique, tronconique, un réseau en réflexion etc... Il est donc nécessaire de déterminer la

Cristal tronconique	
Matériau	phtalate acide de potassium (KAP)
Dimension (L*l)	50x30 mm ²
demi-angle	0.3 rad
R_{min}	81.6 mm
épaisseur	10 mm
Gamme spectrale	1.57 - 1.77 keV

TABLE 5.1 – Caractéristiques du cristal de Bragg tronconique.

formule permettant de convertir la distance mesurée sur le détecteur en pixel (ou en μm) en longueur d'onde. Cette formule est appelée *équation de dispersion* du spectromètre.

En général il est difficile de donner une formule générale pour les spectromètres car cette équation change selon les configurations. On doit donc réaliser un étalonnage. Selon les gammes spectrales étudiées, l'élément utilisé pour réaliser l'étalonnage varie. Dans le cas de notre expérience, on a utilisé l'aluminium à cette fin.

Ainsi pour trouver l'*équation de dispersion* du spectromètre, on va réaliser des tirs avec une cible d'aluminium pur. On va alors comparer la position des différentes raies d'émissions de l'Al observée avec les valeurs théoriques tabulées. L'*équation de dispersion* est alors approchée empiriquement soit par une régression linéaire, soit par un polynôme de degré n .

L'étalonnage complet ainsi que la mesure de la résolution spectrale du spectromètre est présenté dans le chapitre 6. L'estimation du champ quant à lui à été estimé grâce à des simulations de tracé de rayons sous Labview : on a augmenté progressivement la taille de la source d'émission X, l'image qui est faite par le cristal tronconique va elle aussi augmenter. Le champ sera obtenu lorsque la taille de l'image sera stationnaire alors que celle de la source continue à augmenter. Cette méthode a permis d'estimer que le champ du spectromètre était d'environ 300 μm .

5.3.2 Spectromètre à réseau en réflexion en angle rasant

Les spectromètres à réseaux utilisent des réseaux en réflexion permettant de réaliser la diffraction d'une onde lumineuse (figure 5.21). On les caractérise par la période spatiale entre deux traits d .

On se focalise ici sur les spectres à réseau en réflexion. Pour que les rayons interfèrent, il est nécessaire que deux rayons consécutifs aient un déphasage $\phi = m2\pi$ avec m un entier. Pour une longueur d'onde $\lambda < d$, il est nécessaire de vérifier la relation fondamentale des réseaux :

$$nd(\sin(\theta) - \sin(\theta_0)) = m\lambda \quad (5.19)$$

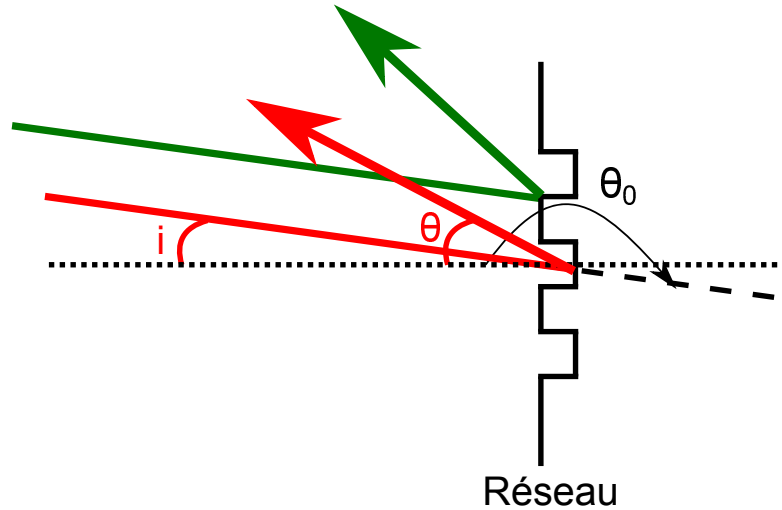


FIGURE 5.21 – Diffraction par un réseau en réflexion.

avec n l'indice du milieu considéré. On appelle m l'ordre de diffraction du réseau. On comprend alors que chaque longueur d'onde λ va être diffractée avec un angle différent $\theta(\lambda)$.

Le spectromètre qu'on va utiliser possède un réseau en réflexion (1200 traits/mm) en incidence rasante ($\theta = 3^\circ$) de manière "directe", c'est-à-dire qu'il n'y a, en amont, aucun dispositif de focalisation. L'émission du plasma est considérée comme assez lointaine et ponctuelle pour donner une bonne résolution spectrale sans ajouter de fente spécifique. On donne les spécifications du réseau sur la figure 5.22.

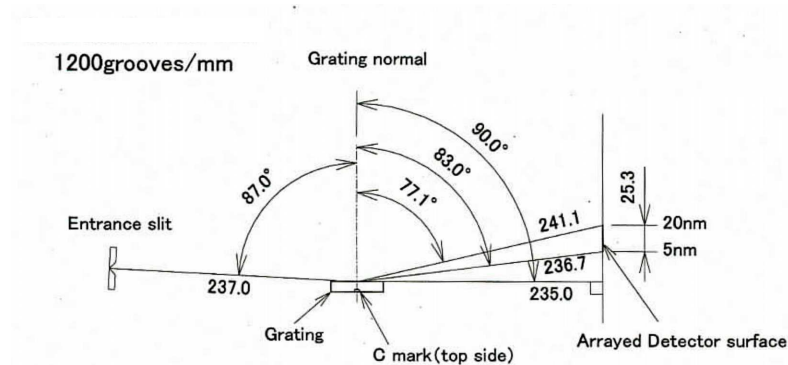


FIGURE 5.22 – Spécifications du réseau.

Pour mesurer le spectre, on utilise une caméra CCD placée à 235 mm du centre du réseau (figure 5.23). Cependant, le zone sensible de la caméra étant plus petit que la taille totale du spectre réfléchi par le réseau, il est nécessaire de pouvoir déterminer la gamme spectrale observée. Pour cela on a ajouté une *Imaging Plate* (IP) couvrant tout le spectre à 35 mm en amont la caméra CCD. Cette dernière nous permet de situer l'image de la CCD par rapport à l'ordre 0 pour déterminer dans quelle gamme spectrale on se trouve.

Fonction de dispersion

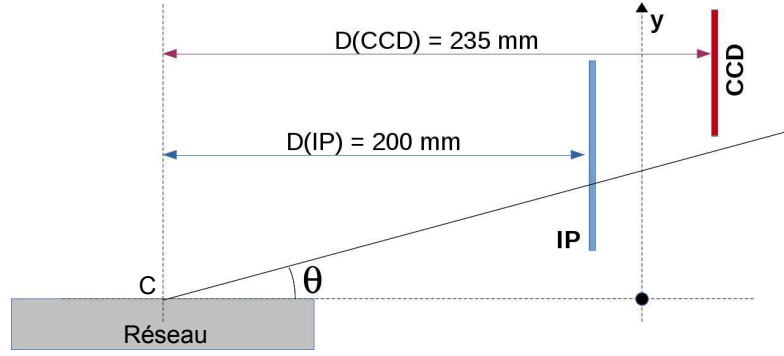


FIGURE 5.23 – Géométrie des détecteurs.

Il est possible de donner une fonction de dispersion pour le spectromètre. On va considérer un rayon r_i arrivant sur le réseau avec un angle d'incidence θ_i , il est réfléchi avec un angle θ . La loi des réseaux donne alors :

$$(\cos(\theta) - \cos(\theta_i)) d = n_{diff} \lambda \quad (5.20)$$

En prenant le centre du réseau C comme origine, on peut écrire pour une position y :

$$\tan(\theta) = \frac{y}{D} \quad (5.21)$$

En combinant cette équation avec l'équation 5.20 on obtient l'équation de dispersion du réseau pour l'ordre 0 ($\theta = \theta_i$) :

$$y = D \tan(\theta_i) \quad (5.22)$$

et pour l'ordre 1 :

$$\lambda = d \left(\cos(\theta_i) - \cos \left(\arctan \left(\frac{y}{D} \right) \right) \right). \quad (5.23)$$

Avec les dimensions spécifiées plus haut, on peut alors donner l'énergie en fonction de la position y :

$$E[eV] = \frac{1,5}{\cos(3) - \cos \left(\arctan \left(\frac{y}{D} \right) \right)} \quad (5.24)$$

On a représenté les fonctions de dispersion pour la caméra CCD et pour l'IP sur la figure 5.24.

Champ couvert par le spectromètre

Pour limiter le flux arrivant sur le réseau et bloquer les lumières parasites, une fente de taille $e = 0,55$ mm a été fixée sur le support du spectromètre comme on peut le voir sur la figure 5.25. Cela a pour effet de restreindre le champ utile du spectromètre. Les spécifications du réseau donnent une focale $f = 30$ mm. Si on pose la distance h comme la distance entre le plan du réseau et le centre de la fente, on a donc $\tan(\theta_i) = h/f$. Comme la fente est petite, on peut considérer que des rayons arrivant au centre de la fente et à l'extrémité de la fente sont quasiment parallèles.

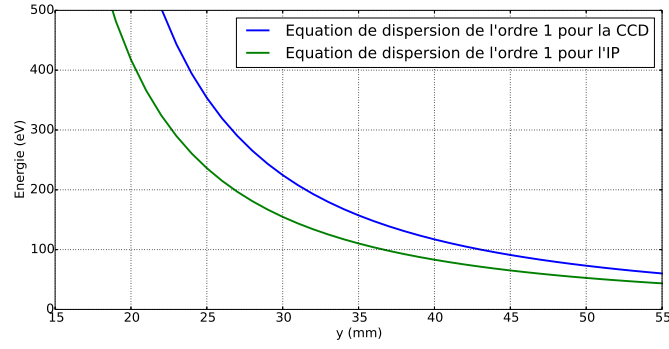


FIGURE 5.24 – Courbes de dispersion en énergie en fonction de la position latérale y pour la caméra CCD (bleu) et l'IP (vert).

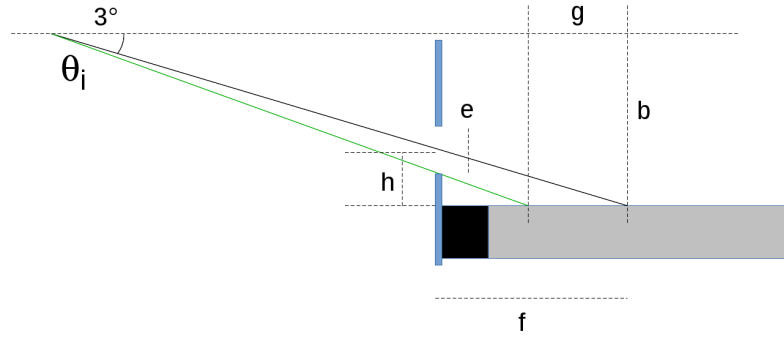


FIGURE 5.25 – Angle solide de la fente d'entrée.

Dans notre cas, on a $e = 0,5$ mm et $f = 30$ mm, cela donne un champ du réseau utilisé de $2 * g = 9,5$ mm autour de son centre. Cette réduction est importante puisque le champ utile potentiel est de 40 mm.

Résolution spectrale

La résolution spectrale du spectromètre est gouvernée par deux facteurs [40] : la résolution intrinsèque du réseau $\Delta\lambda_D$ et la résolution géométrique Δ_G liée à la taille de la source ΔS et à l'ouverture de la fente e . Lors des expériences, on atteint rarement la résolution $\Delta\lambda_D$, la résolution du diagnostic est principalement déterminée par les effets géométriques liés à la taille de la source :

$$\Delta_G = G\Delta S \frac{d}{D} \quad (5.25)$$

où G est le grandissement du spectromètre.

La résolution spectrale sera donnée dans le chapitre 7 traitant de la partie expérimentale.

CHAPITRE 6

ÉTUDE EN RÉGIME NANOSECONDE DE L'ÉMISSION DE COUCHE L DU BROMURE DE POTASSIUM ET DE COUCHE K DE L'ALUMINIUM

6.1 Présentation de l'expérience

On a étudié l'émission de couche K ou L d'éléments de Z moyen. En janvier 2014, on a choisi d'effectuer la spectroscopie de l'émission de rayons X de plasmas HETL de couche K d'aluminium (Al, $Z_{\text{Al}} = 13$) et de couche L de bromure de potassium (KBr, $Z_{\text{K}} = 19$, $Z_{\text{Br}} = 35$). Le choix de ce dernier n'a pas été anodin. En effet, le Br fait parti des meilleures candidats pour doper les ablateurs des capsules de combustibles pour les cibles utilisées dans la fusion par confinement inertiel. Notre étude portera alors sur l'émission X de la couche L, encore peu connue, de cet élément. Le but est d'obtenir simultanément la mesure de l'émission X du plasma et une caractérisation la plus complète possible des paramètres hydrodynamiques (densité et température) du plasma émetteur. Au cours de cette expérience, on a irradié des micro-dots d'Al ou de KBr ($\phi 150 \mu\text{m}$ ou $\phi 300 \mu\text{m}$), déposés sur un substrat en plastique, avec un des faisceaux laser de l'installation LULI2000. L'intensité laser a été choisie pour ioniser les matériaux de telle sorte que la population ionique majoritaire soit celle des ions iso-électroniques de l'hélium dans le cas des cibles en Al, et du néon dans le cas des cibles de KBr.

6.2 Conditions laser

On a utilisé comme faisceau d'interaction un des deux faisceaux "nanoseconde" de l'installation LULI2000 doublé en fréquence à $2\omega(0.53 \mu\text{m})$ par un cristal KDP avec une durée d'impulsion de 1.5 ns. Il a été focalisé au centre de la chambre expérimentale (TCC) par une lentille de focale 800 mm précédée d'une lame de phase aléatoire (*Random*

Phase Plate, RPP) [permettant le lissage du faisceau]. Selon les tirs, on a utilisé une lame de phase de Heaviside (*Heaviside Phase Plate*, HPP). On a obtenu des tâches focales de diamètre compris entre 200 μm et 1 mm. On calcule des intensités obtenus ayant des valeurs comprises entre 10^{13} et $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Un faisceau annexe dit "bleu" a été utilisé comme faisceau sonde pour le diagnostic de diffusion Thomson avec une fréquence à $\omega(1,05 \mu\text{m})$ avec une durée d'impulsion de 1,5 ns à 30 J. Il a un angle de de 45° par rapport au faisceau principal.

Enfin, un troisième faisceau, appelé "Quanta-ray" a été utilisé pour l'interféromètre, il est doublé en fréquence à 2ω pour une durée d'impulsion de 8 ns et une énergie de 100 mJ.

Tous les faisceaux ont alors été synchronisés entre eux.

6.3 Configuration expérimentale

La géométrie du dispositif expérimental avec toutes les caractéristiques des faisceaux est présentée sur la figure 6.1. L'émission X du plasma a été mesurée au moyen du spectromètre à cristal de Bragg tronconique décrit en 5.3.1. Pour réaliser les mesures indépendantes des paramètres hydrodynamiques, on a utilisé plusieurs diagnostics : un diagnostic de diffusion Thomson ionique et électronique qui donne accès aux paramètres hydrodynamiques en fonction du temps ; un interféromètre qui permet de caractériser l'expansion du plasma ; et une mesure de l'émission propre en face arrière du plasma, permettant de caractériser la vitesse de propagation de l'onde de choc dans le matériau. Tous ces diagnostics ont été décrits dans le chapitre 5.

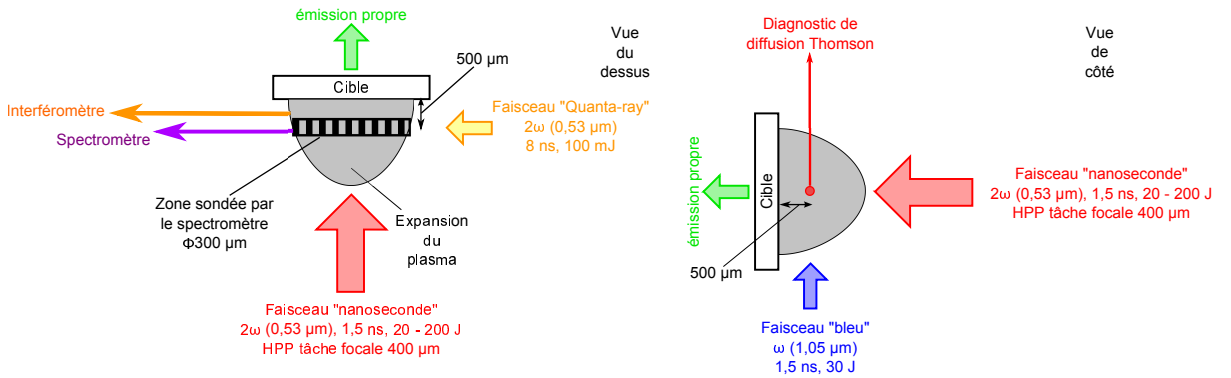


FIGURE 6.1 – Schéma du dispositif expérimental.

Le spectromètre et le diagnostic de diffusion Thomson ont été alignés de telle manière que la zone sondée par ces diagnostics se trouve à 500 μm en avant de la cible. On appellera donc cette zone la *zone sondée*. L'interféromètre, quant à lui, va sonder toute

la longueur du plasma.

6.4 Présentation des cibles

Les cibles utilisées sont des micro-dots de KBr ou d'Al avec une épaisseur de 10 μm pour l'Al et de 1 μm pour le KBr, représentées sur la figure 6.2. On a aussi utilisé des cibles composées uniquement d'une feuille mince d'échantillon déposé sur le même support que pour les micro-dots. On adoptera la notation suivante : on appellera "dot300" les micro-dots de diamètre 300 μm ; "dot150" les micro-dots de diamètre 150 μm ; et "feuille" pour les feuilles minces d'échantillons.

Le support sur laquelle la cible est posée est composé d'une couche d'or de 5 μm placée entre deux couches de CH, une de 12 μm au niveau de l'interface avec l'échantillon et une de 20 μm au niveau de l'interface avec le vide. Ces couches ont été dimensionnées à partir de simulations MULTI, réalisées par T. Vinci, pour permettre la propagation du choc en face arrière pour être observé par un diagnostic d'émission propre.

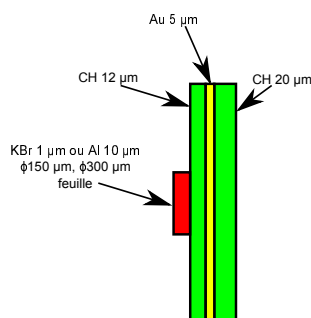


FIGURE 6.2 – Géométrie des cibles utilisées.

6.5 Résultats pour des cibles d'aluminium

L'objectif lors de la conception de ces cibles était double : permettre d'étalonner le spectromètre et permettre d'avoir une idée des conditions hydrodynamiques. En effet, l'aluminium est un élément qui est assez bien caractérisé et dont le spectre est bien connu dans la gamme d'énergie dans laquelle on se situe (1600 eV - 1850 eV). De plus, grâce à des simulations, on pourra avoir une idée des températures et densités électroniques d'un tel plasma que l'on pourra comparer à celles d'un plasma de KBr. Il est à noter que tous les tirs d'émissions de l'Al que l'on a réalisés l'ont été sur des cibles de type "feuille".

6.5.1 Étalonnage du spectromètre

Le cristal tronconique a été réglé de telle sorte d'observer d'une gamme spectrale comprise entre 1600 eV et 1850 eV. On s'attend alors à trouver dans la cette gamme la raie Ly_α de l'aluminium, ainsi que ses satellites, dont l'énergie centrale est située autour de 1728 eV. Il aurait été préférable de pouvoir observer la raie He_α ou la raie He_β en plus de celle-ci pour pouvoir faire correctement l'étalonnage. Cependant comme on peut le voir sur la figure 6.3, on n'observe que la raie Ly_α : le point lumineux à gauche n'est pas exploitable car il provient du bord du cristal. En plus de cette raie, on a pu observer sur quasiment tous les tirs d'Al les raies dues à des niveaux auto-ionisants correspondant aux niveaux de l'ion Al XII (2s(2), 1682,2 eV) et de l'ion Al XI (1s2s3p, 1s2p3p entre 1816,3 eV et 1838,9 eV).

On va donc utiliser toutes ces raies pour effectuer l'étalonnage. Comme on utilise une IP pour mesurer les spectres, cette dernière n'est jamais placée au même endroit d'un tir à l'autre lors de son scan. Pour compenser cela, on a ajouté un fil épais sur la cassette contenant l'IP afin d'avoir un point de référence pour tous les spectres.

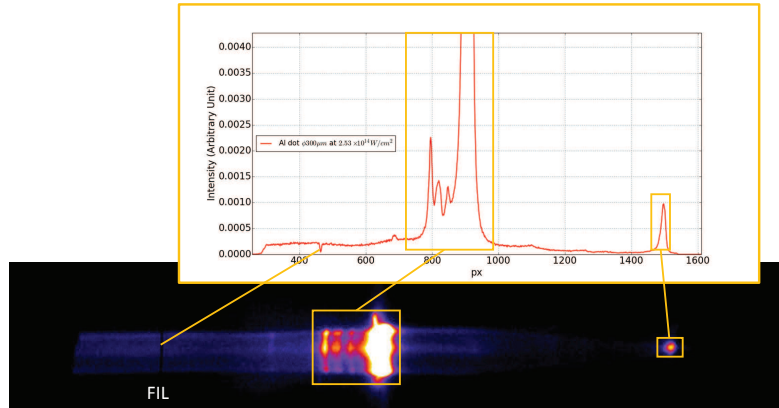


FIGURE 6.3 – Signal brut récupéré sur l'IP du spectromètre.

À partir de ces données, grâce à une régression polynomiale, on trouve alors la formule de dispersion du cristal suivante :

$$E(px) = 1658,6 - 0.0091915 px + 0,00067756 px^2 - 8,5875 \cdot 10^{-7} px^3 + 3.9578 \cdot 10^{-10} px^4 \quad (6.1)$$

Avec px la position relative en pixel par rapport à la position du fil. On vérifie la pertinence de cette équation avec la figure 6.4 où l'on a tracé la courbe $f=E(px)$ et les points de mesures expérimentaux.

On en déduit l'identification du spectre d'aluminium présenté sur figure 6.5. On a pu vérifier la reproductibilité de l'intensité relatives des raies entre deux tirs d'intensités similaires visibles sur la figure 6.6. On voit bien que ces deux spectres se superposent bien. À *a priori*, on aurait une reproductibilité de notre expérience. Cependant, au vu

du faible nombre de tirs lors de cette campagne, on n'avait pas de mesures supplémentaires qui permettraient d'ajouter plus de poids à cette affirmation qui est donc à nuancer.

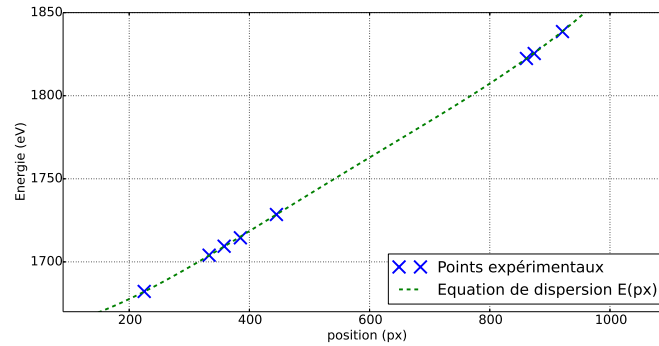


FIGURE 6.4 – Représentation de l'équation de dispersion 6.1 (pointillés verts) comparée aux points mesurés sur l'image du spectromètre (croix bleues).

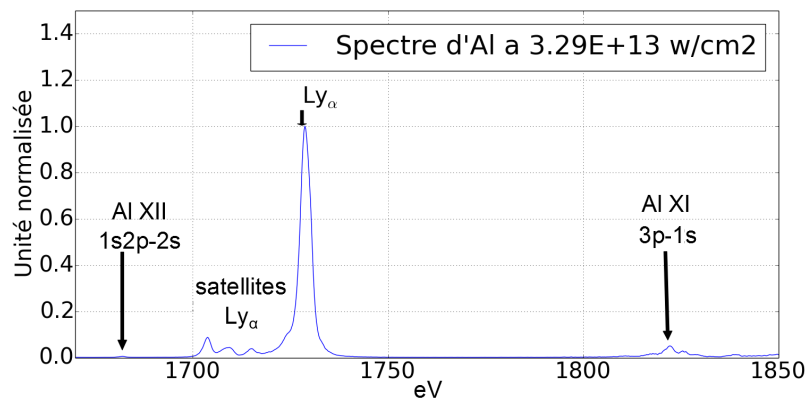


FIGURE 6.5 – Identification du spectre de l'aluminium.

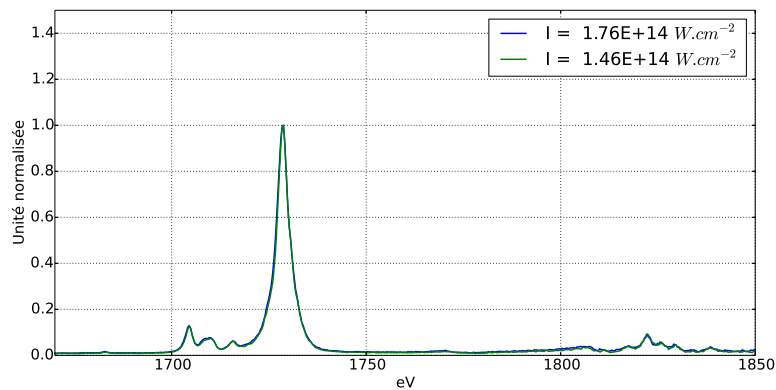


FIGURE 6.6 – Test de reproductibilité des tirs Al en fonction de l'intensité laser.

La formule 6.1 a donc permis d'étalonner le spectromètre. Afin de passer de l'aluminium au KBr, on utilisera le fil fixé sur la cassette porte IP qui servira de référence spectrale. Ce dernier est visible sur la figure 6.3.

6.5.2 Détermination des conditions hydrodynamiques

Diagnostic de diffusion Thomson

Les résultats de ce diagnostic étant très analogues d'un tir à l'autre, on présente ici les images obtenues pour un tir représentatif d'Al de type "feuille" en fonction du temps à $4,9 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ sur les figures 6.7a et 6.7b.

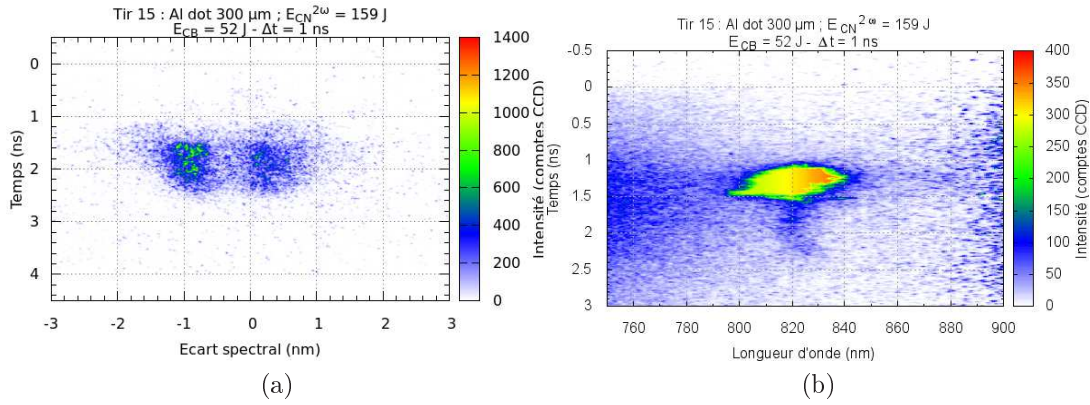


FIGURE 6.7 – Évolution temporelle du spectre Thomson (a) ionique et (b) électronique obtenus lors d'un tir sur une cible d'Al "feuille" avec une intensité laser de $4,9 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Pour pouvoir mesurer l'évolution des paramètres hydrodynamiques, on va réaliser des coupes horizontales de ces images à différents instants (figures 6.8a et 6.8b). En appliquant la procédure décrite dans la partie 5.1.1 on en déduit le couple (ZT_e, n_e) .

Lorsque l'on compare ces résultats avec les simulations MULTI (figure 6.9a) et la densité (figure 6.9), on observe que ces deux paramètres sont largement surestimés par les simulations pour une intensité laser incidente équivalente à celle de l'expérience. La simulation la plus proche est celle réalisée à $8 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ même si elle est toujours au-dessus de la plupart des courbes mesurées. Malheureusement, lorsque l'on baisse encore l'intensité de la simulation, on arrive à des conditions pour lesquelles les équations d'états ne sont pas bien définies et la description du plasma au niveau de ces limites n'est plus bonne : MULTI n'arrive plus à calculer les paramètres hydrodynamiques. La limite de validité des descriptions hydrodynamiques peut être trouvée dans la thèse de R. Yurchak [41] par exemple. Ceci a empêché de pouvoir reproduire fidèlement l'évolution temporelle des paramètres hydrodynamiques.

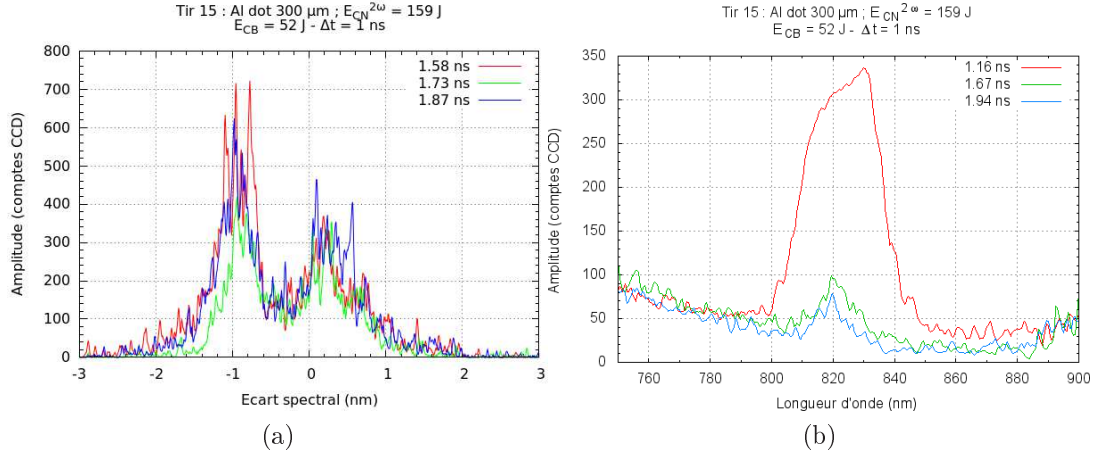
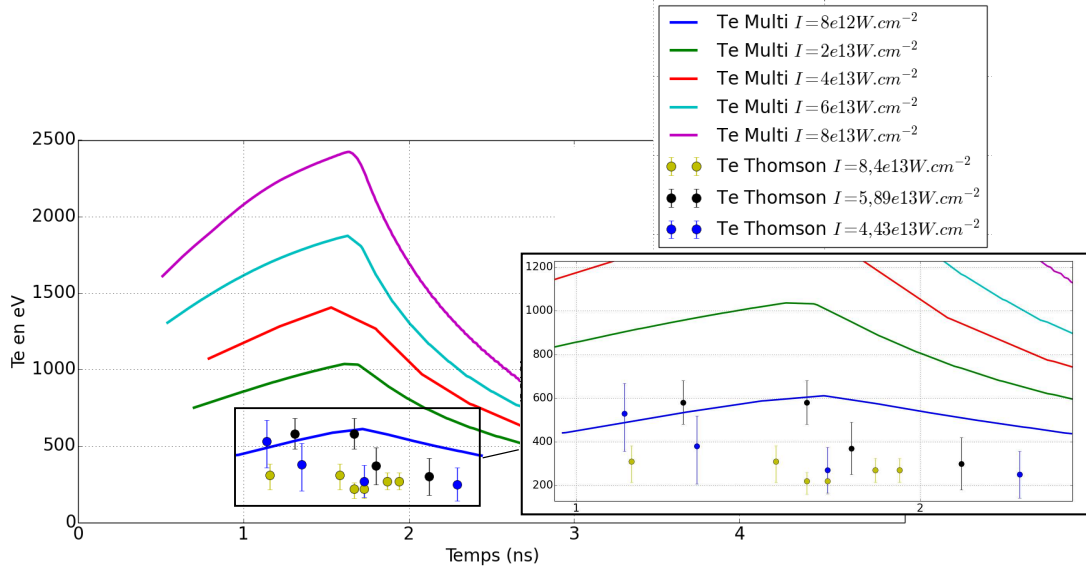
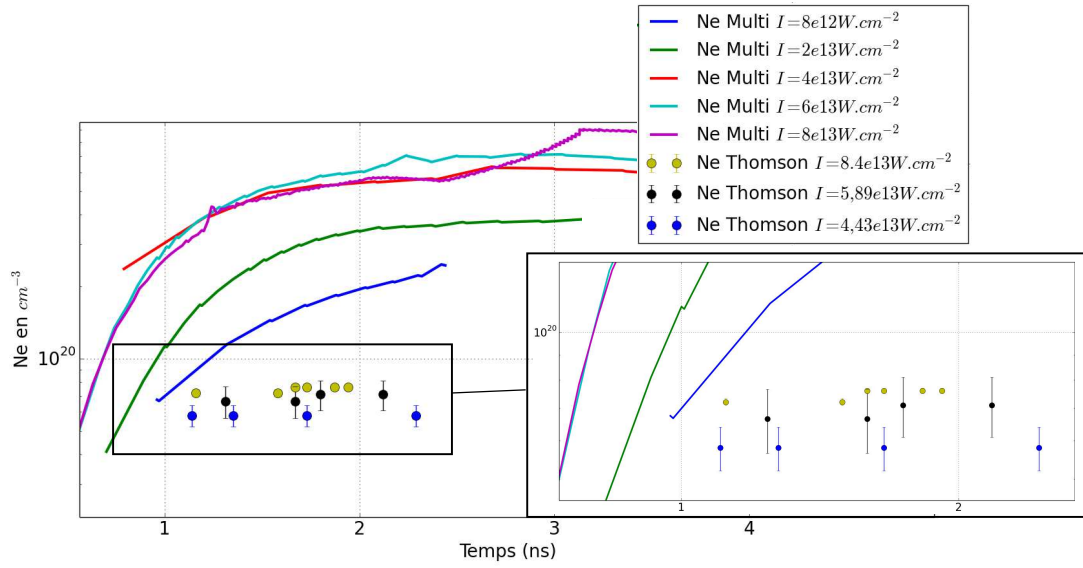


FIGURE 6.8 – Coupes du diagnostic de diffusion Thomson (a) ionique et (b) électronique montrées sur la figure 6.7.

On peut expliquer cette différence par le fait que MULTI n'a évidemment pas la capacité à décrire les effets 2D du refroidissement du plasma. Dans un premier temps, sur la base de travaux précédents [42], on a supposé qu'il était nécessaire d'appliquer un facteur correctif à l'intensité pour faire correspondre les simulations et les mesures. On a déterminé que le facteur était de $\frac{1}{8}$. Ce dernier est proche du facteur, compris entre $\frac{1}{5}$ et $\frac{1}{10}$, estimé par les travaux d'A-C Bourgaux [42] lors de l'étude du Nb. On verra par la suite que ce facteur ne sera pas suffisant pour obtenir des résultats satisfaisants pour les simulations SPECT3D *post-processing*.



(a)



(b)

FIGURE 6.9 – Comparaison entre les mesures du diagnostic de diffusion Thomson et les simulations MULTI pour (a) T_e et (b) N_e .

Interféromètre

L'interféromètre décrit dans le paragraphe 5.1.2 a permis de mesurer la densité sur la couronne extérieure du plasma. Le faisceau sonde ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$) permettant de réaliser l'image d'interférométrie est totalement réfléchi à partir de la densité critique ($n_c = 3,9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) correspondant à sa longueur d'onde. Il est impossible, avec les paramètres de notre diagnostic, de mesurer la zone du plasma où la densité est supérieure à n_c .

La mesure du grandissement G de l'interféromètre a été réalisée grâce à la mesure du déplacement de l'ombre d'une pointe de $500 \mu\text{m}$ et vaut $G = 2,4 \mu\text{m}/\text{px}$.

L'interferogramme est enregistré avec un retard de 1 ns par rapport au front de montée de l'impulsion. On réalise alors deux mesures : une mesure de référence de la cible avant le tir (6.10a) et une mesure de l'expansion du plasma pendant le tir (6.10b).

Une reconstruction de la phase suivie d'une inversion d'Abel va permettre d'estimer la

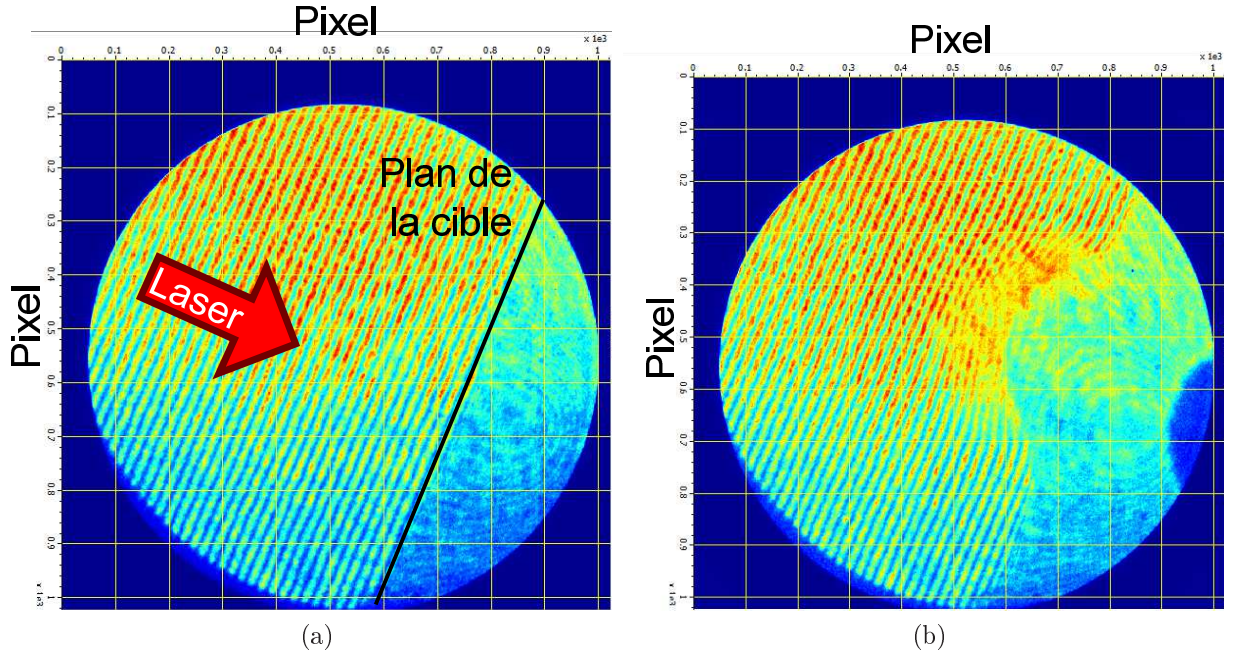


FIGURE 6.10 – Images brutes de l'interféromètre pour le même tir que celui du diagnostic de diffusion Thomson présenté sur la figure 6.7 : (a) image de référence mesurée avant le tir ; (b) image interférentielle mesurée lors du tir.

densité pour la couronne du plasma comme décrit en 5.1.2. On obtient alors la figure 6.11.

On va définir plusieurs positions correspondant à trois distances différentes sur l'axe par rapport au centre de la cible où l'on va mesurer la densité :

- la position P_a correspondant à la couche située à $500 \mu\text{m}$ du centre de la cible,
- la position P_b correspondant à la couche située à $600 \mu\text{m}$ du centre de la cible,
- la position P_c correspondant à la couche située à $700 \mu\text{m}$ du centre de la cible.

Ces mesures pourront donc être comparées aux simulations réalisées avec MULTI ainsi

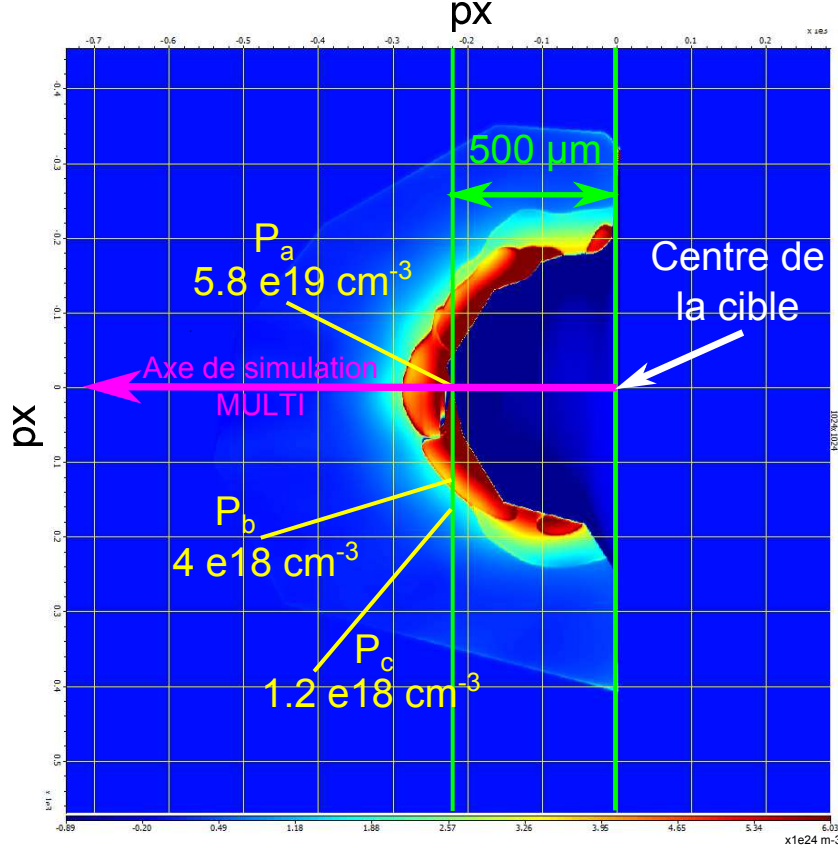


FIGURE 6.11 – Résultat de l'interféromètre sur une cible d'Al "feuille" avec une intensité laser de $4,9 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

qu'avec le résultat des autres diagnostics une fois que l'on aura présenté les résultats d'ombroscopie (figure 6.14). Le tableau 6.1 regroupe l'ensemble des résultats obtenus pour deux cibles d'aluminium. Pour estimer l'erreur, on a mesuré la densité à ces positions pour différentes directions. Dans certains cas, le plasma était plus homogène que dans d'autres, ainsi l'erreur peut grandement varier d'un tir à l'autre comme par exemple pour la position P_b où l'on passe d'une erreur de 4,9% à 16,7%.

On peut voir que pour des intensités comparables, les densités mesurées sont similaires et donc reproductibles. De plus ces mesures confirment les mesures du diagnostic de diffusion Thomson : lorsque l'on sonde à $500 \mu\text{m}$ devant la cible, la densité que l'on mesure est du même ordre de grandeur que celles mesurées par l'interféromètre. Cette cohérence de résultats entre deux diagnostics différents démontre que l'on arrive à caractériser de manière assez fiable la densité d'un plasma HETL. Il reste maintenant à voir si l'ombroscopie confirme ce résultat.

Ombroscopie

Le diagnostic d'ombroscopie a été utilisé lors d'une expérience le LULI2000 en 2012 [42] avec des cibles et des conditions laser identiques à celle que l'on avait lors de l'expérience réalisée en 2014. On a donc voulu voir si la mesure de densité était

$I_L = 5,9 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$			
Position	P_a	P_b	P_c
Densité (cm^{-3})	$3,8 \cdot 10^{19}$	$4,1 \cdot 10^{18}$	$6,8 \cdot 10^{17}$
Erreur (cm^{-3})	$2,6 \cdot 10^{19}$ (68%)	$2,0 \cdot 10^{17}$ (4,9%)	$6,0 \cdot 10^{16}$ (8,8%)
$I_L = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$			
Position	P_a	P_b	P_c
Densité (cm^{-3})	$3,0 \cdot 10^{19}$	$1,2 \cdot 10^{18}$	$5,8 \cdot 10^{17}$
Erreur (cm^{-3})	$1,1 \cdot 10^{19}$ (37%)	$2,0 \cdot 10^{17}$ (16,7%)	$9,0 \cdot 10^{16}$ (15,5%)

TABLE 6.1 – Mesure de densité pour deux intensité différentes à 1 ns.

reproductible d'une campagne à l'autre.

Le but de la mesure d'ombroscopie est de déterminer les paramètres à utiliser dans la formule 5.9 pour pouvoir la calculer la densité du plasma à différents instants et à différentes positions. On utilise donc le programme Python décrit dans la partie 5.1.3 afin de reproduire les résultats expérimentaux.

On prend l'exemple d'un tir sur un micro-dot d'Al pour une intensité laser de $2,7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pour obtenir les paramètres, il faut, dans un premier temps, connaître la taille transversale L_t du plasma à un instant t donné. On obtient cette information avec l'ombroscopie intégrée en temps (figure 6.12a) ou avec l'interféromètre. En pratique, on n'a eu accès qu'à un seul temps pour l'Al avec ces diagnostics.

Ensuite, il faut connaître la taille au centre L_c au même instant t . Cette information est visible sur l'ombroscopie résolue en temps (figure 6.12b). On va réaliser une série de simulations avec des longueurs de gradient L différentes afin de trouver celle pour laquelle la distance de réflexion totale corresponde à la valeur expérimentale et on utilise la formule 5.9 afin de calculer la densité du plasma à la position désirée.

Pour le tir dont les images d'ombroscopie sont donnés sur la figure 6.12, on a mesuré à 1 ns une zone surcritique de $500 \mu\text{m}$ comme on peut le voir sur la figure 6.12b. En réalisant les simulations (figure 6.13), on a alors trouvé une valeur approchée de la longueur de gradient : $L = 56.6 \pm 1 \mu\text{m}$. Pour l'Al, on a $n_{e,Alsolide} = 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, on peut donc définir la densité à une distance r du centre de la cible avec la formule suivante :

$$n_e(r) = 8 \cdot 10^{23} e^{-\frac{r[\mu\text{m}]}{56.6}} \quad (6.2)$$

Pour les autres instants, aucune mesure de la longueur L_t n'étaient disponible pour l'Al. On a donc utilisé les valeurs trouvées pour le KBr. On verra que malgré cette approximation, on arrive à avoir des résultats assez cohérents.

On résume les résultats à différents instants dans le tableau 6.2.

On calcule alors pour différents instants la valeur de la densité à différentes positions sur le tableau 6.3.

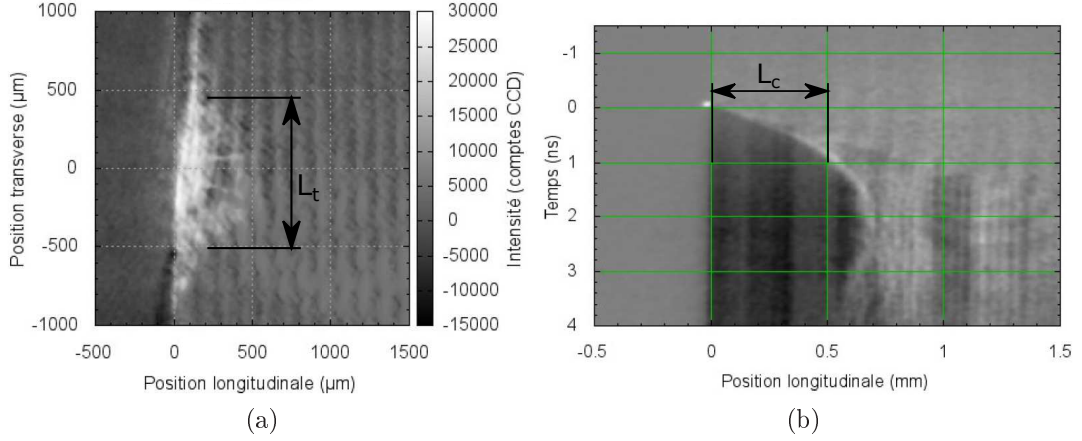


FIGURE 6.12 – Ombroscopie réalisée sur une cible d'aluminium à une intensité laser de $2.7 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$: (a) à deux dimensions intégrée en temps et (b) à une dimension résolue en temps.

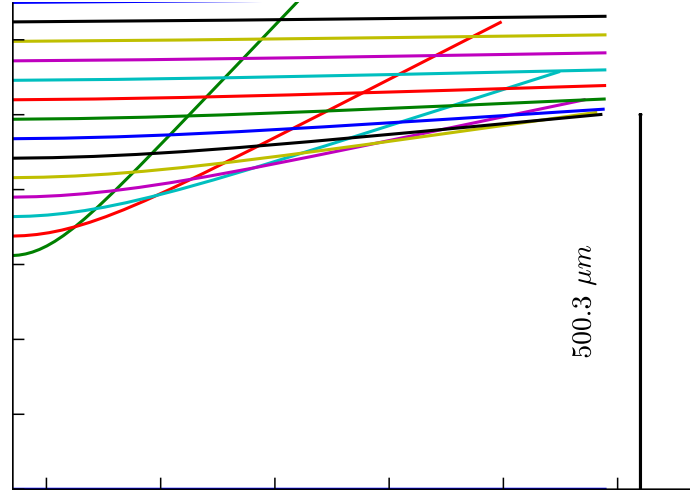


FIGURE 6.13 – Tracé de rayons pour une longueur de gradient $L=56,6 \text{ µm}$.

On observe un très bon accord entre la mesure de la densité électronique réalisée avec l'ombroscopie et celle réalisée avec l'interféromètre (figure 6.14). On n'a pas pu comparer ces mesures avec les résultats du diagnostic de diffusion Thomson car les mesures de ce dernier ont été réalisées à 1,1 ns et 1,3 ns.

Cependant, pour le temps 1,1 ns du Thomson proche de 1 ns, on a une densité électronique de $5,80 \pm 0,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ qui est très proche des valeurs de l'ombroscopie ($4,0 \pm 1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et de l'interféromètre ($3,9 \pm 1,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Cela donne l'intuition que l'évolution des densités, sur 100 ps serait assez importante. On peut le vérifier en compa-

Temps (ns)	Taille de la zone d'ombre (μm)	L (μm)
0,5	200	23 ± 1
1	500	$56,6 \pm 1$
1.5	670	$72,4 \pm 1$
2	680	$67,7 \pm 1$

TABLE 6.2 – Résultat de l'estimation de la longueur de gradient pour le tir présenté sur la figure 6.12.

Temps (ns)	Densité à 500 μm (cm^{-3})	Densité à 600 μm (cm^{-3})	Densité à 700 μm (cm^{-3})
0,5	N/A	N/A	N/A
1	$1,07 \cdot 10^{20}$	N/A	N/A
1.5	$7,32 \cdot 10^{20}$	$1,84 \cdot 10^{20}$	$4,62 \cdot 10^{19}$
2	$4,53 \cdot 10^{20}$	$1,03 \cdot 10^{20}$	$2,36 \cdot 10^{19}$

TABLE 6.3 – Mesure de la densité électronique avec l'ombroscopie pour le tir présenté sur la figure 6.12.

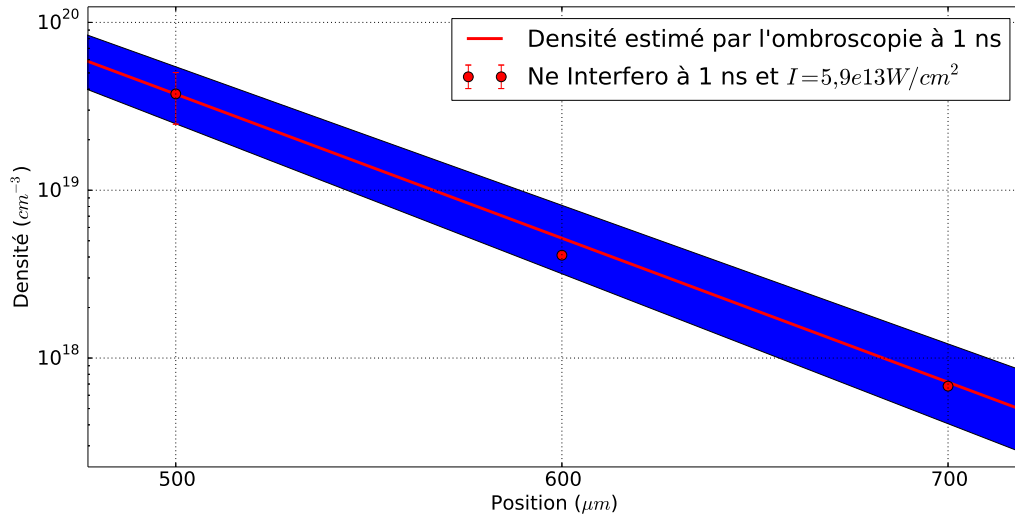


FIGURE 6.14 – Résultat de la mesure de la densité pour l'ombroscopie à 1 ns (trait rouge) avec sa barre d'erreur (zone bleutée) et pour l'interféromètre (ronds rouges).

rant le rapport des densités électroniques données par le diagnostic de diffusion Thomson entre 1,1 ns et 1,3 ns à celui que donne MULTI. On trouve des rapports de 1,7 (Thomson) et 1,4 (MULTI). Ces rapports très proches confirment donc l'intuition que l'on a eue.

Synthèse

Dans cette partie on a étalonné un spectromètre tronconique dans la gamme d'énergie 1600 eV - 1850 eV grâce à un spectre d'Al. On verra dans la partie suivante que l'équation de dispersion que l'on a déterminée se reporte bien pour le KBr aussi.

De plus on a montré qu'il y avait une reproductibilité de la mesure de la densité non seulement entre différents diagnostics mais aussi à travers différentes campagnes expérimentales. C'est un très bon résultat car cela montre que l'on a réussi à très bien caractériser la densité des plasmas d'Al que l'on a créé.

6.5.3 Étude spectroscopique

On a vu dans la partie précédente que les résultats des diagnostics hydrodynamiques avaient une bonne cohérence entre eux pour les cibles d'aluminium. On va donc pouvoir effectuer les simulations atomiques pour valider la méthode.

Simulations SPECT3D *one shot*

On a commencé un travail préliminaire en réalisant des simulations *one shot*, terminologie définie en 4.2, avec SPECT3D, afin d'estimer, en première approximation, les conditions hydrodynamiques du plasma d'aluminium généré. Ces simulations devront nécessairement être affinées en utilisant la méthode du post-processing. Comme on peut le voir sur la figure 6.15, pour des énergies inférieures à 1750 eV le spectre que l'on a mesuré est plus proche de la simulation réalisée pour le couple de condition hydrodynamique ($T_e = 500$ eV, $\rho_e = 4 \cdot 10^{-4}$ g · cm⁻³). Au contraire, pour les énergies au-dessus de 1750 eV, le spectre expérimental est plus proche de la simulation du couple ($T_e = 400$ eV, $\rho_e = 4 \cdot 10^{-4}$ g · cm⁻³). Ceci peut s'expliquer par le fait que les simulations *one shot* ne prennent pas en compte l'évolution temporelle des paramètres hydrodynamiques du plasma. Si l'on trace ces spectres sans normaliser les intensités (figure 6.16), on se rend compte que le flux provenant de la raie Ly $_{\alpha}$ diminue fortement lorsque l'on fait baisser la température alors que celui provenant des transitions de l'Al XI reste quasiment toujours au même niveau. Ainsi, si lors de l'évolution temporelle de la température du plasma il y a une période stationnaire où le plasma se trouve à une température avoisinant les 400 eV, le flux des transitions provenant de l'Al XI va proportionnellement augmenter par rapport à celui provenant de la Ly $_{\alpha}$.

Simulations SPECT3D en post-processing

La figure 6.15 montre qu'une simulation *one shot* ne permet pas de reproduire totalement fidèlement le spectre de l'Al que l'on a mesuré. En effet, il semblerait que la raie Ly $_{\alpha}$ soit plus proche d'une température de 500 eV alors que les raies de l'AlXI autour de 1830 eV soient plus proche de la simulation à 400 eV. La première explication que l'on va approfondir serait que ces émissions correspondraient à des émissions se produisant à des temps différents. On ne peut reproduire fidèlement cette évolution temporelle avec une simulation *one shot*. Pour tenir compte de cela, on utilise la simulation MULTI 1D

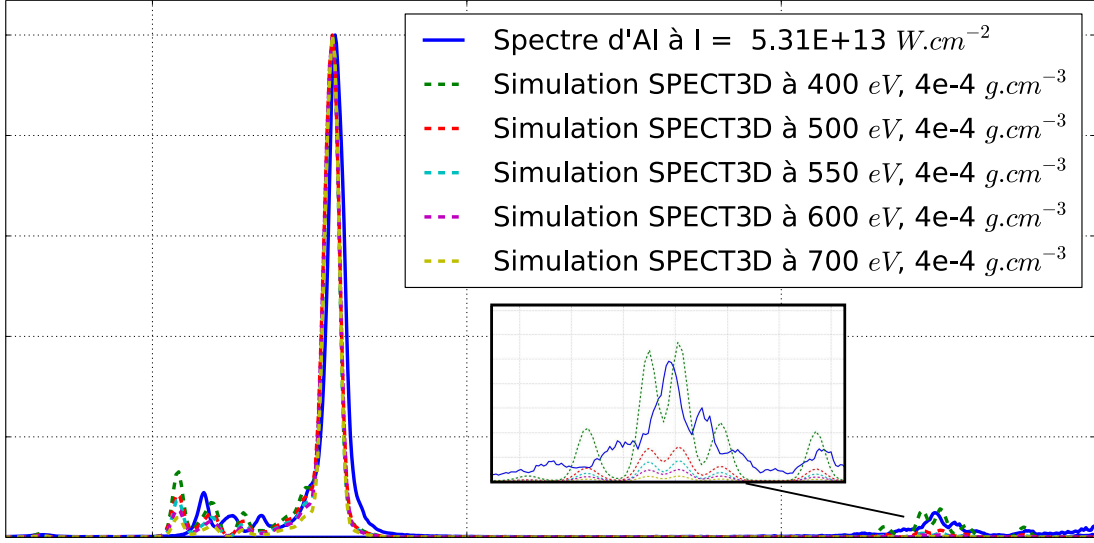


FIGURE 6.15 – Comparaison entre un tir sur une cible d'Al avec une intensité laser de $5,31 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (en bleu) et des simulations *one shot* réalisées avec SPECT3D.

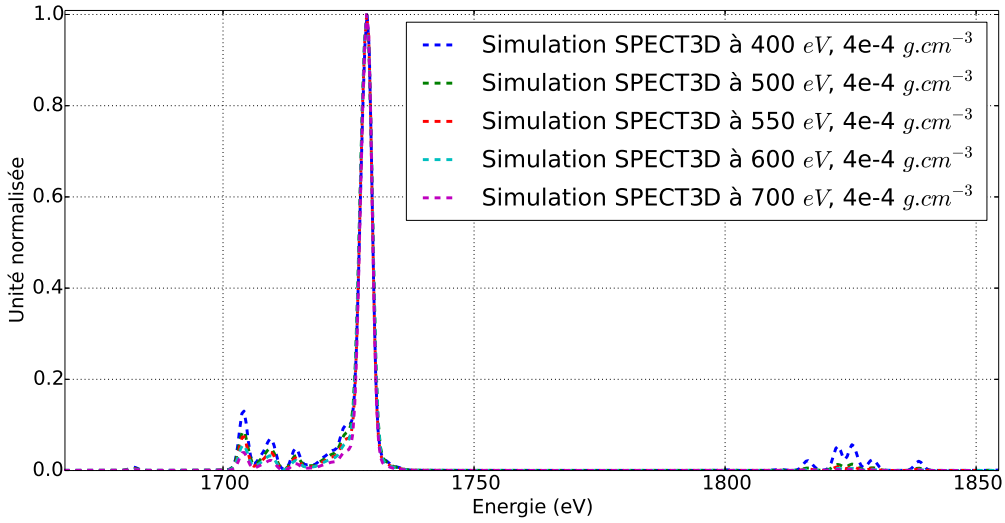


FIGURE 6.16 – Spectres des différentes simulations de type *one shot* réalisées avec SPECT3D (sans normalisation).

réalisée avec des intensités laser de $2 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $8 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour faire des calculs *post-processing* de SPECT3D. La première intensité correspond à la valeur obtenue dans notre expérience et la seconde correspond à celle qui se rapproche le plus des conditions de température électronique et de densité électronique expérimentales. Les spectres calculés sont présentés sur la figure 6.20.

On observe que même en intégrant l'évolution temporelle donnée par le code de simulation, les simulations atomiques ne permettent pas de retrouver le rapport de raies

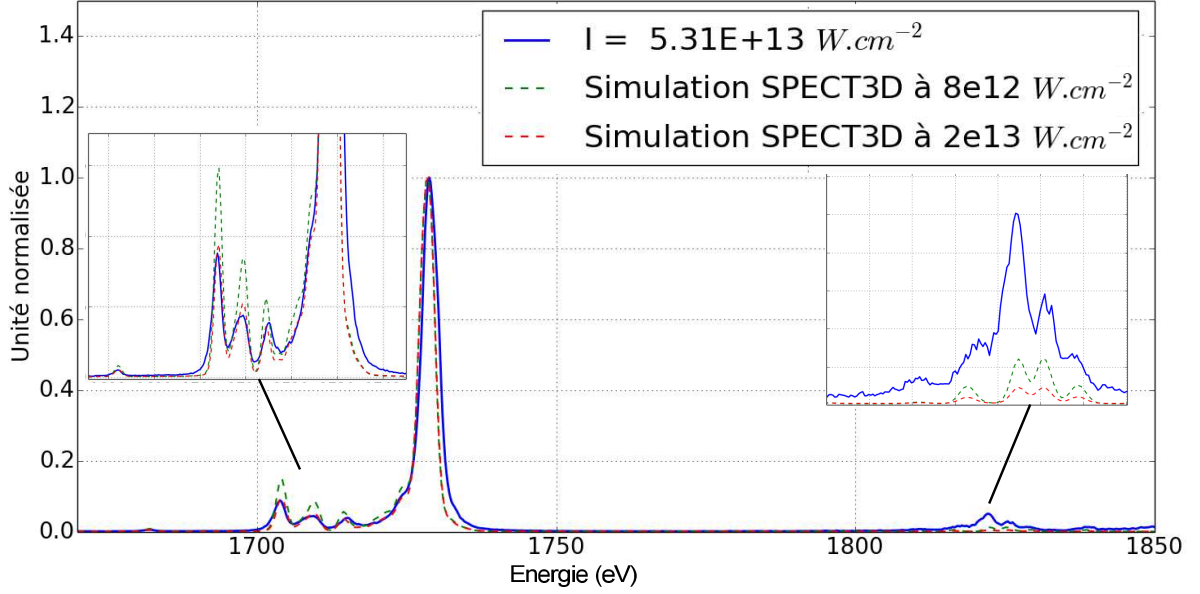


FIGURE 6.17 – Spectre expérimental d'Al à $5,31 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (bleu, trait plein) comparé aux spectres de l'Al calculés par *post-processing* du code MULTI avec SPECT3D (rouge et vert pointillé).

correspondant entre la raie Ly_α et la raie Al XI de l'aluminium. L'évolution temporelle ne permet donc pas à elle seule d'expliquer les différences observées entre la simulation et l'expérience.

L'explication que l'on peut donner est la présence de gradients de température électronique et de densité électronique dans la direction transversale. En effet, l'axe d'observation du spectromètre est quasiment perpendiculaire à cette direction : les gradients de paramètres hydrodynamiques selon cette direction auront donc une grande influence sur les spectres mesurés. Pour valider cela, on a réalisé des simulations DUED pour l'Al. Ces simulations à deux dimensions permettront alors de prendre en compte les gradients spatiaux transversaux et d'ajuster ainsi les simulations. On a supposé que ces gradients étaient symétriques par rapport à la direction d'expansion longitudinale du plasma. On présente sur la figure 6.18 les résultats d'une simulation DUED pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 1,5 ns après le front de montée de l'impulsion laser. On a représenté en hachuré la zone qui est sondée par le spectromètre et dont on va étudier l'évolution temporelle pour réaliser les simulations *one shot*.

Les évolutions temporelles des gradients de températures et de densités volumiques de la zone sondée sont représentées respectivement sur les figures 6.19a et 6.19b. On remarque qu'à un instant $t > 1,7 \text{ ns}$ donné, le gradient transversal de température est très faible voire inexistant. On suppose qu'à un instant donné T_e est constante. Cette remarque n'est pas du tout valable dans le cas de la densité électronique qui évolue fortement.

Il n'existe pas actuellement d'interface informatique directe entre DUED et

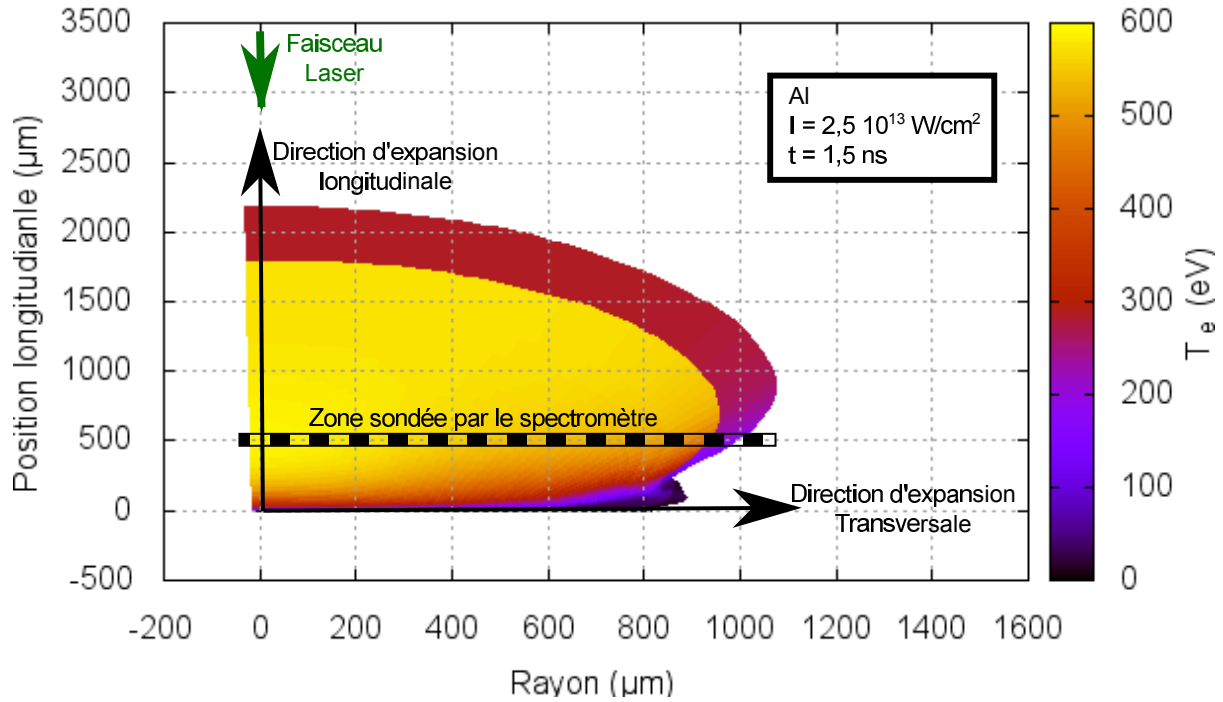
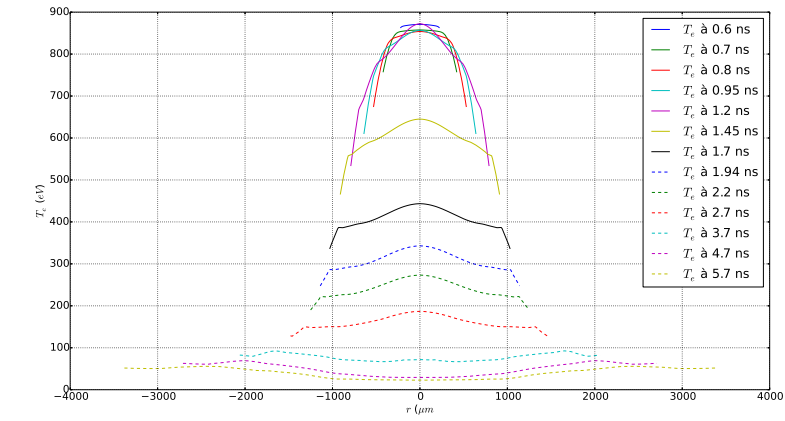
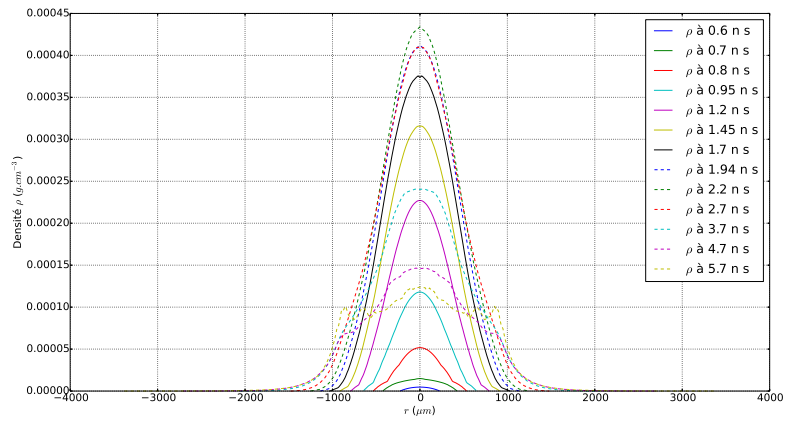


FIGURE 6.18 – Simulation DUED pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 1,5 ns après le front de montée de l'impulsion laser.

SPECT3D, le calcul *post-processing* à deux dimensions ne pourra donc pas être fait. On a cependant pu extraire les données de l'évolution temporelle du gradient transversal donné par DUED dans la zone située à $500 \mu\text{m}$ du centre de la cible et l'utiliser pour réaliser une simulation *post-processing* SPECT3D à une dimension. On présente les résultats de cette simulation sur la figure. On observe alors que cette fois-ci le rapport d'intensité des raies satellites de la $\text{Ly}\alpha$ ne correspondent pas, alors que celles de l'Al XI oui. Au contraire du cas de la figure 6.20, il semblerait que ce soit les gradients longitudinaux qui empêchent d'avoir une bonne correspondance. Dans tous les cas, il n'est pas possible de reproduire les spectres d'émission d'Al que l'on a mesurés uniquement avec des simulations hydrodynamiques à une dimension. Il serait intéressant de développer l'interface permettant d'entrer les résultats du code DUED dans SPECT3D pour permettre une meilleure caractérisation du plasma que l'on a étudié.



(a)



(b)

FIGURE 6.19 – Évolution temporelle (a) de la température et (b) de la densité volumique calculées par DUEd pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ à 500 μm du centre de la cible.

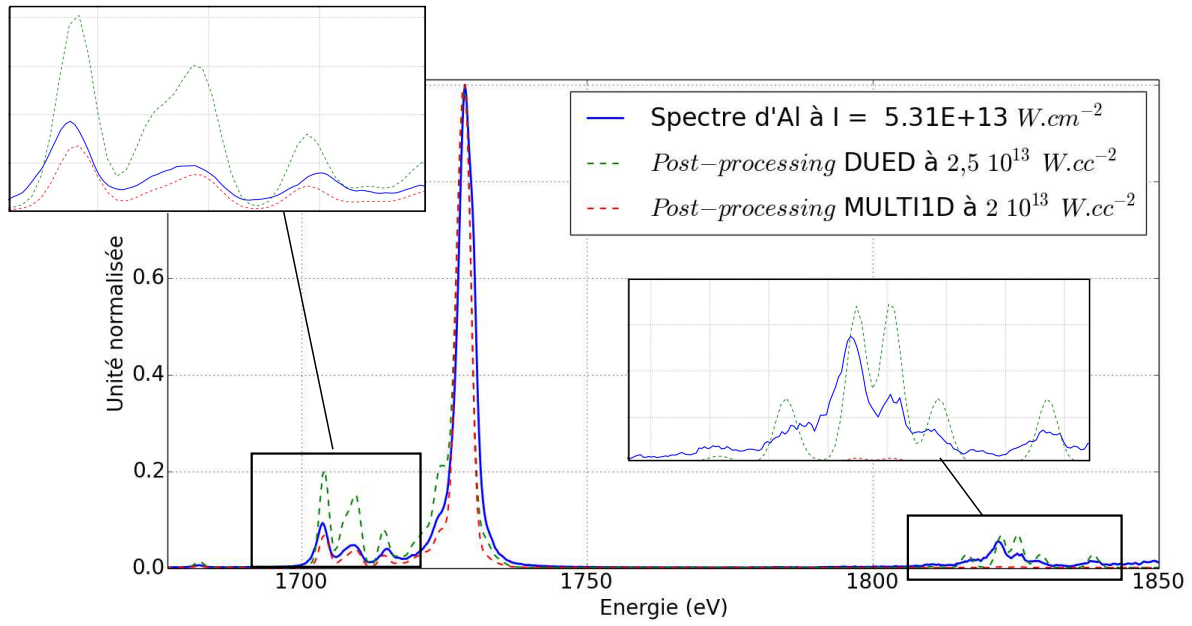


FIGURE 6.20 – Comparaison entre : (bleu) un tir sur une cible d'Al à $5,31 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (vert) une simulation SPECT3D *post-processing* des données DUED pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2,5 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et (rouge) une simulation SPECT3D *post-processing* des données MULTI1D pour une cible d'Al avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

6.6 Résultats pour des cibles de KBr

Comme on l'a vu dans la partie précédente, l'étude de l'émission X d'une cible d'aluminium a permis de valider nos méthodes d'analyses qui peuvent maintenant être appliquées à un autre matériau : le KBr.

6.6.1 Détermination des conditions hydrodynamiques

6.6.1.1 Expansion du plasma

L'objectif de la mesure des paramètres hydrodynamiques du plasma de KBr est de permettre une très bonne caractérisation de ce dernier. Cela permettra alors de choisir là où les simulations MULTI permettant de reproduire le plus fidèlement possible ces conditions pour l'étude spectroscopique du KBr.

On a réalisé des images d'interférométrie pour des cibles "dot300" à des instants différents (0,5 ns, 1 ns, 1,5 ns et 2 ns). Les images permettent de suivre l'expansion du plasma moyennant la variabilité tir à tir. On présente les résultats à ces différents instants sur les figures 6.21. Pour tous les tirs, l'intensité laser est proche de $6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

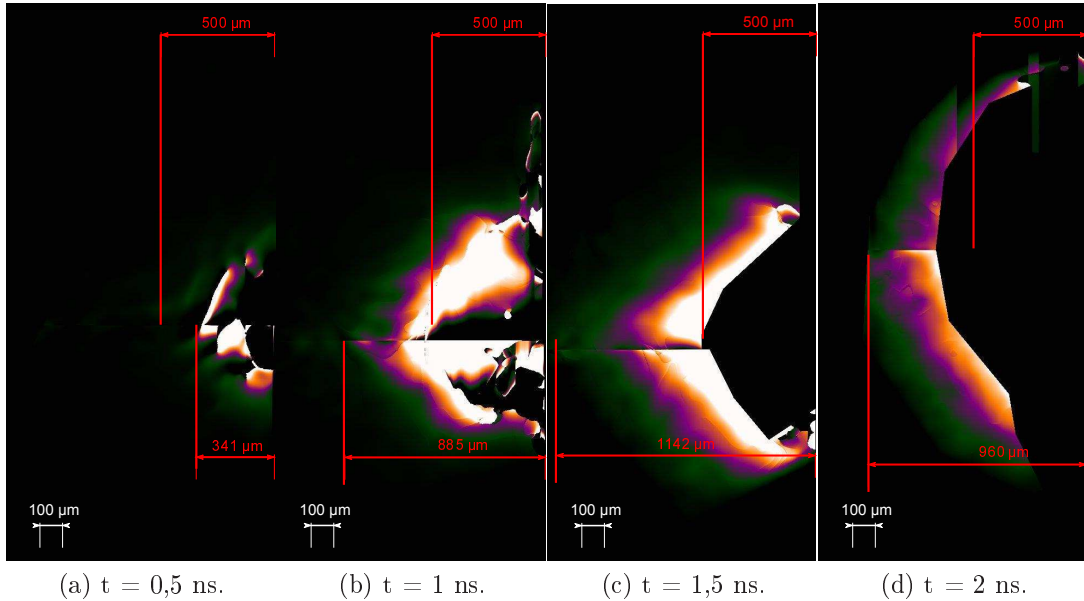


FIGURE 6.21 – Images par interférométrie à différents instants pour des cibles "dot300" pour une intensité laser proche de $6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Les images que l'on obtient montrent la difficulté que l'on a à sonder un plasma lorsqu'on se rapproche trop du centre de la cible, ce à quoi l'on s'attendait. Sur toutes les images la seule mesure fiable que l'on peut avoir de la densité du plasma se trouve

dans la couronne extérieure de ce dernier : plus le faisceau sonde se rapproche du centre de la cible, plus la densité augmente rapidement jusqu'à atteindre la densité critique. On définit arbitrairement alors la taille au centre du plasma (T_c) à différents instants comme la distance à partir de laquelle la densité passe en dessous de 10^{18} cm^{-3} . Cette densité correspond à la densité minimale qui a pu être mesurée par l'interféromètre. Comme pour la mesure de la taille transversale pour l'ombroscopie, cette définition est spécifique à nos conditions expérimentales et elle n'est en aucun cas généralisable.

On a représenté sur la figure 6.21 les différentes valeurs de T_c à chaque instant. Sur ces images, on voit qu'il y a une expansion surtout longitudinale du plasma entre 0,5 et 1,5 ns alors que l'expansion transversale est assez réduite. Par contre entre 1,5 et 2 ns le plasma a commencé à se détendre et on observe une expansion transversale plus importante. Ces résultats sont à nuancer car à part pour $t = 1 \text{ ns}$, on n'avait qu'un seul tir à analyser. Les effets à 2 dimensions paraissent alors non négligeables, il sera probable que les simulations MULTI soient insuffisantes pour reproduire les résultats expérimentaux.

La distance correspondant à la zone sondée par le diagnostic de diffusion Thomson et le spectromètre a aussi été représentée. Cette dernière information permet de nous rendre compte qu'à 0,5 ns, le plasma ne s'est pas encore étendu jusqu'à la zone sondée. Il sera donc nécessaire d'en tenir compte lorsque l'on effectuera des simulations de cinétique atomique pour estimer le spectre d'émission X de notre plasma.

6.6.1.2 Mesure de la densité volumique

Interféromètre

On va maintenant s'intéresser à la mesure de la densité électronique avec l'interféromètre pour ces mêmes images. Comme pour l'Al, on va estimer la densité du KBr à différentes distances du centre de la cible.

On adopte les mêmes notations que la partie précédente (i.e. $P_a = 500 \text{ } \mu\text{m}$, $P_b = 600 \text{ } \mu\text{m}$, $P_c = 700 \text{ } \mu\text{m}$). Les résultats sont disponibles dans le tableau 6.4.

Lorsqu'on regarde une simulation MULTI réalisée pour une intensité laser de $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, on s'aperçoit que les densités électroniques simulées dans les différentes zones P_a , P_b et P_c sont largement supérieures aux résultats expérimentaux pour cette intensité.

Afin d'affiner la comparaison, on a réalisé des simulations MULTI avec des intensités laser (I_{laser}) plus basses (figure 6.22). On a ici été limité à $I_{\text{laser}} = 6 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

On s'aperçoit que même à une intensité de $6 \cdot 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, on surestime largement la densité mesurée par l'interféromètre. Comme on l'avait anticipé lors de l'étude de l'expansion du plasma, il est encore plus difficile de reproduire les résultats expérimentaux

t = 1 ns			
Position	P _a	P _b	P _c
Densité (cm ⁻³)	2,4 10 ¹⁹	5,5 10 ¹⁸	3 10 ¹⁸
Erreur (cm ⁻³)	1,6 10 ¹⁹ (67%)	5 10 ¹⁷ (9%)	5 10 ¹⁷ (17%)
t = 1.5 ns			
Position	P _a	P _b	P _c
Densité (cm ⁻³)	8,1 10 ¹⁹	5,7 10 ¹⁸	4,5 10 ¹⁸
Erreur (cm ⁻³)	1,6 10 ¹⁹ (19,8%)	3,5 10 ¹⁷ (6,1%)	9 10 ¹⁷ (20%)
t = 2 ns			
Position	P _a	P _b	P _c
Densité (cm ⁻³)	Zone d'ombre	Zone d'ombre	6,8 10 ¹⁸
Erreur (cm ⁻³)	Zone d'ombre	Zone d'ombre	1,3 10 ¹⁸ (19,1%)

TABLE 6.4 – Mesure de la densité en fonction du temps et de la position par interférométrie pour une cible de KBr "dot300" et une intensité laser de 6 10¹³ W · cm⁻².

avec les simulations hydrodynamiques 1D de MULTI pour le KBr qu'avec l'Al. Une explication possible réside dans les équations d'états de ces éléments que l'on injecte dans les simulations MULTI : l'Al est un élément très étudié et ses équations d'états sont plus détaillées que celles d'un mélange comme le KBr.

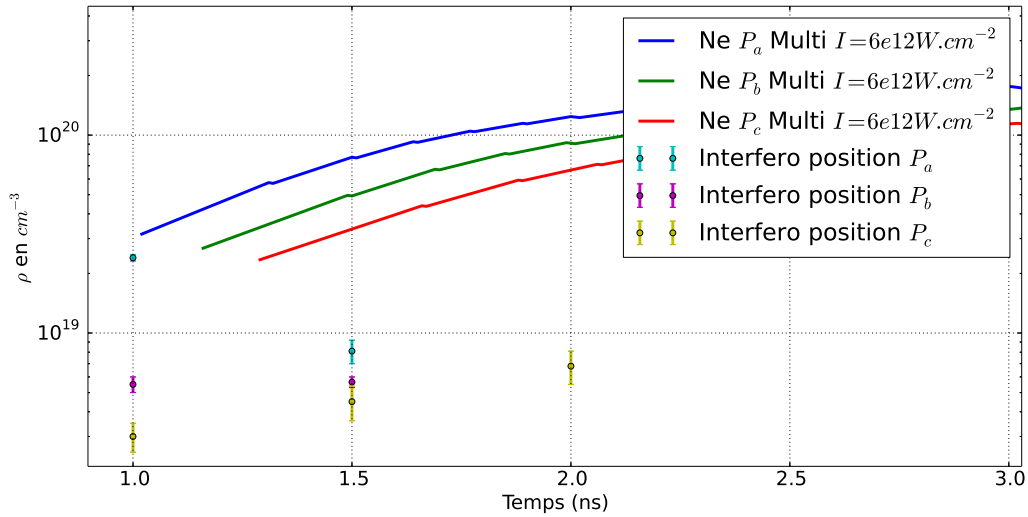


FIGURE 6.22 – Comparaison entre la densité mesurée par l'interféromètre à différentes positions en fonction du temps et des simulations MULTI.

Diagnostic Thomson

En plus des résultats de l'interféromètre, on peut aussi utiliser les résultats du diagnostic Thomson afin de valider la conclusion précédente. On compare les résultats de ce dernier, pour différentes cibles et pour des tirs avec des I_{laser} de l'ordre de $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à une coupe de la simulation MULTI à la position $-500 \mu\text{m}$ (figure 6.23).

Les densités mesurées par le diagnostic Thomson sont toutes de l'ordre de grandeur de quelques 10^{19} cm^{-3} , quelques soit le type de cible. Cela dit, au vu des barres d'erreur, il est difficile de conclure quant à la réelle signification physique de ces résultats. De plus l'évolution temporelle de la densité électronique est relativement faible. Les résultats sont assez cohérents avec les résultats de l'interféromètre. On voit qu'encore une fois, on n'arrive pas à reproduire correctement les résultats expérimentaux avec les simulations MULTI. Les résultats à 1 ns correspondent à une intensité MULTI comprise entre 6 et 8 $10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, mais c'est le seul temps où il y a une bonne correspondance.

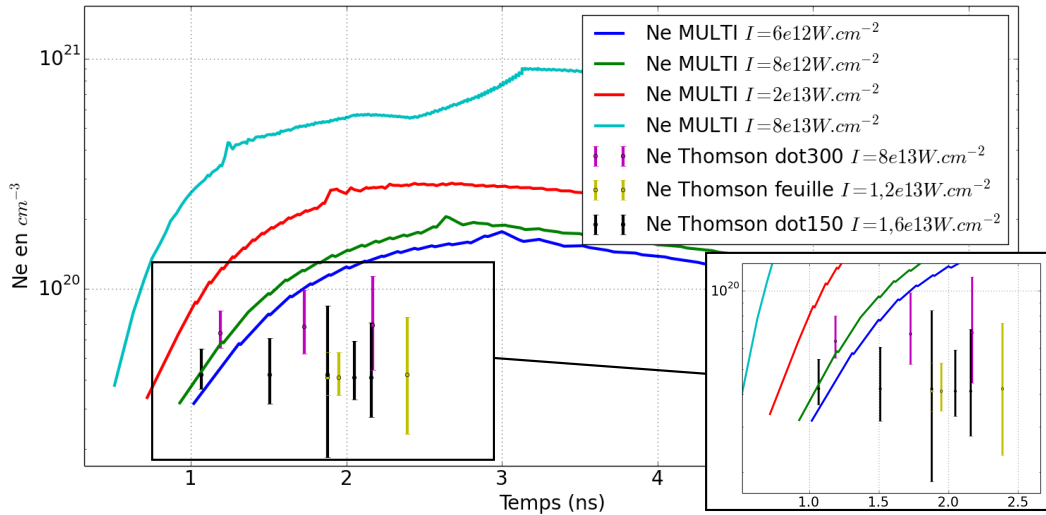


FIGURE 6.23 – Comparaison pour la densité électronique entre les simulations MULTI1D et le diagnostic Thomson pour différentes intensités à $500 \mu\text{m}$ du TCC pour une cible de KBr.

Ombroscopie

On présente ici les résultats d'ombroscopie pour des cibles "dot150" de KBr avec une intensité de $2 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et pour une cible "dot300" de KBr avec une intensité de $1.2 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Comme pour l'aluminium, la taille totale du plasma n'a pu être connue qu'avec un retard de 1 ns par rapport au front de montée de l'impulsion laser. On n'a donc pas la possibilité de décrire l'évolution temporelle de la densité avec l'ombroscopie mais on peut décrire les gradients spatiaux. On va comparer les résultats pour différents types de cibles.

Type de cible	L_c (μm)	L_t (μm)	L simulée (μm)	Énergie (J)
"dot150" 1	645	857,1	$81,4 \pm 1$	79
"dot150" 2	407	854,2	$45,4 \pm 1$	68
"dot300" 1	592	928	$64,5 \pm 1$	75
"dot300" 2	500	928,6	$59,7 \pm 1$	56

 TABLE 6.5 – Paramètres en entrée de la simulation et détermination de L pour $t = 1$ ns.

Tir	$P_a (cm^{-3})$	$P_b (cm^{-3})$	$P_c (cm^{-3})$
"dot150" 1	$1,2 \cdot 10^{21}$	$3,4 \cdot 10^{20}$	$9,7 \cdot 10^{19}$
"dot150" 2	$1,1 \cdot 10^{19}$	$1,24 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{17}$
"dot300" 1	$2,29 \cdot 10^{20}$	$6,2 \cdot 10^{19}$	$1,32 \cdot 10^{19}$
"dot300" 2	$1,6 \cdot 10^{20}$	$2,9 \cdot 10^{19}$	$5,5 \cdot 10^{18}$

TABLE 6.6 – Densité calculées.

Il y a des différences notables entre les différents types de cible et entre les énergies. La taille du plasma reste en général toujours la même pour un même type de cible cependant, selon l'énergie, comme on peut s'y attendre, l'expansion longitudinale du plasma varie. On trouve alors des différences de densité pouvant aller jusqu'à deux ordres de grandeurs pour une variation en énergie allant de 10 à 20 joules. Cela signifie qu'il y a une forte variation des gradients de densité pour de relativement faibles variations en énergie ce qui est problématique dans le cas de nos expériences où l'intensité laser varie tir à tir. On voit qu'il est difficile d'avoir des mesures fiables de la densité avec l'ombroscopie dans notre configuration expérimentale pour des cibles de KBr. Ce résultat est différent de celui pour des cibles d'Al : on peut avancer l'hypothèse que l'état de surface entre les deux types de cibles est très différent. En effet la structure du KBr est très "granuleuse", il est donc très difficile d'en réaliser des micro-dots et on aurait donc une grande irrégularité de l'homogénéité de différentes cibles.

6.6.1.3 Détermination de la température

Le seul diagnostic indépendant de mesure de température est le diagnostic de diffusion Thomson. Comme pour la densité, on a eu peu de tirs exploitables pour ce diagnostic. On a cependant pu comparer les résultats avec les simulations MULTI aux mêmes intensités que précédemment (figure 6.24).

On remarque qu'expérimentalement on a mesuré un T_e plus faible globalement que ce que prédit la simulation. On peut en partie expliquer cela par le fait que MULTI ne peut pas prendre en compte les effets de refroidissement à deux dimensions. Afin de vérifier cette hypothèse, il serait nécessaire d'utiliser un autre code permettant de prendre en compte les effets 2D comme le code DUED. Comme dit précédemment, il manque l'interface entre DUED et SPECT3D pour réaliser ce travail. Pour des raisons

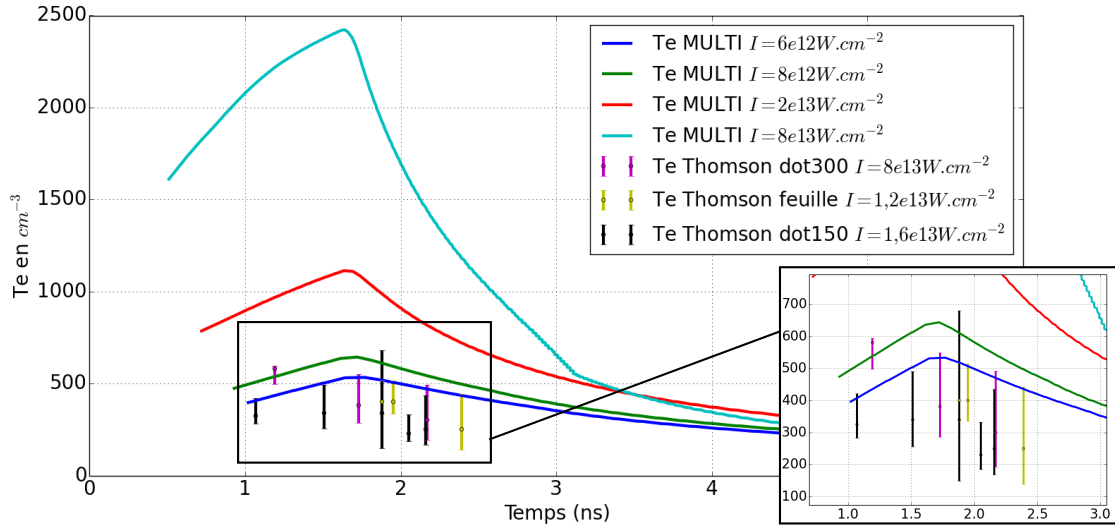


FIGURE 6.24 – Comparaison pour la température électronique entre les simulations MULTI1D et le diagnostic Thomson pour différentes intensités à 500 μm du TCC pour une cible de KBr.

de temps, cet outil n'a pas pu être développé au cours de cette thèse.

6.6.1.4 Synthèse des résultats hydrodynamiques

On a vu que pour les cibles de KBr, les résultats de la mesure de densités électroniques était assez cohérentes entre l'interféromètre et le diagnostic de diffusion Thomson. L'ombroscopie est quant à elle très incertaine. La caractérisation que l'on a réalisée de la densité électronique d'un plasma de KBr HETL est correcte mais pas assez satisfaisante.

On n'avait que le diagnostic de diffusion Thomson pour la mesure de la température électronique du plasma. On ne peut donc pas conclure quant à la reproductibilité et à la caractérisation de cette quantité. Cependant, on a vu que pour ce diagnostic, la reproductibilité tir à tir était bonne tant pour le KBr que pour l'Al.

Pour les deux matériaux, les simulations MULTI ne permettent pas de reproduire l'évolution temporelle des paramètres hydrodynamiques. Comme pour l'Al, on voit que l'intensité nominale du tir qu'on essaye de reproduire avec MULTI surestime largement la densité et la température électronique. L'intensité la plus proche de nos points expérimentaux est plus faible d'un facteur compris entre $\frac{1}{4}$ et $\frac{1}{10}$ dans le cas du KBr. On retrouve toujours un facteur correctif proche de ceux trouvés pour l'Al dans la partie précédente et dans la thèse de A.-C. Bourgeaux [42] pour le Nb.

6.6.2 Étude spectroscopique

On va maintenant analyser les résultats de la mesure des spectres d'émission X.

6.6.2.1 Spectromètre

On utilise le spectromètre décrit dans la partie 5.3.1. Pour des raisons d'encombrement, il a été incliné par rapport au plan équatorial de la cible vers le bas avec un angle de 23° . On va chercher ici à sonder le plasma en détente sur la face avant de la cible. On a utilisé un filtre de $15\text{ }\mu\text{m}$ de béryllium (Be) devant chaque IP afin de supprimer le spectre visible ainsi que les rayonnements parasites. Les rayons X traversent ce filtre avec un angle de 15.6° ce qui se traduit en une épaisseur efficace de $15.6\text{ }\mu\text{m}$ dont la transmission est donnée sur la figure 6.25. Les spectres ont donc été corrigés en conséquence.

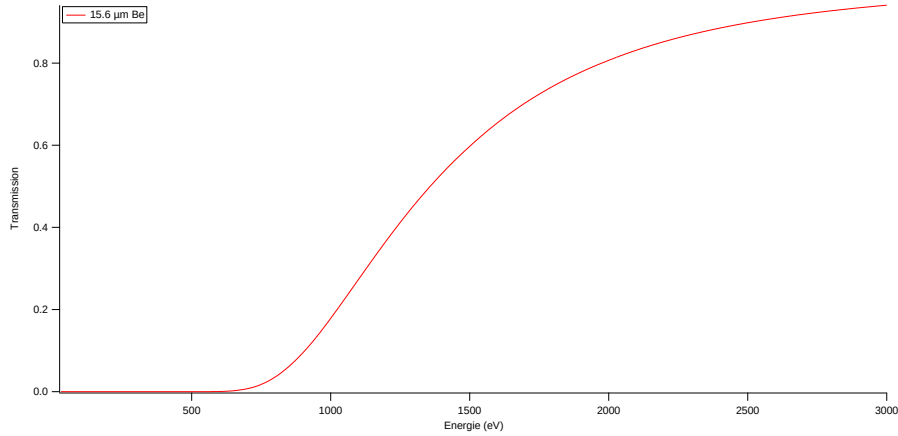


FIGURE 6.25 – Transmission de $15.6\text{ }\mu\text{m}$ de Beryllium.

6.6.2.2 Identification des raies

Dans ce paragraphe on va s'appliquer à identifier les différentes raies du spectre d'émission du KBr que l'on a mesuré. On va aussi tenter de déterminer la température électronique et la densité électronique de la région émissive. Pour cela on va utiliser des simulations de cinétique atomique *one shot* et *post-processing*.

Pour identifier les raies, on s'est basé sur le spectre d'une cible de "dot150" irradiée à une intensité de $4,2 \cdot 10^{13}\text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour une durée d'impulsion de $1,5\text{ ns}$. On le compare dans un premier temps à une simulation *one shot* sur la figure 6.26. La densité électronique et la température électronique de la simulation ont été choisies après plusieurs simulations d'optimisation permettant d'obtenir un spectre assez proche du spectre expérimental pour réaliser l'identification des raies, que l'on ne présentera pas ici.

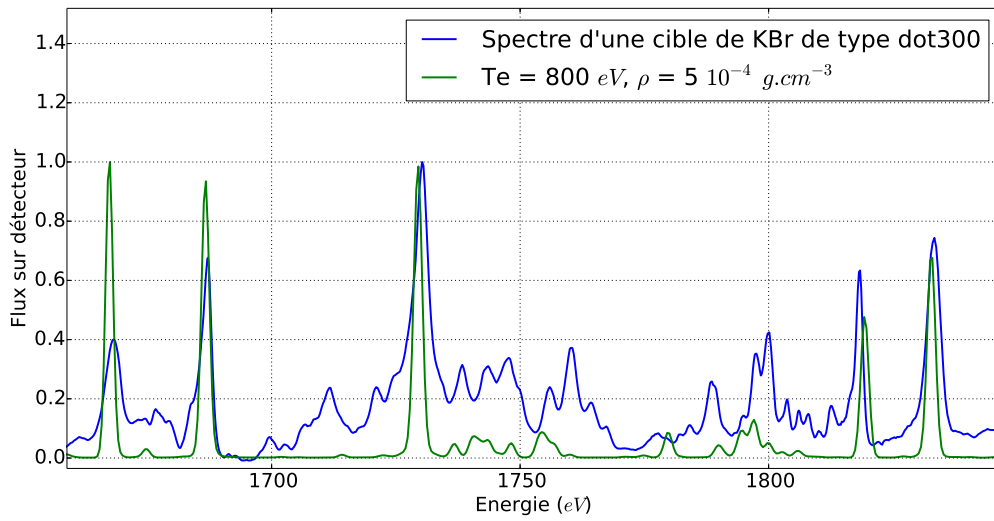


FIGURE 6.26 – Comparaison d'un spectre KBr obtenu avec une cible de type "dot150" irradiée avec une intensité laser de $4,2 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour une durée d'impulsion de 1,5 ns comparé à une simulation SPECT3D *one shot* correspondant à une température électronique de 800 eV et une densité électronique de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

On voit qu'il est assez aisé d'identifier les raies les plus intenses car leurs positions correspondent parfaitement avec les simulations. L'identification de ces raies est présentée sur la figure 6.27. En ce qui concerne les raies comprises entre 1735 eV et 1800 eV, elles sont composées d'un mélange de raies fluoroïdes et oxygénoïdes qu'il est difficile de discerner à cause de la résolution du spectromètre. Par la suite, on appellera cette dernière gamme la gamme "OF".

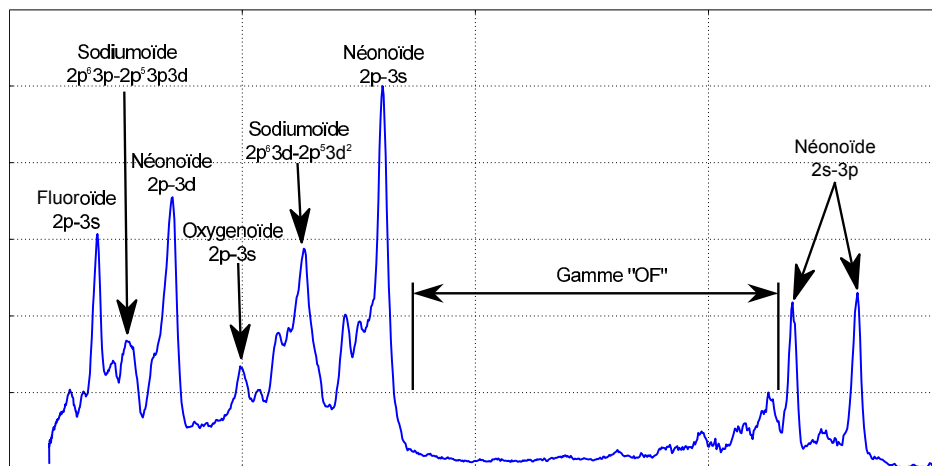


FIGURE 6.27 – Identification des raies d'émission du spectre expérimental de Br présenté sur la figure 6.26.

6.6.2.3 Cohérence des spectres mesurés

La première étude que l'on a réalisé porte sur la reproductibilité des spectres mesurés. En effet, il est important que les spectres mesurés dans des conditions expérimentales similaires soient reproductibles. Par commodité, tous les spectres ont été normalisés à la raie néonoïde qui se trouve à 1828,5 eV, les observations et les conclusions que l'on réalise portent donc sur les rapports de raies.

Dans un premier temps on a vérifié la répétabilité des spectres de KBr en comparant les résultats de différents tirs avec des paramètres identiques. On présente les résultats pour des cibles dot 150 (figure 6.28), "dot300" (figure 6.29) et feuille (figure 6.30). On voit alors que pour des intensités laser du même ordre de grandeur, quelque soit le type de cible, les rapports de raies sont relativement proches tir à tir. L'étude spectroscopique pourra donc être réalisée que pour un même jeu de paramètres laser-cible.

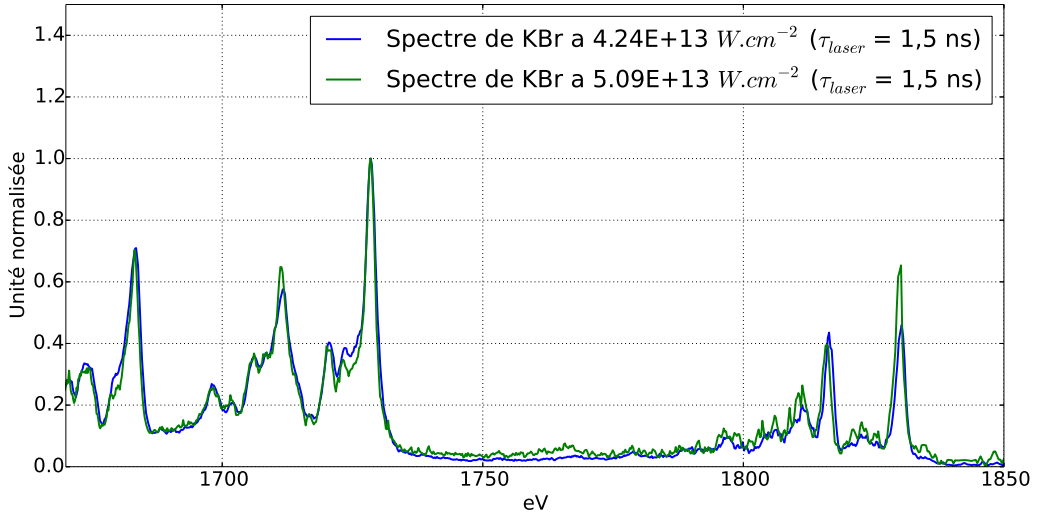


FIGURE 6.28 – Spectres mesurés sur différents tirs avec des cibles de type "dot150".

6.6.2.4 Influence des paramètres laser

On a changé la durée de l'impulsion laser en la passant à 0,5 ns au lieu de 1,5 ns et on a tiré sur des cibles de type "dot300" avec des intensités proches de $1 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (figure 6.31). On se rend compte, que pour une intensité laser semblable, il y a une grande différence d'intensité relative en les raies de la gamme "OF" et la raie néonoïde 2s-3p (1828,5 eV). Dans ce cas particulier, il semble y avoir une transition entre les intensités inférieures à $1 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et celles qui sont supérieures. En effet si on compare le spectre à $1,02 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ aux spectres pour des tirs dont l'impulsion laser durait 1,5 ns (figure 6.32), on se rend compte que les rapports de raies sont alors similaires, la principale différence venant ici de la différence de l'intensité laser.

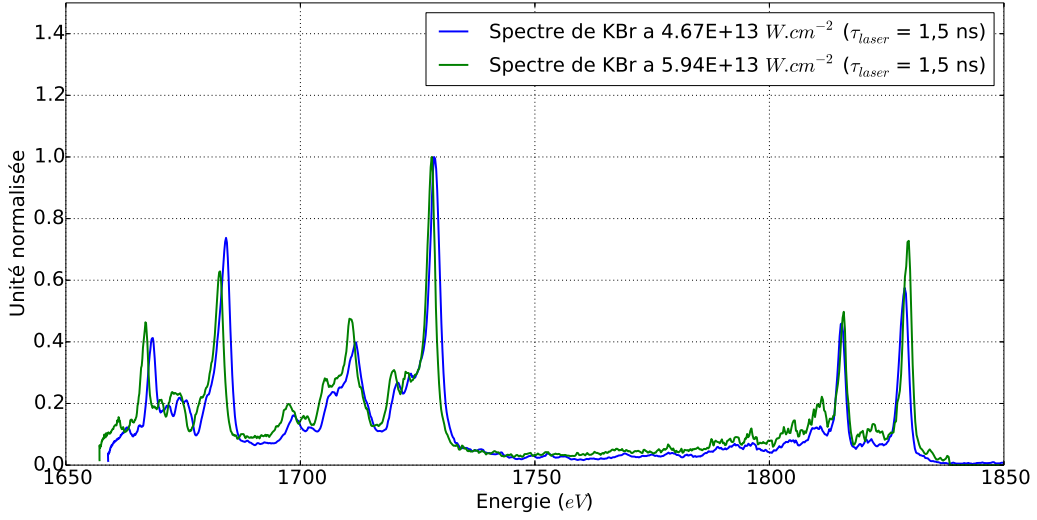


FIGURE 6.29 – Spectres mesurés sur différents tirs avec des cibles de type "dot300".

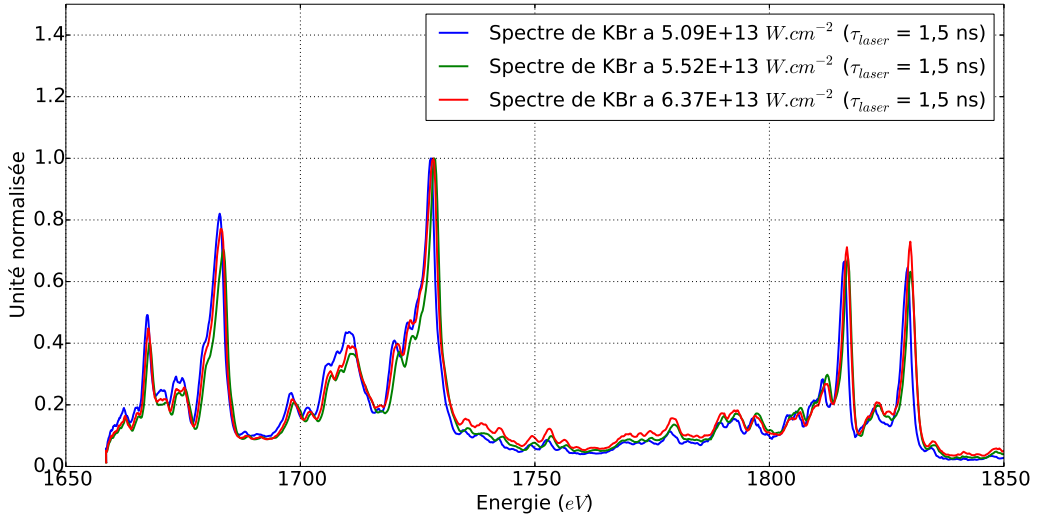


FIGURE 6.30 – Spectres mesurés sur différents tirs avec des cibles de type "feuille".

Lorsque l'on réalise des simulations *one shot* avec SPECT3D, on peut comprendre les raisons de cette observation. On a fait varier la température électronique entre 400 eV et 1200 eV pour une densité électronique constante de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. On obtient les courbes présentées sur la figure 6.33. Il n'est pas question ici de chercher à comparer les largeurs et les rapports de raies mais plutôt d'expliquer qualitativement le comportement du spectre selon la variation de divers paramètres laser et hydrodynamique. Ainsi, malgré la faible intensité des raies de la gamme "OF", on peut voir que celle-ci augmente avec la température. Les simulations MULTI ont mis en évidence le comportement trivial de la température électronique qui augmente avec l'intensité laser. Si l'on se base alors sur les simulations *one shot*, plus la température est élevée, plus l'intensité absolue des raies de la gamme "OF" augmente.

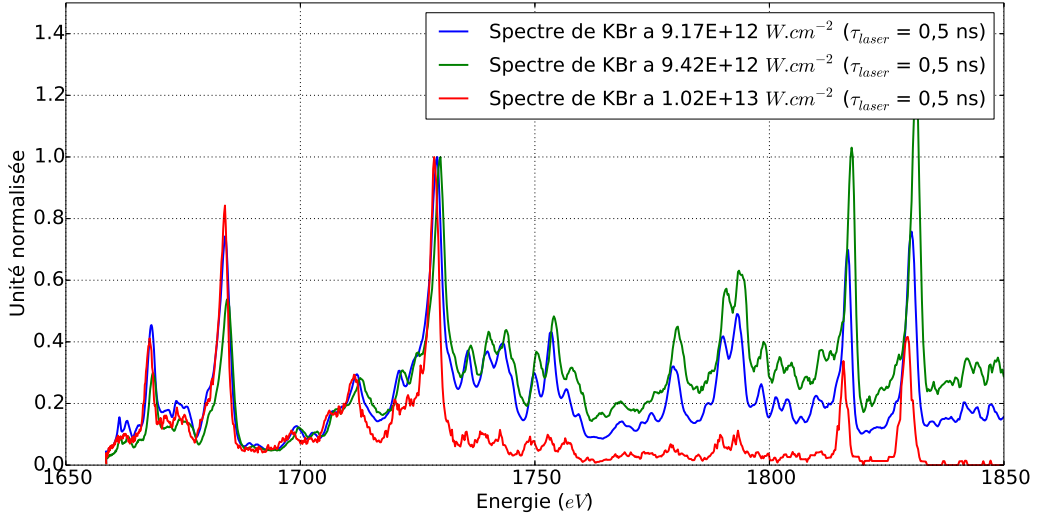


FIGURE 6.31 – Spectres mesurés pour des tirs avec une impulsion laser de 0,5 ns avec des cibles de de type "dot300".

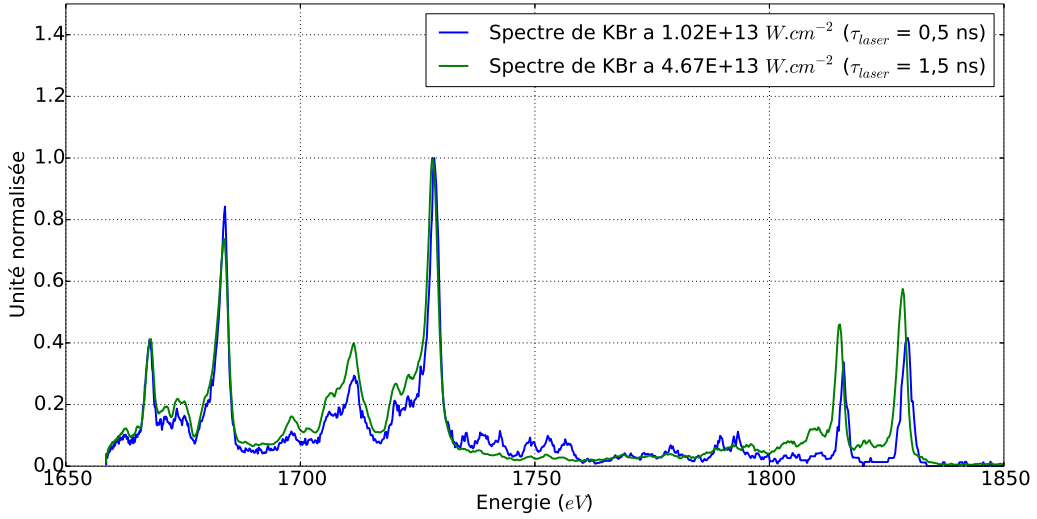


FIGURE 6.32 – Spectres mesurés sur deux tirs avec des cibles de type "dot300" pour deux durées d'impulsion laser différentes.

Il faut alors tenir compte l'évolution temporelle de la température. En dessous d'une température de 600 eV, l'émission dans la gamme spectrale "OF" est quasiment nulle alors que celle de la raie néonoïde 2p-3s est toujours présente. On aurait donc une température "critique" à atteindre au dessous de laquelle l'émission des raies "OF" n'est plus observable. Ceci peut sans doute être interprété sur la base du l'ionisation Z^* qui augmente lorsque T_e augmente. Malheureusement SPECT3D ne donne pas accès directement à ce paramètre.

Si l'on se base sur les simulations MULTI (figure 6.24) pour les intensités les plus basses (inférieures à $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$), le plasma refroidit rapidement jusqu'à la température

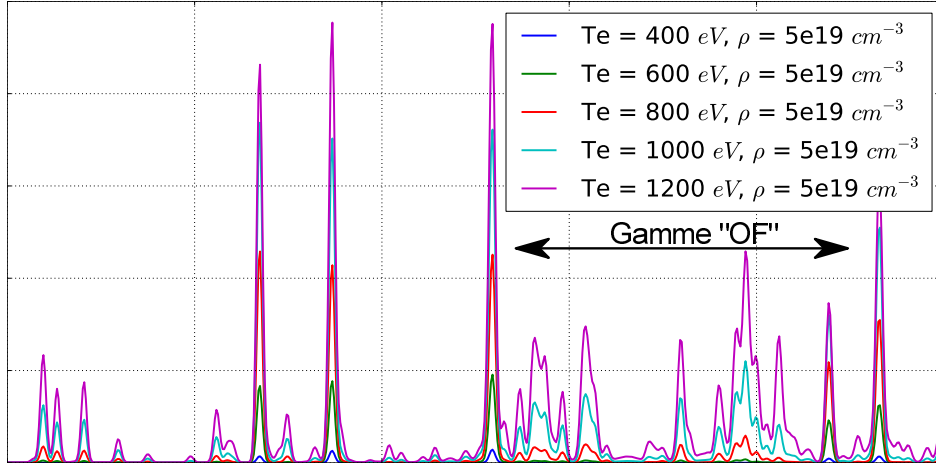


FIGURE 6.33 – Simulations SPECT3D *one shot* pour les températures électroniques 400, 600, 800, 1000 et 1200 eV avec une densité électronique de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

électronique "critique" définie plus haut à l'instant $t_{\text{critique}} \approx 1,5 - 2 \text{ ns}$. Elle stagne alors entre 600 eV et 300 eV pendant $t_{\text{stagnation}} \approx 3 \text{ ns}$. Entre l'instant t_{critique} et $t_{\text{critique}} + t_{\text{stagnation}}$ la gamme "OF" n'émet donc presque plus alors que la raie néonoïde 2p-3s, elle, émet encore. Le spectromètre étant intégré en temps, il n'est pas possible de distinguer les instants avant t_{critique} et après t_{critique} : il va collecter les photons provenant de la raie néonoïde 2p-3s et les accumuler même après t_{critique} . Cela va donc augmenter le rapport d'intensité entre cette raie et les raies de la gamme "OF".

Bien entendu cette analyse ne tient pas compte des gradients transversaux de la température et de la densité ni de la réabsorption de l'émission X des couches internes du plasma par les couches plus éloignées de l'axe centrale. Cette étude sera réalisée dans le paragraphe suivant.

6.6.2.5 Analyse des spectres

On va maintenant tenter de déterminer la température et la densité en utilisant les simulations MULTI qu'on a conçues comme les plus proches des paramètres hydrodynamiques du plasma.

Pour tous les couples de paramètres laser-cible, on n'est pas parvenu à trouver une simulation MULTI à une dimension qui permette de simuler un spectre avec SPECT3D *post-processing* qui donnerait une conclusion satisfaisante sur les paramètres hydrodynamiques du plasma. Par soucis de clarté, on ne présente ici que l'analyse d'un seul spectre pour un cible "dot300" irradiée par une intensité de $6 \cdot 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (figure 6.34).

On arrive tout de même à s'approcher des rapports de raies entre les différentes raies néonoïdes. Cependant pour les autres raies, les rapports calculés sont assez éloignés de

ceux mesurés.

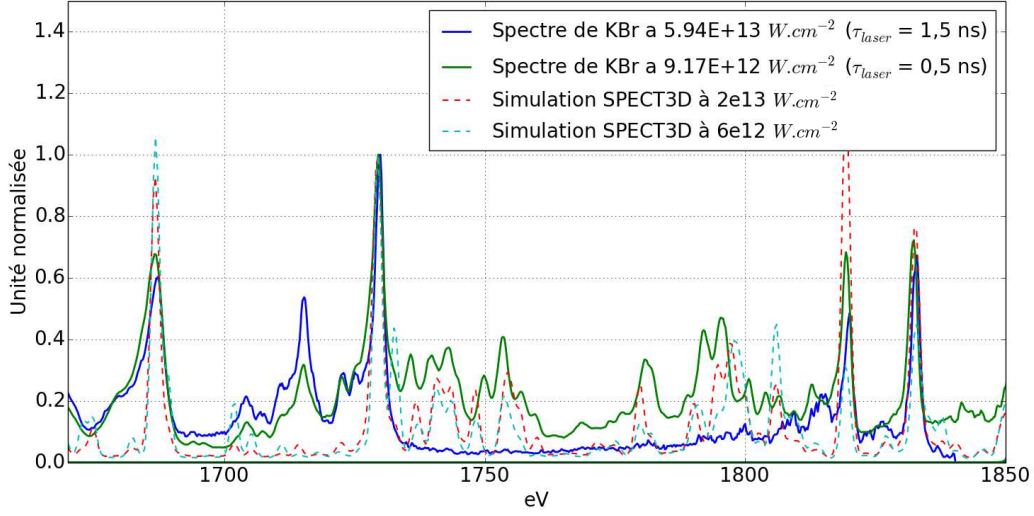


FIGURE 6.34 – Comparaison entre des spectres de KBr obtenus avec des cibles de type "dot300" (trait plein) et deux simulations SPECT3D *post-processing* (pointillés).

On explique cela par le fait que MULTI simule l'expansion longitudinale du plasma. Malgré le fait que SPECT3D donne la possibilité de régler la géométrie du détecteur, tous les effets 2D transversaux ne sont pas pris en compte.

La conclusion de cette étude est la même que pour l'Al, il faudrait pouvoir utiliser les simulations DUED qui permettent d'avoir l'évolution temporelle à deux dimensions des paramètres hydrodynamiques du plasma pour réaliser un calcul *post-processing* grâce à SPECT3D. Cette étude ne pourra être menée que lorsque l'interface, pour les données à deux dimensions, entre les deux codes sera réalisée.

6.7 Remarques sur le SOP

Malheureusement, on ne peut pas présenter de résultats pour le SOP qui était censé mesurer la vitesse de propagation du choc dans la cible. Le signal étant soit trop faible (figure) soit absent (figure) les résultats ne sont pas exploitables. Les raisons de cet échec pour un diagnostic qui avait pourtant donné de bons résultats lors des campagnes précédentes [42] ne sont toujours pas bien comprises.

6.8 Conclusion

On a montré dans cette partie qu'il était possible de calculer la température électronique et la densité d'un plasma grâce à des diagnostics hydrodynamiques au cours d'une

expérience d'interaction laser-matière en régime nanoseconde. On a vu qu'il y avait une très bonne cohérence entre les différentes méthodes de mesures de la densité et ce pour des cibles d'Al et de KBr. Néanmoins, il a été difficile pour l'Al et impossible pour le KBr d'utiliser des simulations hydrodynamiques à une dimension pour reproduire les spectres expérimentaux de KBr. Cependant, même si l'on n'a pas réussi à reproduire fidèlement le spectre de KBr, on a pu réaliser l'identification du spectre. De plus, le rapport de raies pour les raies de résonances de l'ion BrXXVI a pu être reproduit. Cela signifie donc que l'on est sur le bon chemin même si des ajustements devront être faits par la suite.

Suite à cette expérience, on a voulu réduire l'effet des gradients transversaux afin d'obtenir un plasma plus homogène. Cela permettrait donc une étude plus simple et plus complète du spectre d'émission X du plasma. Pour obtenir un tel plasma, on a choisi de diminuer la durée de l'impulsion laser afin de limiter l'expansion du plasma dans le temps. Avant d'appliquer la méthode choisie à nouveau au KBr, on va la valider par une expérience sur l'installation ELFIE avec des cibles d'Al et de carbone (C).

CHAPITRE 7

ÉTUDE EN RÉGIME PICOSECONDE DE L'ÉMISSION DE COUCHES K DU CARBONE ET DE L'ALUMINIUM

7.1 Présentation de l'expérience

On a vu que dans les conditions expérimentales de la partie précédente, l'évolution hydrodynamique du plasma est très difficile à maîtriser à la fois à cause des effets des instabilités hydrodynamiques ainsi que des électrons chauds probablement générés dans les points chauds de la tache du point focal du laser. C'est la raison pour laquelle il a été décidé de changer de régime, ce qui devrait permettre d'obtenir un plasma dense et homogène.

En décembre 2014, on a réalisé une expérience sur l'installation ELFIE concernant la spectroscopie dans le domaine des rayons X-UV émis par des plasmas produits par des impulsions laser courtes (5 ps) avec une intensité modérée ($1 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). La principale différence entre le régime nanoseconde et le régime picoseconde est que la durée de l'interaction étant plus courte pour cette dernière, on doit en théorie limiter les gradients spatiaux des paramètres hydrodynamiques et donc obtenir un plasma plus homogène.

L'objectif premier de cette expérience est donc l'étude des propriétés radiatives d'un plasma homogène, bien caractérisé par des diagnostics non-spectroscopiques mesurant les paramètres hydrodynamiques.

7.2 Configurations expérimentales

Pour étudier l'émission XUV du plasma, on a mis en place quatre diagnostics expérimentaux différents présentés dans le chapitre 5. Tout d'abord afin de mesurer le spectre émis au cours des tirs lasers, on a disposé un spectromètre à réseau accompagné

d'une caméra CCD. Pour mesurer les paramètres hydrodynamiques on a opté pour un interféromètre et un FDI (Frequency Domain Interferometry). L'interféromètre permettra d'estimer la taille du plasma ainsi que les densités électroniques de la couronne. Le FDI permet quant à lui de mesurer l'expansion hydrodynamique du plasma en fonction du temps.

Le spectromètre a tout d'abord été placé, comme le montre la figure 7.1a, en face avant de la cible. On a appelé cette configuration la configuration "avant". Au cours de l'expérience, on a remarqué la présence non négligeable du spectre parasite dont on expliquera l'origine par la suite. Il a donc été décidé de réaliser une série de tirs témoins pour le FDI puis de l'enlever pour mettre le spectromètre en face arrière. On a appelé cette configuration la configuration "arrière" (figure 7.1b).

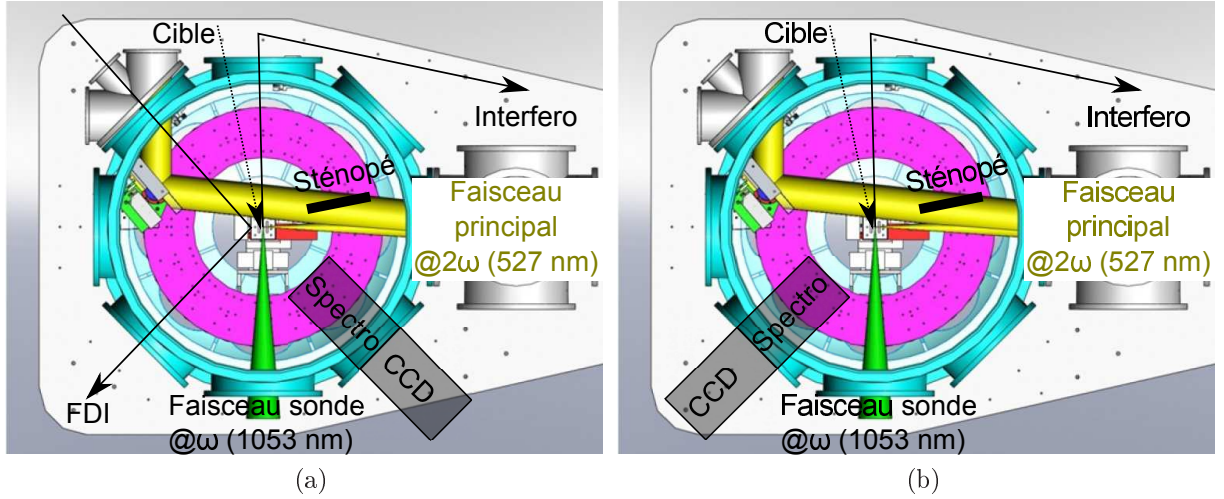


FIGURE 7.1 – Configuration expérimentales (a) "avant" et (b) arrière.

7.3 Conditions laser

On a utilisé comme faisceau d'interaction le faisceau de l'installation ELFIE doublé en fréquence à 2ω ($0.53 \mu\text{m}$) par un cristal KDP avec une durée d'impulsion de 5 ps. Il a été focalisé au centre de la chambre expérimentale (TCC) par une parabole hors-axe de focale 750 mm. On a obtenu des tâches focales selon nos besoins de diamètre compris entre $50 \mu\text{m}$ et $300 \mu\text{m}$.

Un faisceau sonde utilisé par le FDI et l'interféromètre est utilisé à une fréquence de ω ($1.05 \mu\text{m}$) avec une durée d'impulsion de 100 ps et une énergie d'environ 150 mJ tout en étant *chirpé* (voir paragraphe 5.1.4). Il est orienté de 135° par rapport au faisceau principal pour le FDI et de 90° pour l'interféromètre.

7.4 Conversion de l'énergie laser

Faute de calorimètre à 2ω sur le faisceau que l'on a utilisé, la mesure de l'énergie direct du laser à 2ω (C_1) n'était pas possible et on avait accès seulement à l'énergie à ω . Cependant, sur le second faisceau de l'installation (C_2), la mesure à ω et 2ω était possible. En supposant alors que le rendement de la conversion était le même, on a réalisé des tirs de calorimétrie pour obtenir la formule de conversion C_1/C_2 . Cette dernière est :

$$C_1(J) = 0,063 * (C_2(J))^{DO} - 0,065$$

Avec DO la densité optique utilisée lors du tir laser.
On arrive donc à calculer l'intensité comme suit, I :

$$I = \frac{C_1}{\tau \pi \left(\frac{\phi_{defoc}}{2} \right)^2} \quad (7.1)$$

On trouve alors des intensités laser comprises entre $2 \cdot 10^{15}$ et $2,1 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

7.5 Géométrie des cibles

La géométrie des cibles est présentée sur la figure 7.2. Les échantillons (Al ou C, 20 nm ou 30 nm) sont déposés sur une surface de $300 \mu\text{m}$ de diamètre sur une couche de Si_3N_4 (50 nm) elle même déposée sur un substrat de silicium ($200 \mu\text{m}$). On a ajouté autour des échantillons un sténopé en or. Cette géométrie particulière est similaire à celle utilisée dans la thèse de L. Lecherbourg [27] : le sténopé en or permet l'alignement du FDI, la couche de Si_3N_4 permet quant à elle d'obtenir une cible mince très plane. Des calculs de simulations MULTI de T. Vinci ont montré que cette géométrie permettait d'avoir des faibles gradients spatiaux en température électronique et en densité électronique.

Pour plus de commodité, on va nommer les différentes configurations que l'on a utilisées pour les cibles lors de l'expérience :

- lorsque le spectromètre est en face avant et que le laser arrive d'abord sur la couche de Si_3N_4 : configuration "avant" et "nominale",
- lorsque le spectromètre est en face arrière et que le laser arrive d'abord sur la couche de Si_3N_4 : configuration "arrière" et "nominale",
- lorsque le spectromètre est en face arrière et que le laser arrive d'abord sur la couche d'échantillon : configuration "arrière" et "inversée".

Notons que les cibles Al avaient été en réalité prévues pour une expérience dans un domaine spectral différent, expérience qui n'a pas pu être réalisée. Comme on le verra par la suite, ces cibles ne sont pas vraiment idéales pour l'étude menée sur l'Al dans nos conditions.

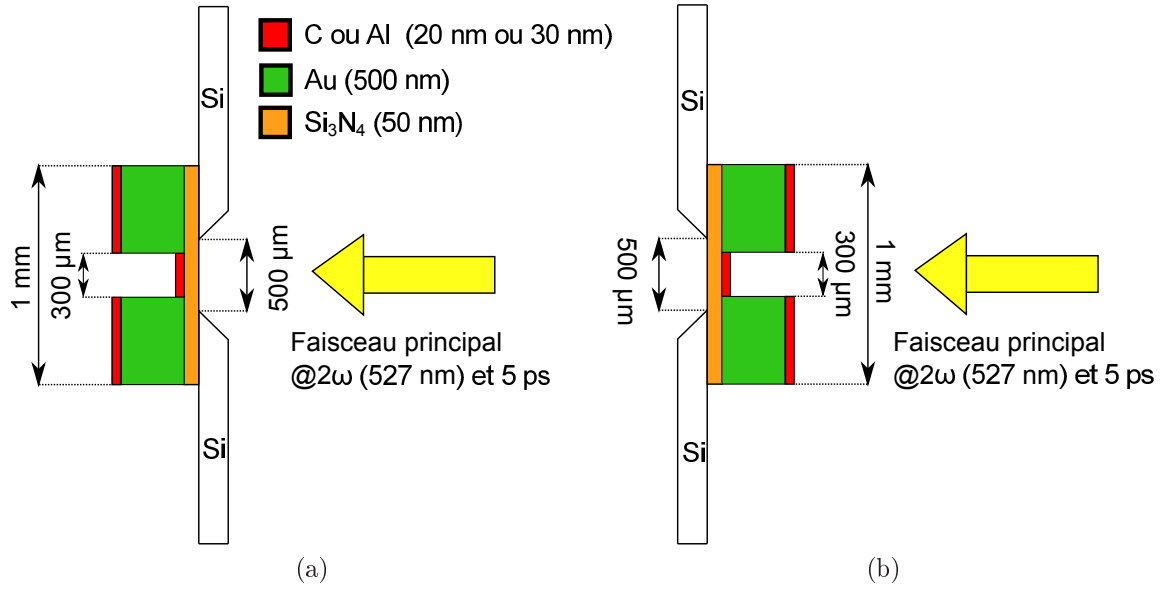


FIGURE 7.2 – Géométrie des cibles utilisées pour la configuration (a) "nominale" et (b) "inversée".

7.6 Résultats hydrodynamiques

7.6.1 Interféromètre

L'interféromètre a été configuré pour toujours avoir un retard de 2 ns par rapport au front de montée du laser.

On a effectué une calibration du grandissement G de l'interférométrie en plaçant une pointe au TCC et en la déplaçant de $500 \mu\text{m}$ selon l'axe perpendiculaire à l'axe du faisceau sonde. On a réalisé la mesure de la distance en pixel, en superposant les deux images (figure : 7.3). On a défini l'un des bords de la pointe comme étant l'origine et on a mesuré la distance bord à bord avec l'autre côté. On a obtenu une distance de 385 px . Cela correspond donc à un facteur $G = 1,30 \mu\text{m} \cdot \text{px}^{-1}$.

Il est à noter tout d'abord, que pour des tirs avec des conditions cibles-laser similaires, les résultats de l'interféromètre étaient sensiblement identiques. On se restreindra donc à comparer des tirs avec des conditions différentes dans cette section.

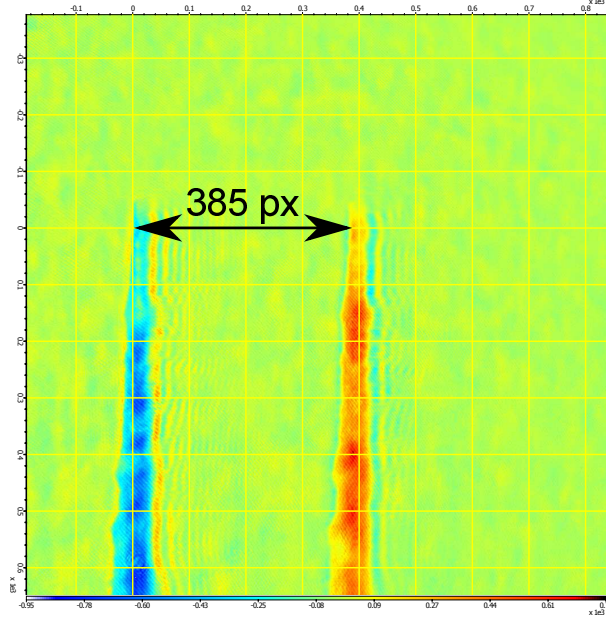


FIGURE 7.3 – Calibration de l'interferomètre.

Résultats pour des cibles de Al

On va comparer les résultats de la mesure de la densité pour deux intensités laser : $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. On présente sur la figure 7.4 le résultat pour un tir sur une cible d'Al avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. La discontinuité que l'on peut observer au centre de la cible provient du choix de l'axe de symétrie lorsque l'on réalise l'inversion d'Abel pour déterminer la densité électronique du plasma. Il n'est pas possible de s'en dédouaner. Pour mesurer la densité sur l'axe longitudinal du plasma, il sera donc nécessaire de se décaler de cet axe de symétrie. De même, la mesure des franges d'interférences est inhomogène dans la couronne, cela explique donc que l'on ait des discontinuités dans notre plasma dont il ne faudra pas tenir compte.

Pour comparer les résultats des deux intensités, on va utiliser les coupes horizontales, proche de l'axe transversal passant par le centre de la cible, et verticales, à $-145 \mu\text{m}$ derrière la cible solide, de la carte des densités comme présenté sur la figure 7.4. Cette distance est un compromis pour ne pas être trop proche du plasma surcritique et pour ne pas être à la limite de la détection de l'interféromètre. On a représenté ces coupes sur la figure 7.4, la partie qui nous intéresse est bien sur celle du plasma d'Al qui se situe à une position latérale négative, les positives étant le plasma de Si_3N_4 . Sur les coupes longitudinales, on a évidemment une densité plus élevée lorsque l'intensité laser est plus importante, ici on a un facteur 4. On a tracé les simulations MULTI correspondant aux coupes longitudinales pour les deux intensités nominales. On voit alors que le gradient longitudinal de densité électronique est très bien reproduit par MULTI. On s'attend donc à pouvoir reproduire correctement les spectres d'émissions de l'Al lors de l'étude spectroscopique.

La différence entre les deux intensités dans la direction transversale est encore plus faible que dans la direction longitudinale. Si l'on excepte la discontinuité due à l'inversion d'Abel, pour le tir à $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, on voit bien que la densité électronique est presque

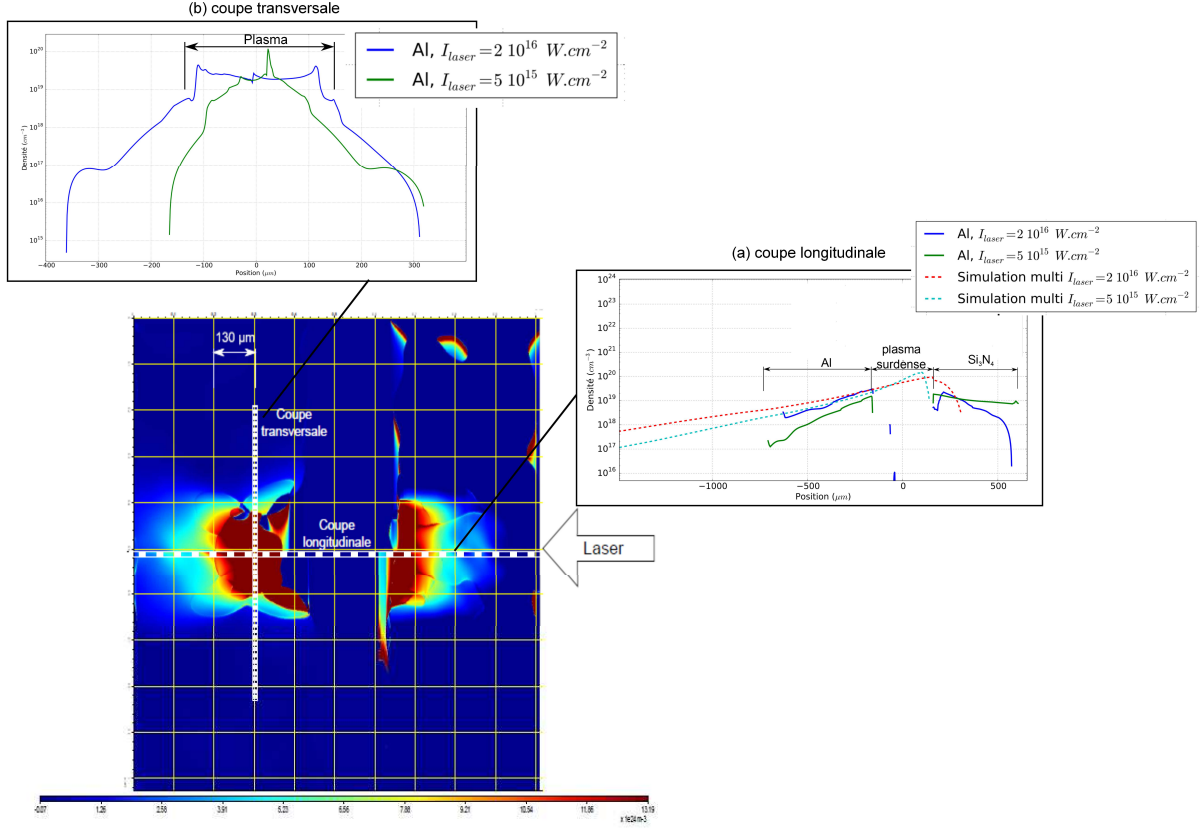


FIGURE 7.4 – Analyse de l'interféromètre pour un tir sur une cible d'Al en configuration "arrière nominale" avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ avec des coupes (a) longitudinale et (b) transversale.

constante sur toute la longueur transverse du plasma. Le gradient de densité électronique est plus prononcé pour le tir à $5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ mais le facteur entre la densité la plus faible et la plus élevée ne dépasse pas un facteur 4,5.

On peut donc dire que pour toute intensité, le plasma d'Al possède une répartition quasi-homogène de la densité électronique transverse, les variations étant inférieures à $1,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ce résultat est très encourageant car cela signifie que l'on pourra potentiellement se débarrasser d'utiliser des simulations *post-processing* pour calculer nos spectres. On va maintenant vérifier cette propriété pour un plasma de C.

Résultats pour des cibles de C

On commence par comparer les configurations "nominale" et "inversée" pour voir quelles différences il y aurait entre ces deux orientations de cibles de C (20 nm). Tout d'abord, on a remarqué que pour des faibles intensités ($I_{\text{laser}} < 6 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$) on n'observait pas d'expansion du plasma en face arrière (figure 7.5). Pour ces intensités, on n'a pas pu analyser de tir, excepté lorsque la cible était en configuration "inversée".

Par contre on a pu mesurer la carte de la densité électronique du plasma pour des intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ("nominal" : figure 7.6 ; "inversée" :7.7).

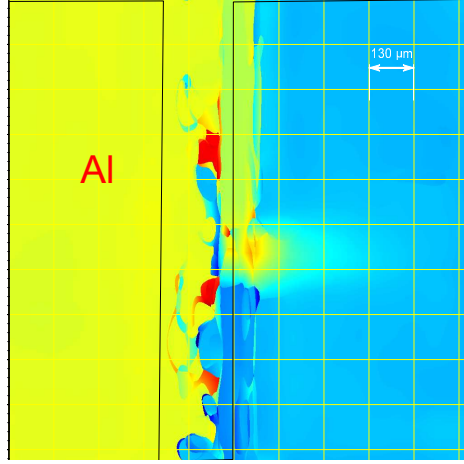


FIGURE 7.5 – Tir sur une cible de C (20 nm) en configuration "nominale" avec une intensité laser de $5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

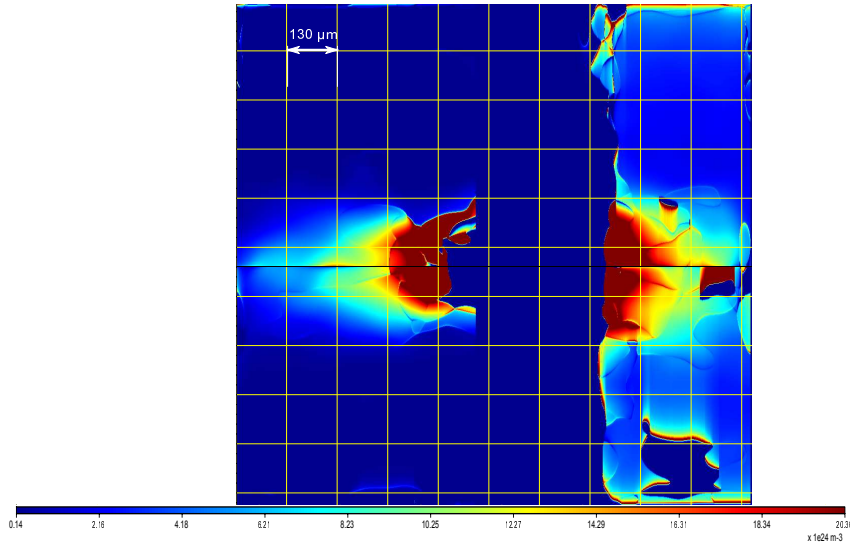


FIGURE 7.6 – Tir sur une cible de C (20 nm) en configuration "nominale" avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

On présente les coupes pour les deux configurations sur la figure 7.8. On voit sur les deux coupes que la configuration choisie n'influe pas du tout sur la densité électronique mesurée que ce soit sur l'axe longitudinal ou latéral. La seule variation notable est la différence de la taille de l'expansion latérale qui est, comme on peut s'y attendre, plus grande lorsque la cible est en configuration inverse.

On compare maintenant deux intensités différentes pour la configuration "inversée" sur la figure 7.9. On peut faire les mêmes observations que pour l'Al. La densité

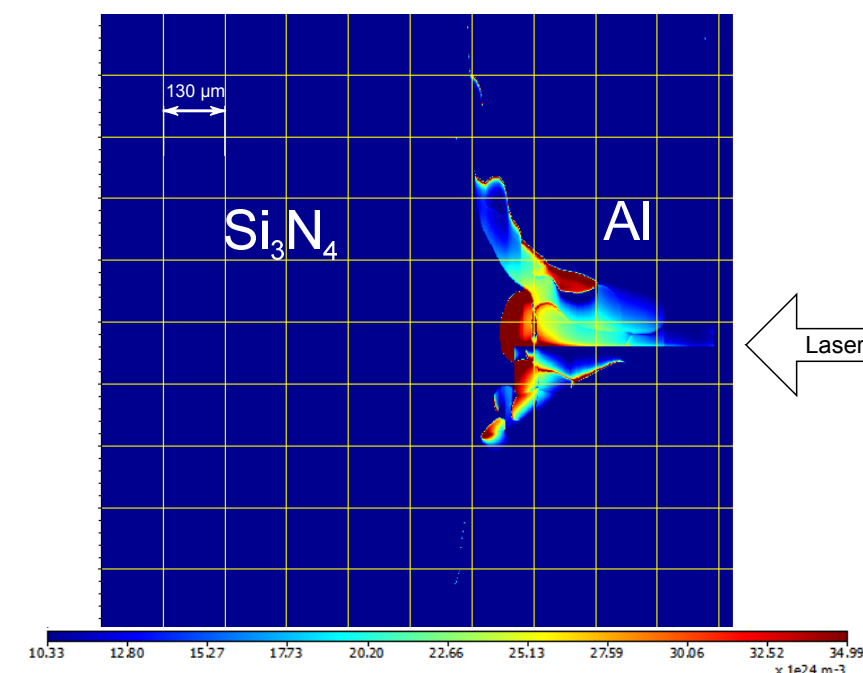
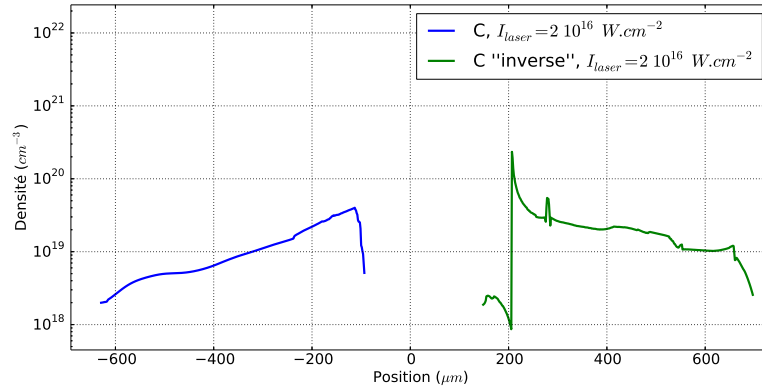


FIGURE 7.7 – Tir sur une cible de C (20 nm) en configuration "inversée" avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

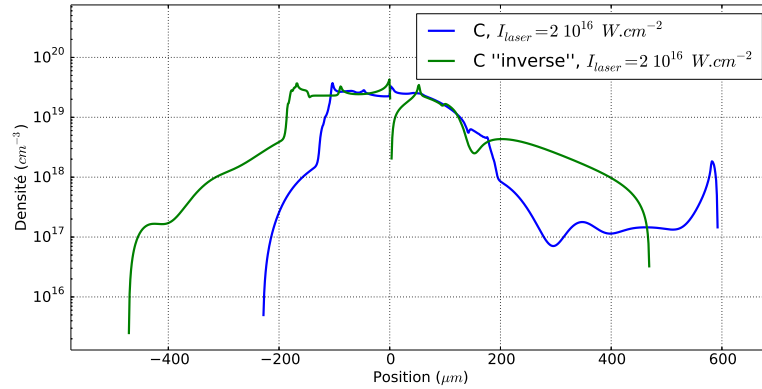
électronique est légèrement plus élevée pour l'intensité la plus élevée dans la direction longitudinale mais leur différence est faible. Les gradients transversaux sont quasiment inexistantes et quelque soit l'intensité, la densité électronique est toujours la même. De plus, on a tracé une simulation MULTI à $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ qui permet de retranscrire le gradient longitudinal à 2 ns après le front de montée de l'impulsion laser. On voit que celle-ci correspond très bien avec l'expérience excepté lorsque l'on se rapproche trop de la zone sur-dense du plasma où l'on se trouve aux limites de mesures de l'interféromètre. Cela démontre que l'on arrive, dans ces conditions expérimentales, à caractériser de façon très précise la densité électronique du plasma.

Conclusion sur l'interféromètre

On a donc montré dans cette partie, qu'il était possible grâce à l'interférométrie, de caractériser la densité électronique de plasma d'Al et de C dans nos conditions expérimentales. On a de plus observé que les gradients latéraux étaient négligeables, ce qui était l'un des objectifs de cette expérience. Enfin, on a montré qu'il était possible de reproduire un de ces résultats expérimentaux grâce à une simulation MULTI.



(a)



(b)

FIGURE 7.8 – Coupes (a) longitudinale et (b) transversale des cartes des densités électronique obtenues avec l'interféromètre pour des tirs sur des cibles d'C (20 nm) avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ en configuration (bleu) "nominale" et (vert) "inversée".

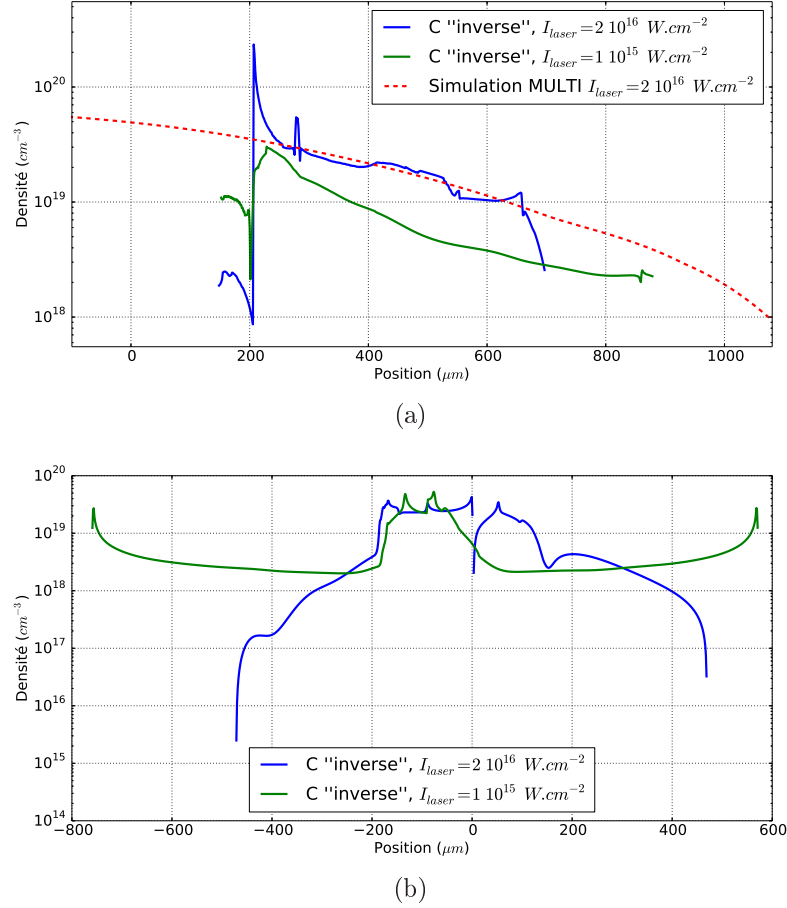


FIGURE 7.9 – Coupes (a) longitudinale et (b) transversale des cartes des densités électronique obtenues avec l'interféromètre pour des tirs sur des cibles d'C (20 nm) en configuration "inversée" (bleu) avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et (vert) avec une intensité laser de $1 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ comparé aux simulations MULTI (pointillé).

7.6.2 FDI

Le FDI permet de mesurer la position de la densité critique du plasma. Pour comparer ces résultats aux simulations MULTI, on s'est appuyé sur les équations de la partie 5.1.4. On n'a pas pu obtenir d'images analysables pour les cibles de C à cause du faible pouvoir réfléchissant de ce matériau.

On présente ci-dessous la phase pour différents tirs d'Al en configuration "nominale" sur la figure 7.10. Il est possible de voir que tous les tirs présentent la même allure de phase avec les mêmes valeurs, les résultats sont donc reproductibles. Ce qui est étonnant c'est qu'il y a un effet de saturation de la phase à partir de 45 ps, alors que l'on s'attendrait plutôt à avoir une croissance ininterrompue. En effet, on représente sur la figure 7.11 la comparaison entre deux tirs d'Al et la phase qui est simulée avec MULTI en négligeant les collisions, il n'y a ici pas d'effet de saturation avec la simulation que ce soit avec ou sans collisions.

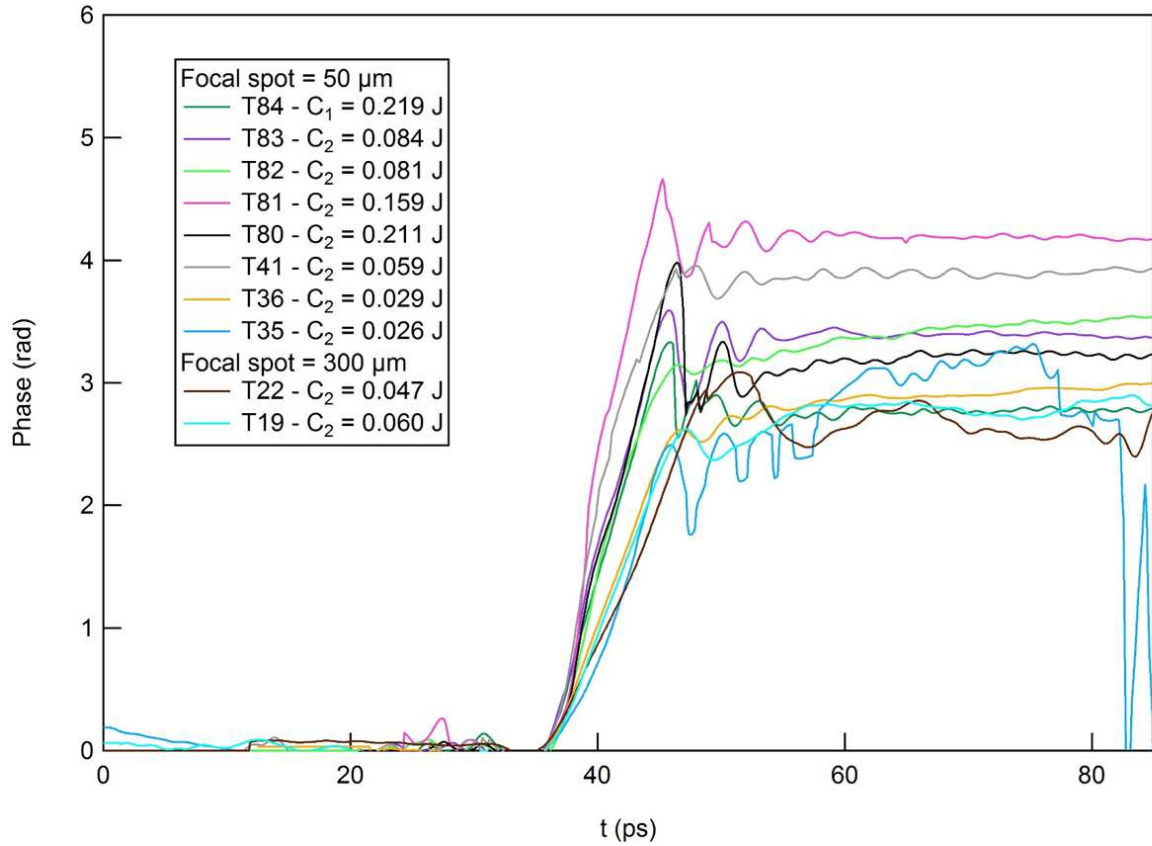


FIGURE 7.10 – Résultats du FDI pour différents tirs d'Al en configuration "nominale".

Le FDI mesure la position de la densité critique, donc si la phase est constante cela voudrait dire que n_c reste toujours au même endroit, ce qui est bien évidemment faux. L'autre piste que l'on pourra explorer concerne les considérations sur l'évolution de la position de la densité critique et du gradient de densité électronique. Si l'on considère

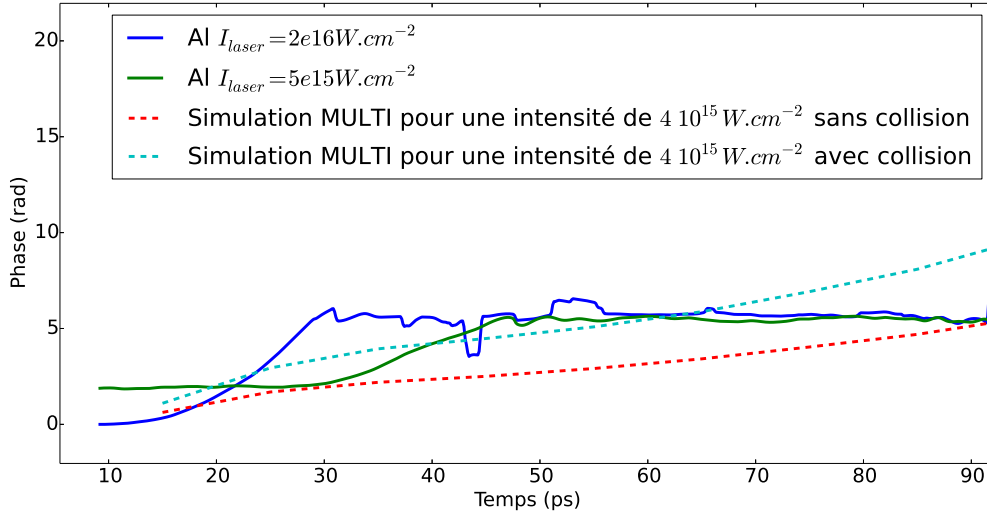


FIGURE 7.11 – Comparaison entre deux résultats expérimentaux du FDI et d'un calcul de la phase issu des simulations MULTI avec et sans collisions (pointillés).

que lorsque le plasma se détend, la densité critique change de direction et recule donc dans la direction opposé à la direction d'expansion, si la densité électronique se détend plus rapidement que le déplacement de la densité critique, on peut se trouver dans une situation où la phase n'évolue alors plus.

Cette hypothèse reste cependant à valider avec des simulations numériques. On présente sur la figure 7.12 deux simulations PIC réalisées par Th. Brabec and Ch. Varin (Université d'Ottawa, Canada) avec une intensité de $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ la première s'arrêtant à 10 ps et la seconde à 20 ps. On voit alors qu'il y a un effet de saturation mais à des instants différents selon la durée de la simulation. Il est fort probable que cet effet soit un artefact numérique dû aux conditions limites de la simulation. On n'arrive donc pas à encore à expliquer les résultats que donne le FDI, il sera nécessaire d'effectuer une étude plus approfondie de ce phénomène, ce que l'on a pas pu finir au cours de cette thèse.

Il est donc difficile de tirer une conclusion des résultats du FDI. Il serait nécessaire de pouvoir corréler ces résultats avec d'autres résultats de mesures des paramètres hydrodynamiques. Il serait aventureux de notre part, avec les données que en notre possession, de donner une explication assurée.

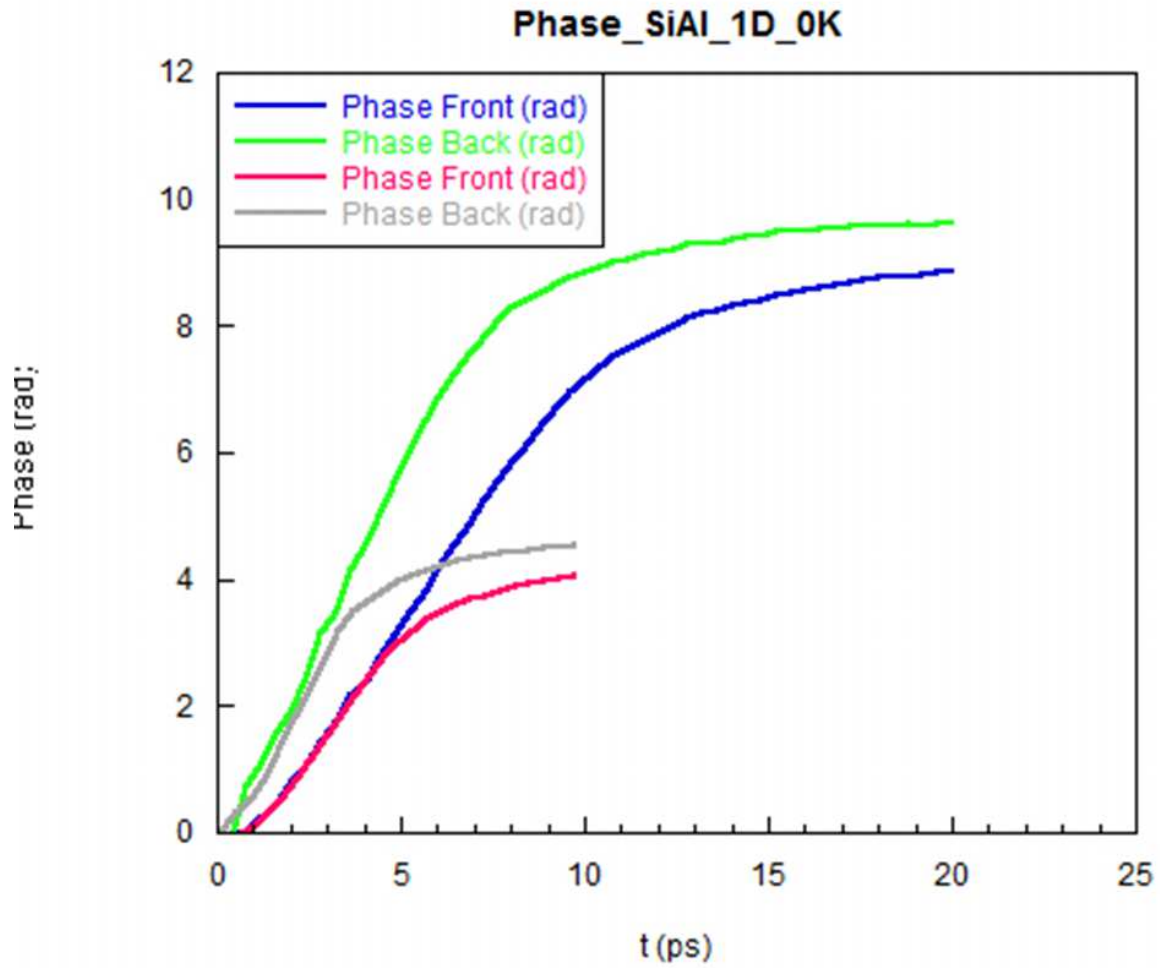


FIGURE 7.12 – Simulations PIC à $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ jusqu'à 10 ps pour la face avant (rose) et arrière (gris) et jusqu'à 20 ps pour la face avant (bleu) et arrière (vert) de la cible.

7.7 Étude spectroscopique

On a mesuré les spectres d'émission de l'Al et du C grâce au spectromètre à réseau décrit dans la partie 5.3.2 sur une caméra CCD et sur une IP. On a utilisé la relation de dispersion donnée dans cette même partie.

L'un des problèmes auquel on a été confronté a été la présence du spectre du Si_3N_4 en plus des spectres que l'on a mesurés. Comme on peut le voir sur la figure 7.13, il est difficile dans le cas de l'Al de distinguer la provenance des raies car les raies de l'Al se confondent avec les raies du Si_3N_4 . Pour se rendre compte de cela, on a tracé sur la même figure une simulation SPECT3D *one shot* pour une température électronique de 80 eV et une densité électronique de 10^{18} cm^{-3} . Ces paramètres de simulations ont été choisis après plusieurs itérations afin de mieux rendre compte de notre problème. On voit alors qu'à l'emplacement de chaque position des raies d'émission de l'Al prédite par SPECT3D, il y a de l'émission provenant du Si_3N_4 . Il est donc impossible de réaliser une identification des raies de l'Al et encore moins de pouvoir conclure quant aux paramètres hydrodynamiques.

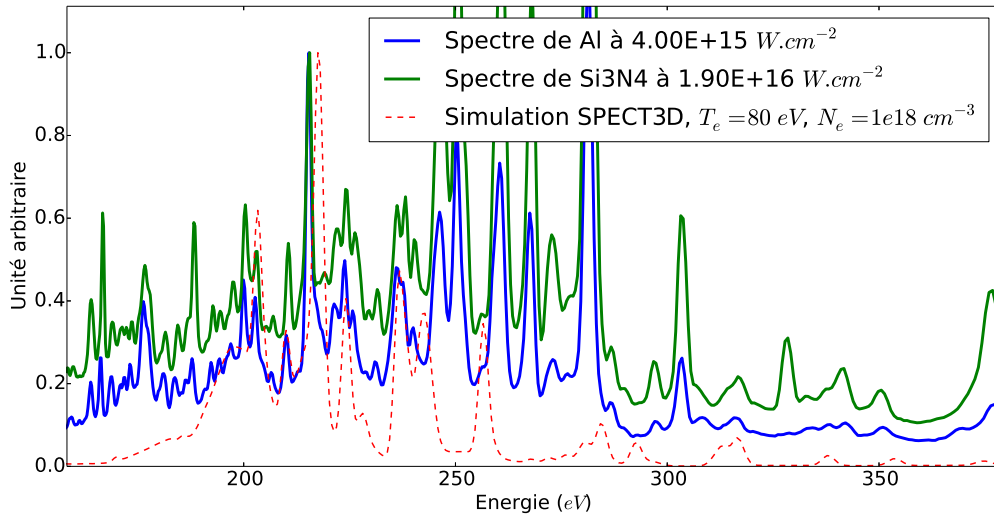


FIGURE 7.13 – Comparaison entre un spectre d'émission d'Al avec une intensité laser de $4 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (bleu), un spectre d'émission du Si_3N_4 avec une intensité laser de $1,9 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (vert) et une simulation SPECT3D *oneshot* du spectre d'émission de l'Al à $T_e = 80 \text{ eV}$ et $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La présence du spectre de Si_3N_4 est moins gênante pour la mesure du spectre d'émission du carbone : comme on peut le voir sur la figure 7.14, on arrive à distinguer au moins deux raies qui ne proviennent pas du Si_3N_4 . On verra lors de l'identification, que l'on pourra en identifier 4 au total. L'autre information que l'on peut aussi extraire de cette figure est que pour des intensités laser assez proches, comprises entre $4,5$ et $5,5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, il y a de grandes différences entre les rapports des raies du C selon l'épaisseur de la cible. La détermination de la température électronique et de la

densité grâce aux simulations SPECT3D (*one shot* ou *post-processing*) devront donc être réalisées individuellement pour chaque spectre.

On a mesuré expérimentalement la résolution spectrale du spectromètre en réalisant une statistique sur les raies que l'on a observées. On a alors trouvé $\frac{\Delta E}{E} \approx 100$.

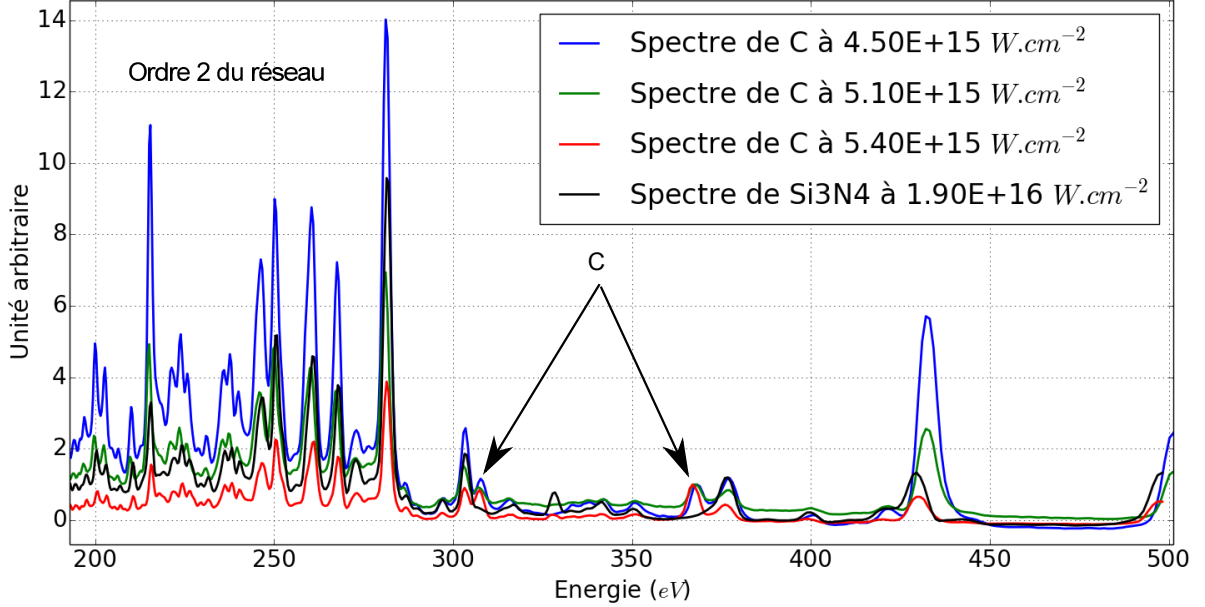


FIGURE 7.14 – Comparaison entre plusieurs spectres d'émission d'Al avec une intensité laser comprise entre $4,5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $5,5 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ en configuration "arrière" et "nominale" pour des épaisseurs de : 15 à 20 nm(bleu) ; 20 nm (vert) ; 15 nm (rouge) ; et un spectre d'émission du Si_3N_4 avec une intensité laser de $1,9 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (cyan).

On va présenter ici la meilleure simulation que l'on a réussie à approcher avec les simulations SPECT3D réalisée avec une cible en configuration "arrière" et "inversée". Pour cette configuration le spectromètre mesure le spectre de C transmis à travers la couche de Si_3N_4 , la seule différence avec la configuration "avant" et "nominale" étant que le plasma de C est chauffé ici directement par le faisceau laser on doit donc avoir un plasma plus chaud. Le spectre d'émission a permis de réaliser l'identification des raies d'émissions de la couche K du carbone, disponible sur la figure 7.15. De plus, le très bon accord entre la simulation SPECT3D *one shot* et le spectre expérimental permettrait de dire qu'il n'y a pas ou peu de gradients de températures électroniques et de densités électroniques au cours de notre expérience. On a même pu estimer pour ce tir la température électronique, de 100 eV, et la densité électronique, de 10^{18} cm^{-3} .

La densité électronique est proche de celle que l'on trouve avec l'interféromètre pour cette intensité. Afin d'apprécier la précision de cette mesure, on a tracé sur la figure 7.16, pour une même température électronique ($T_e = 100 \text{ eV}$) les spectres du C simulés par SPECT3D pour différentes densités. Ainsi, on voit qu'une différence de densité d'un facteur 2, comme celui que l'on a pu observer lors de l'analyse des résultats

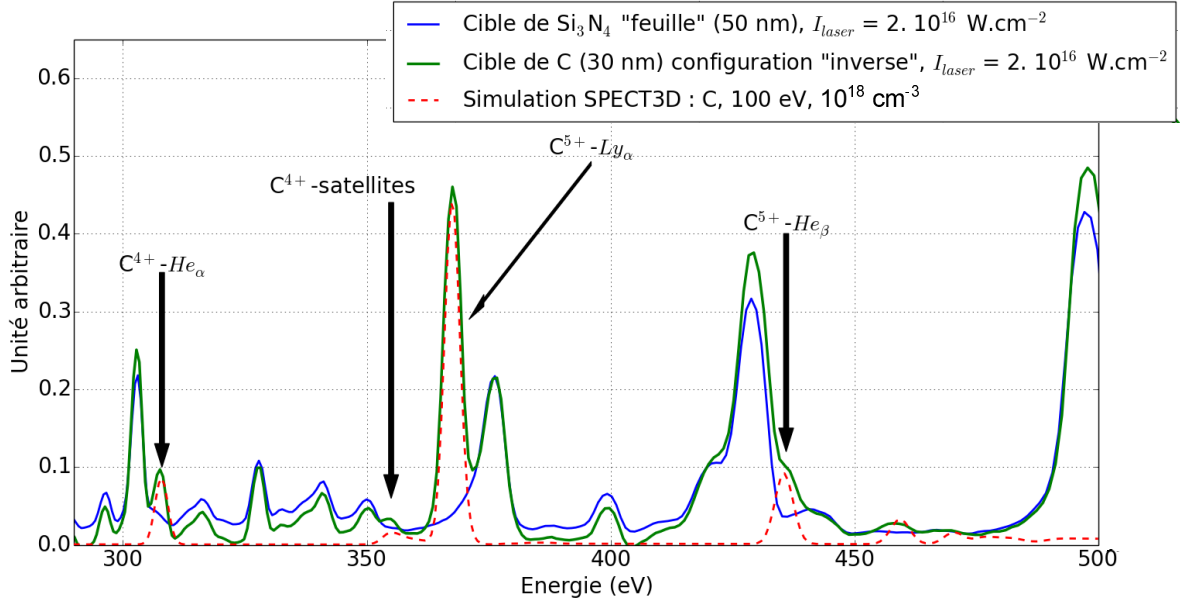


FIGURE 7.15 – Comparaison entre un spectre d'émission d'une feuille de Si_3N_4 (bleu), d'une cible de C (20 nm) en configuration "inversée" irradié avec une intensité laser de $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (vert) et d'une simulation SPECT3D *one shot* à $T_e = 100 \text{ eV}$ et $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (rouge).

de l'interféromètre, à une incidence critique sur les différents rapports de raies.

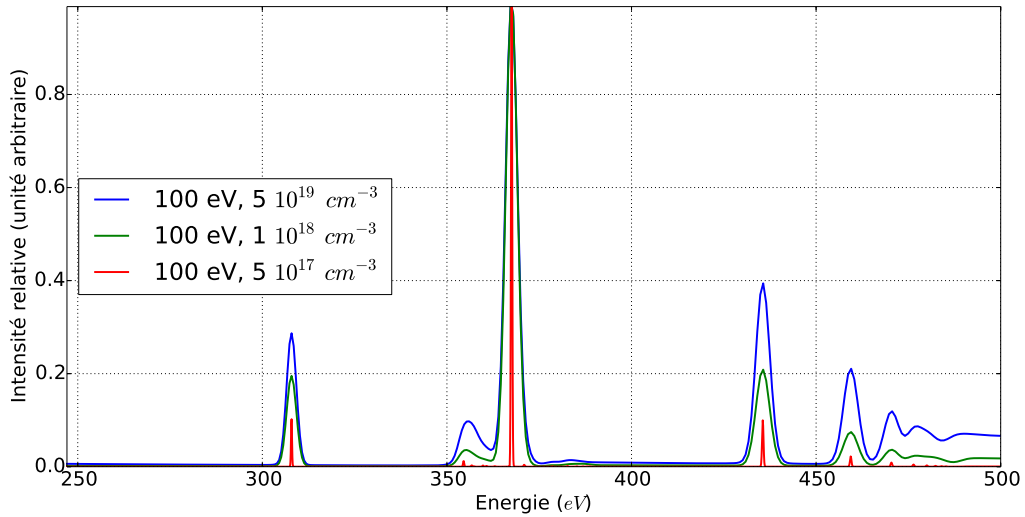


FIGURE 7.16 – Simulation SPECT3D à une température électronique $T_e = 100 \text{ eV}$ pour des densité électronique de (bleu) $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, (vert) 10^{18} cm^{-3} et (rouge) $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

7.8 Conclusion

Comme mentionné lors de la présentation des cibles, les cibles d'Al ont posé problèmes à cause de la présence du spectre de Si_3N_4 . Pour le carbone, on a pu dégager la majorité de raies afin de réaliser leur identification puis leur analyse grâce à des simulations SPECT3D. On a montré avec succès qu'il était possible, avec nos conditions expérimentales, de mesurer la température électronique et la densité électronique du plasma uniquement avec des simulations *oneshot*. On a aussi vu que contrairement au cas du KBr, les simulations MULTI 1D permettent d'avoir une bonne approximation des conditions hydrodynamiques de notre plasma. Néanmoins, l'influence de ces paramètres sur les spectres d'émissions de la couche K du C est très importante et ne peut être négligée.

CHAPITRE 8

SYNTHÈSE DES RÉSULTATS

Dans cette partie, on a réalisé la caractérisation de plasma HETL avec plus ou moins de succès.

On a mis en évidence la difficulté de réaliser l'étude spectroscopique du plasma à partir d'une simulation hydrodynamique 1D malgré une très bonne caractérisation de la densité électronique du plasma et une bonne caractérisation de sa température électronique. Cela est en grande partie dû à l'évolution temporelle des gradients transversaux de ces grandeurs qui ne sont pas négligeables dans nos conditions expérimentales.

Pour permettre un meilleur contrôle de ces paramètres et d'obtenir un plasma plus homogène, il a été décidé de réduire la durée de l'impulsion laser. Avant de lancer l'étude sur le KBr, on a réalisé une expérience préliminaire sur des cibles d'Al et de C qui ont permis de démontrer qu'on était capable de réaliser une mesure indépendante de la densité électronique reproductible grâce à des simulations hydrodynamiques à 1D et démontrant que les gradients transversaux de densité électronique étaient négligeables. De plus, on a réussi, avec des simulations de cinétique atomique *one shot*, à reproduire les spectres de C que nous avons obtenus expérimentalement. Cela valide donc la méthode expérimentale que nous avons mise en place. Des améliorations seront apportées lors de l'expérience qui fera suite en octobre 2016 sur des cibles de KBr.

Le but avoué du travail réalisé dans cette partie est d'apporter des éléments permettant l'amélioration de la spectroscopie comme diagnostic plasma. On est encore loin de pouvoir réaliser cela actuellement, c'est pourquoi on a besoin de développer continuellement de nouveaux diagnostics fiables permettant de compléter ceux qui sont déjà présents.

Troisième partie

Conception et réalisation d'un imageur X monochromatique à haute résolution spatiale

Acronymes	
Lentille à Zone de Fresnel	LZF
Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses	LULI
Équipement Laser de Forte Intensité et Énergie	ELFIE
Miroir MultiCouches	MMC
Lentille de Bragg-Fresnel	LBF
Microscope de Kirkpatrick et Baez	KB
Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du Lure	SOLEIL
Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung II	BESSY II

Glossaire	
Énergie (eV)	E .
Longueur d'onde (μm)	$\lambda [\mu\text{m}] = \frac{1,2398}{E[\text{eV}]}$.
Bande passante spectrale (eV)	ΔE .
Résolution spatiale (μm)	R : plus petite distance permettant de distinguer deux points dans le plan de l'objet.
Champ (mm)	$\Delta\Phi$: diamètre de la zone observable par le microscope.
Distance focale (mm)	$\mathbf{f}$
Facteur de Debye-Waller (nm)	C_{DW} : facteur correctif de la réflectivité pour tenir compte de la rugosité. Utilise le modèle de Debye-Waller.
Résolution spectrale (%)	$\Delta E/E$.
Grandissement	$\mathbf{G}$.
Réflectivité (%)	r .
Rugosité (nm)	Défauts de surface.
Rayon d'une LZF (mm)	R_N
Nombre de zones d'une LZF	$\mathbf{N}$
Rayon du premier anneau de la LZF (mm)	R_1
Épaisseur des LZF (nm)	$\mathbf{e}$
Résolution spatiale de la LZF (μm)	ρ
Efficacité de l'ordre n	η_n
Profondeur de champ de l'ordre n	z_n
Angle de rasance du MMC ($^\circ$)	θ

9.1 À partir d'une imagerie intégrée en temps en régime picoseconde...

L'utilisation des lasers à impulsion ultra-courte a amené de nouvelles opportunités pour les mesures de plasma denses et chauds[43, 35]. Le chauffage rapide de matières denses génère des plasmas avec peu ou pas de gradient de densité sur des temps très courts, de l'ordre de la picoseconde. Ce genre d'expériences requiert des besoins similaires en terme de performances que celles qui seront réalisées sur le Laser Mégajoule (LMJ) [44, 45, 46]. C'est pourquoi elles sont intéressantes comme première étape de développement de nouveaux diagnostics. Elles présentent l'avantage d'avoir des interactions très courtes et donc, dans un premier temps, il est moins gênant de ne pas avoir de résolution temporelle.

Lors de l'émission d'un spectre X du plasma, chaque raie d'émission va plus ou moins s'allumer selon les conditions hydrodynamiques du plasma. Cela concerne aussi la taille de la zone qui émettra à sa longueur d'onde correspondante. En mesurant la taille ces zones pour différentes raies et en les comparant, on peut alors déduire un rapport de surface. En intégrant le nombre de photons, on en déduit un rapport d'intensité. À partir de ces deux informations on peut remonter, grâce aux simulations, à la température et à la densité du plasma. Pour mesurer ces tailles de zones d'émissions, il faut donc un diagnostic d'imagerie monochromatique à haute résolution ($< 7 \mu\text{m}$).

On a deux critères de performances primordiaux :

- tout d'abord, il a été estimé que les variations de la taille des zones d'émission des rayons X qui seront amenées à être mesurées sont de l'ordre de quelques μm . Si on veut pouvoir observer ces variations, la résolution du diagnostic devra donc être de la même ordre de grandeur ;
- il arrive souvent que pour un spectre d'émission propre, certaines raies d'émissions X

soient proches. La figure 9.1 présente un exemple d'un spectre d'émission propre d'une cible d'aluminium obtenu au cours d'une expérience sur l'installation ELFIE (LULI, France) avec une intensité de quelques $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. On voit alors que si l'on souhaite observer uniquement la zone d'émission de la raie He_β , centrée sur 1870 eV, l'imagerie devra être sélective spectralement ($\Delta E \approx 100 \text{ eV}$). Dans le cas contraire, l'image que l'on obtiendrait serait la superposition de toutes les raies du spectre d'émission propre. Il serait impossible de distinguer les différentes contributions.

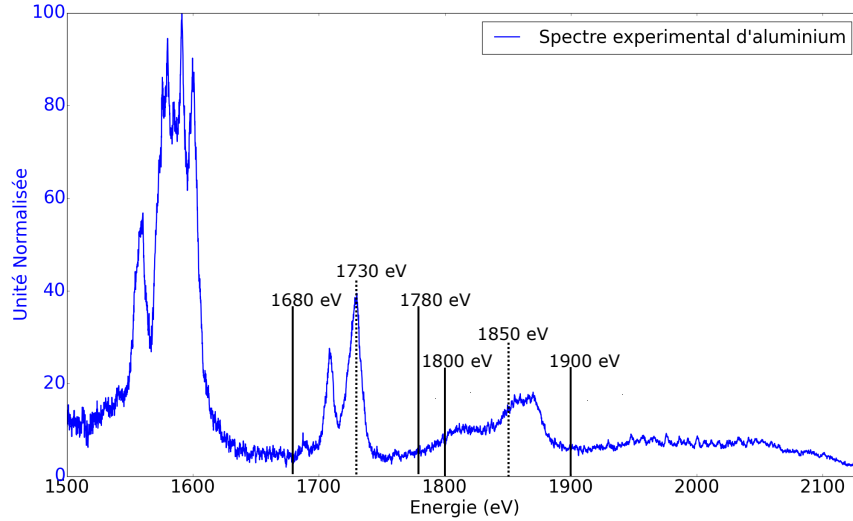


FIGURE 9.1 – Exemple d'un spectre d'aluminium obtenu lors d'une expérience d'interaction laser-plasma sur l'installation ELFIE.

On peut alors définir les spécifications à l'élaboration d'un imageur X dit monochromatique à haute résolution spatiale destiné aux expériences d'interaction laser-plasma :

- énergie de photon désirée $E = 1850 \text{ eV} \pm 50 \text{ eV}$,
- bande passante spectrale $\Delta E = 100 \text{ eV}$,
- résolution spatiale $R \leq 5 \text{ } \mu\text{m}$,
- champ $\Delta \Phi \approx 500 \text{ } \mu\text{m}$.

A cela vient s'ajouter la contrainte géométrique de l'expérience dans la chambre du LULI2000 où le diagnostic sera déployé :

- Distance cible - microscope $p \geq 250 \text{ mm}$.

Ce diagnostic, intégré en temps et résolu spatialement, a pour but de démontrer l'utilité des lentilles à zones de Fresnel, qui sont présentées dans la partie 10, pour les expériences d'interaction laser-plasma. L'une des évolutions est de résoudre temporellement les images.

9.2 ... Jusqu'à un imageur résolu temporellement en régime nanoseconde

L'une des motivations principales est la réalisation d'imageurs X à très haute résolution pour les expériences en régime nanosecondes comme celles qui ont lieu au laser MégaJoule (LMJ). Particulièrement pour l'étude des implosions et des instabilités hydrodynamiques.

Ce type d'expérience impose les spécifications suivantes :

- $E \in [1 \text{ keV} - 13 \text{ keV}]$,
- résolution spectrale $\Delta E/E = 0,1 - 0,2$,
- $Rin [5 \text{ }\mu\text{m} - 35 \text{ }\mu\text{m}]$,
- $\Delta\Phi \in [100 \text{ }\mu\text{m} - 1,5 \text{ mm}]$,
- résolution temporelle $\in [20 \text{ ps} - 1 \text{ ns}]$.

9.3 Comment obtenir une imagerie X monochromatique ?

Il existe de nombreuses optiques permettant de réaliser de tels imageurs. Certains sont déjà utilisés sur le LMJ tels que les miroirs toriques ou les sténopés [47]. Cependant, il est difficile de réaliser, avec ces derniers, un imageur répondant à tous les besoins. Dans le cas des miroirs, l'angle d'attaque induit des contraintes géométriques difficiles à rendre modulables alors que dans le cas des sténopés, le flux est très réduit.

L'option qui a été choisie pour être étudiée au cours de cette thèse repose sur l'utilisation des Lentilles à Zones de Fresnel (LZF).

9.3.1 Lentilles à Zones de Fresnel

Le nom donné aux LZF est non sans rappeler celui des lentilles de Fresnel classiques [48]. Ce sont des lentilles réfractives, composées d'un ensemble de prismes à face courbes permettant de focaliser la lumière visible comme le montre la figure 9.2-1. Elles sont notamment utilisées dans les phares marins. Pour cette application, leur diamètre peut aller jusqu'au mètre, impliquant une charge très élevée et compliquée à utiliser. C'est pourquoi Augustin Fresnel a proposé une version allégée de ces lentilles [48] : les parallélépipèdes à la base de chaque prisme réalisant la diffraction peuvent être supprimés (figure 9.2-2). Ensuite en alignant les bases (9.2-3), on obtient alors une lentille mince mais avec les mêmes propriétés : ce sont les lentilles de Fresnel. Chacun des prismes réfracte les couleurs d'une lumière blanche avec un angle différent. Chaque couleur sera donc focalisée à une distance $f_{couleur}$ différente : on arrive à séparer spatialement le spectre de la lumière.

Dans le domaine des X, les lentilles minces, ne peuvent pas réfracter les photons,

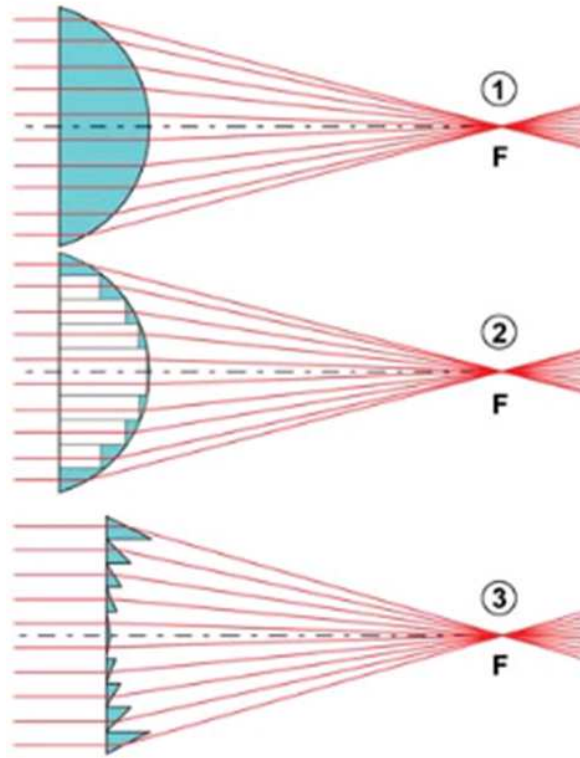


FIGURE 9.2 – Principe de conception d'une lentille de Fresnel classique.

on doit alors utiliser les LZF. Elles sont cependant très similaires dans leur principe de fabrication et de fonctionnement, c'est pourquoi on leur a attribué le même patronyme.

Elles peuvent être présentées comme des "réseaux à pas variable circulaires". Comme on le verra par la suite, chaque mot de cette description a sa fonction et son importance dans le principe des LZF. On détaillera les détails de ces performances et leurs applications sur un exemple dans la partie suivante.

9.3.2 Les miroir monochromateurs

Pour arriver à obtenir une bande passante spectrale de 100 eV, il sera nécessaire d'associer aux LZF un élément monochromateur. La solution adoptée a été d'utiliser des miroirs multicouches (MMC) [49, 50, 51], ou miroir de Bragg. Ils sont constitués d'une alternance de couches de matériaux d'indices de réfraction différents : un d'indice bas n_l du matériau dit "léger" et un d'indice haut n_L du matériau dit "Lourd". Cette alternance est alors répétée un nombre N_{Bragg} fois, chaque bi-couche ayant une épaisseur optique valant d . Ainsi ces miroirs utilisent les réflexions partielles successives se produisant lors de la progression des rayons dans le milieu de strates périodiques qui compose le miroir comme le montre la figure 9.3.

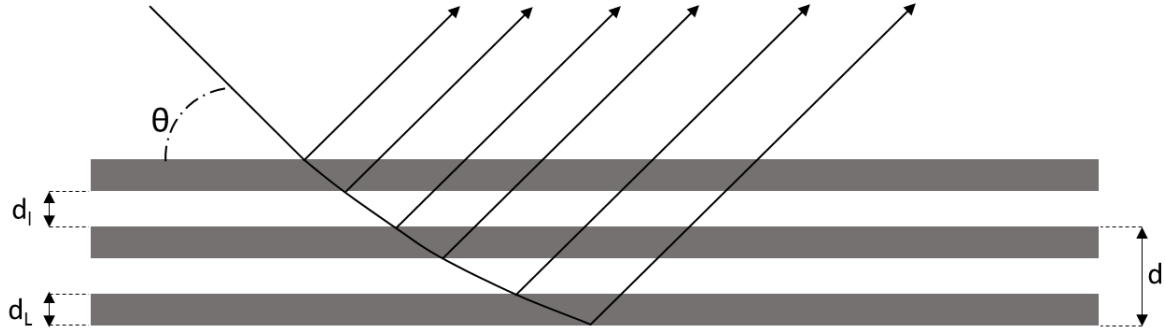


FIGURE 9.3 – Schéma de principe d'un miroir multicouches.

Pour expliquer le phénomène de réflexion, on se base sur la loi de Bragg simplifiée (équation 9.1). Celle-ci relie l'épaisseur d , à l'angle de rasance θ , à la longueur d'onde réfléchie λ et l'ordre de la réflexion k . La loi de Bragg implique qu'en sélectionnant une épaisseur de la période du réseau d pertinente, il est possible de réaliser une sélection spectrale du rayonnement X incident grâce au miroir multicouches. Cette sélection pourra être réalisée à partir de quelques eV jusqu'à 30 keV.

$$2d \sin\theta = k\lambda \quad (9.1)$$

Pour illustrer la théorie de la loi de Bragg, on peut prendre pour exemple un miroir composé de la structure [Pd/B4C] avec 50 périodes déposées sur un substrat de quartz. L'épaisseur de la période vaut 5,1 nm avec les épaisseurs : $d_{\text{Pd}} = 2,6$ nm et $d_{\text{B4C}} = 2,5$ nm. On peut alors simuler la réflectivité en fonction de l'énergie d'un tel miroir pour différents angles d'attaques grâce au logiciel XRVision¹. Les résultats sont présentés sur la figure 9.4, on a tenu compte dans ces calculs de la rugosité des interfaces. Ce sont les défauts de surface de très faible longueur d'onde spatiale qui ont pour effet de réduire la réflectivité du miroir. Le modèle utilisé est celui de Debye-Waller [52] qui prend en compte un facteur correctif de la réflectivité. En pratique, on a comparé les résultats expérimentaux à plusieurs simulations, en faisant varier la rugosité de Debye-Waller pour en obtenir une valeur approchée. Dans notre cas, cette comparaison donne une rugosité de Debye-Waller de 0,65 nm. On observe que la réflectivité maximale diminue avec l'énergie des photons, cette décroissance est liée à l'absorption de la couche de Paladium (Pd).

1. Caminotec, 79 rue de Patay 75013 Paris

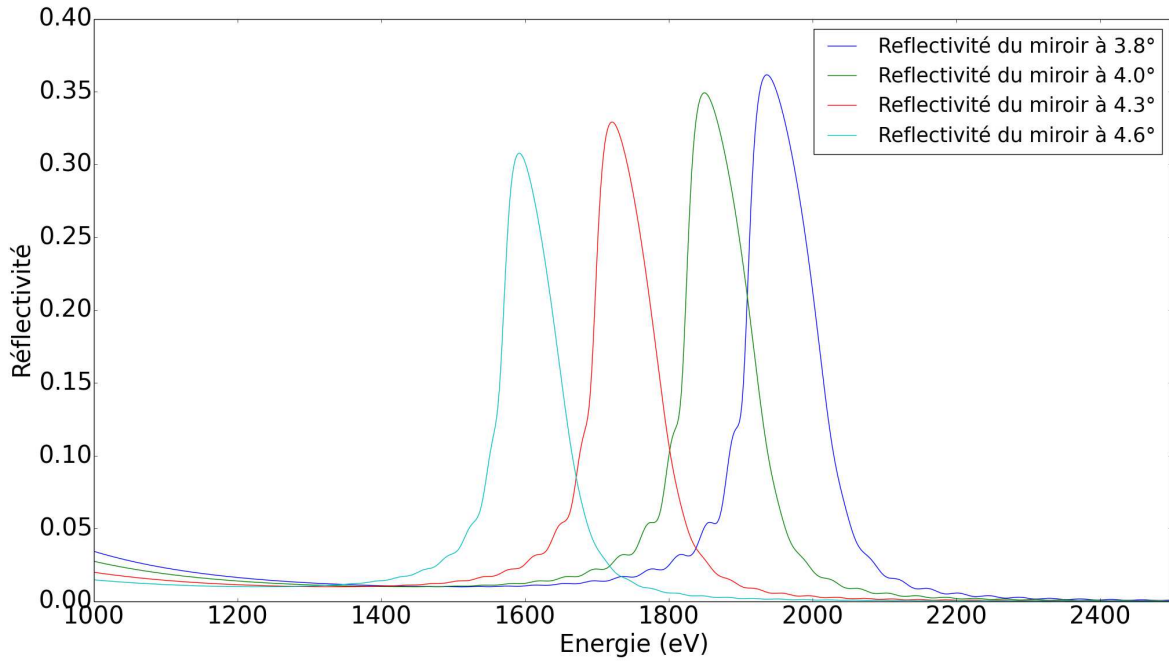


FIGURE 9.4 – Réflectivité d'un miroir multicouche de [Pd/B4C] avec 50 périodes d'épaisseur 5,11 nm.

9.3.3 Les miroirs de Bragg-Fresnel

Les LZF sont connues depuis plus de 50 ans pour les applications de microscopie [53, 54, 55]. Leur combinaison avec les miroirs monochromateurs le sont aussi pour l'imagerie X monochromatique. Leur utilisation est surtout répandue dans les expériences sur des installations de type synchrotron. L'un des problèmes pour ces installations est la fragilité de LZF dans des conditions d'utilisation continue qui ont tendance à s'abîmer avec le temps, surtout pour des X-durs ($E \geq 10\text{keV}$). C'est pour cela que l'idée de Denisiuk d'utiliser une optique combinant la réflexion de Bragg et de Fresnel, publiée en 1963 [56], a été développée. Son application, les lentilles de Bragg-Fresnel (LBF), a été réalisée des années plus tard [57]. Cette optique est une association entre une LZF et un miroir de Bragg : des zones de Fresnel sont gravées sur un miroir multicouche comme on peut le voir sur la figure 9.5. Elles permettent de focaliser les X-durs d'une source monochromatique avec une résolution inférieure au micron et avec des efficacités avoisinant les 40% [58].

En théorie, les performances des LBF et de la combinaison LZF/MMC sont très similaires. Les LBF sont plus robustes et plus compacts car elles marchent en réflexion rasante et donc sont moins sensibles à l'éclairement de la source X. Les combinaisons LZF/MMC présentent quant à elle une meilleure versatilité à la sélection spectrale. Cette dernière est due au MMC qui est un monochromateur accordable puisque si l'on modifie l'angle d'attaque du miroir, comme on peut le voir sur la figure 9.4, on peut changer de gamme de longueur d'onde du système en entier.

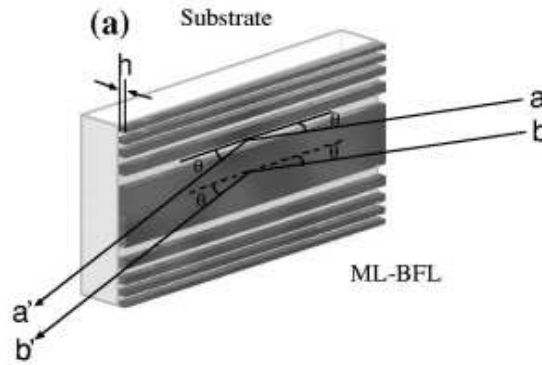


FIGURE 9.5 – Schéma d'une lentille de Bragg-Fresnel.

Dans notre cas, on a choisi d'utiliser la combinaison LZF/MMC car notre besoin le plus important réside dans la modularité. Cependant l'étude des LBF en tant qu'imageur X à haute résolution serait toujours une option intéressante pour ajouter un point de comparaison.

9.4 Exemple d'un imageur X existant : le microscope de Kirkpatrick et Baez

Ce type de microscope utilise deux miroirs sphériques à incidence rasante [59]. Chaque miroir sphérique permet de réaliser une focalisation dans une direction, soit sagittale, soit tangentielle, des faisceaux de rayons X incidents. La combinaison des deux directions de focalisation reconstitue l'image du plasma comme on peut le voir sur la figure 9.6.

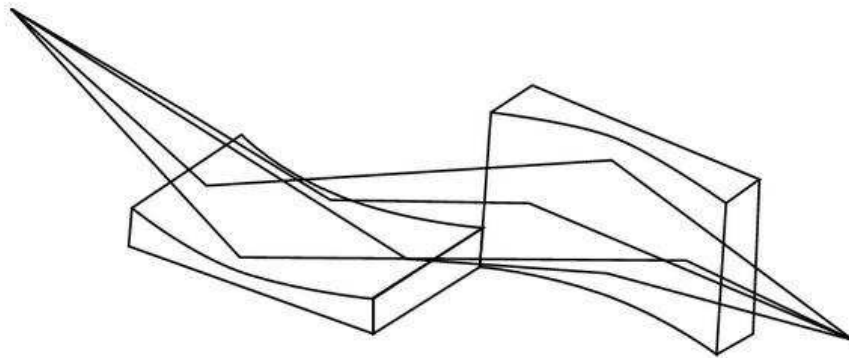


FIGURE 9.6 – Principe de fonctionnement d'un miroir KB.

Ce microscope présente une très bonne résolution de quelques microns [60] sur un champ limité entre 100 et 200 microns à cause de la courbure de champ.

9.5 Rappel sur la diffraction

Pour bien comprendre ce qui a motivé dans le choix des LZF, il faut d'abord comprendre en quoi consiste la diffraction et comment elle peut aider à réaliser un microscope X à haute résolution. Elle se traduit par le phénomène d'étalement d'une onde que l'on observe lorsque cette dernière est spatialement limitée par un obstacle (bord, fente ...) comme on peut le voir sur la figure 9.7. Cette observation est contraire à ce que prédit l'optique géométrique. Cette dernière suppose une propagation rectiligne de la lumière et donc une ombre nette derrière l'obstacle sans étalement. On explique alors la diffraction en ne se plaçant que dans le contexte d'une théorie exclusivement ondulatoire s'appuyant sur le principe de Huygens-Fresnel.

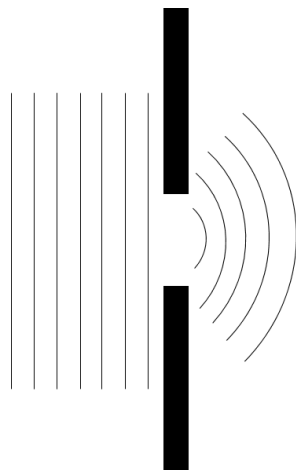


FIGURE 9.7 – Diffraction d'une onde par une fente.

9.5.1 Principe d'Huygens-Fresnel

Ce principe se base sur l'idée d'Huygens (1678) que Fresnel (1820) a interprétée de manière plus quantitative.

Huygens a formulé l'hypothèse que lorsque qu'une source ponctuelle S émet une onde (lumineuse, sonore etc...), chaque point d'une surface d'onde se comportait alors comme une source ponctuelle secondaire émettant des ondes dans toutes les directions (dites ondes sphériques) [61], comme le montre la figure 9.8. Les ondes secondaires vont alors interférer entre elles de sorte que la nouvelle surface d'onde, représentant un instant postérieur, soit l'enveloppe de toutes les surfaces secondaires.

On peut alors appliquer cette hypothèse pour exprimer l'amplitude d'une onde en un point quelconque de l'espace grâce aux ondelettes. On considère une source ponctuelle, générant une onde sphérique, située au point S (cf. figure 9.9).

On va alors chercher l'amplitude de l'onde générée au point P . En tout point O d'une surface d'onde de l'onde originale, la phase Φ est toujours la même et l'amplitude du

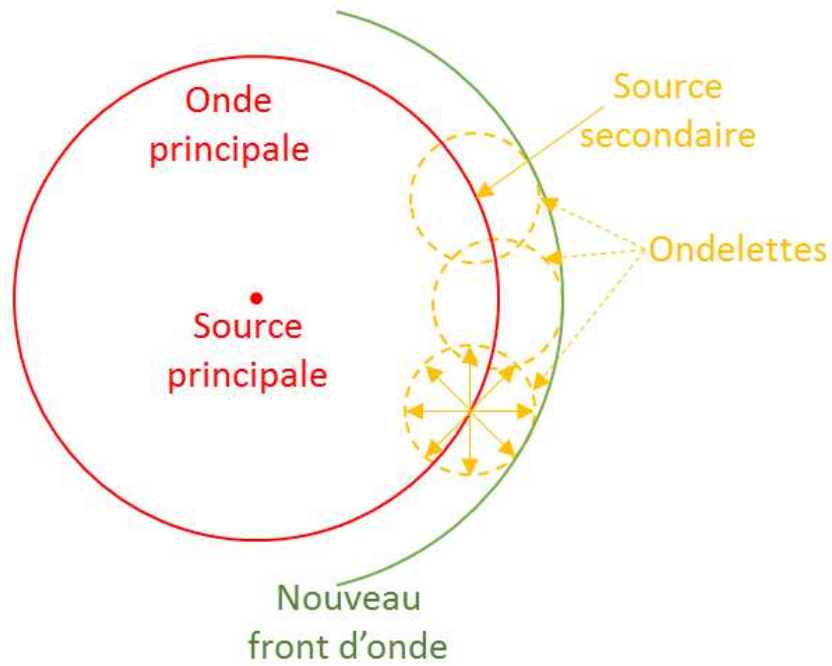


FIGURE 9.8 – Illustration de l'hypothèse d'Huygens.

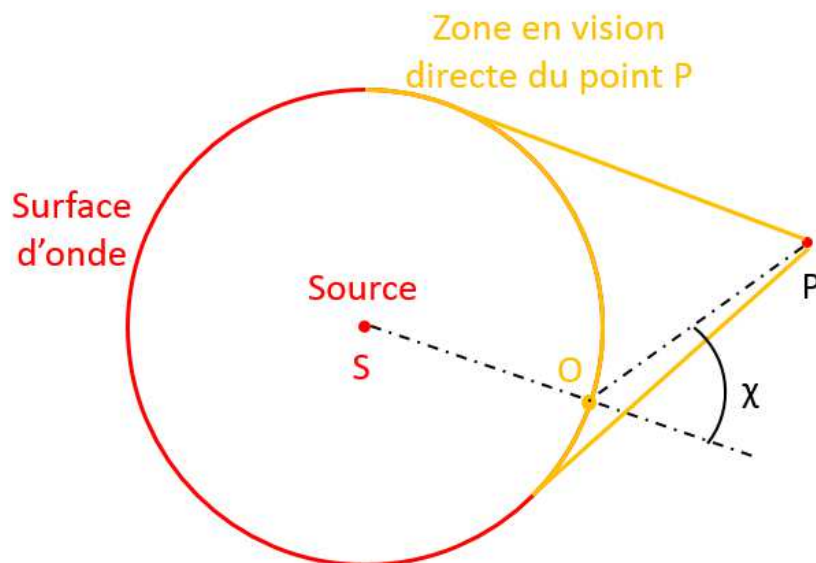


FIGURE 9.9 – Application du principe d'Huygens-Fresnel.

champ $E(O)$ est proportionnelle à :

$$E(O) = \frac{-i}{\lambda} \frac{e^{ik_0 r_{SO} + \Phi}}{r_{SO}}$$

Avec λ la longueur d'onde dans le milieu considéré, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ et r_{SO} la distance entre les points S et O. En considérant un petit élément de surface de l'onde sphérique $dS(O)$, selon

l'hypothèse d'Huygens, cette surface va émettre à son tour un rayonnement sphérique. L'onde reçue en P venant de dS(O) sera alors :

$$dE(P) = E(O) \frac{-i}{\lambda} \frac{e^{ik_0 r_{OP}}}{r_{OP}} K(\chi) dS(O)$$

Où $K(\chi)$ est un facteur traduisant l'émission d'onde dans la direction du point P en provenance de O et χ l'angle complémentaire de l'angle $\widehat{SOP}$. Pour des angles d'incidence faible et en l'absence de composantes anisotropes du milieu, ce facteur est pris égal à l'unité. On peut alors exprimer le champ en P en intégrant toutes les contributions des sources secondaires par :

$$E(P) = \frac{-i}{\lambda} K(\chi) \iint_S \frac{e^{ik_0 r_{SO} + \Phi} e^{ik_0 r_{OP}}}{r_{SO} r_{OP}} dS(O) = \frac{-i}{\lambda} K(\chi) \iint_S E(O) \frac{e^{ik_0 r_{OP}}}{r_{OP}} dS(O)$$

la surface (S) sur laquelle on réalise l'intégrale ne comporte que la partie visible directement par le point P.

9.5.2 Approximation de Fresnel

On se place dans le cas où l'on remplace la source S par un plan π sous la condition de l'onde sortante, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas de source du côté du plan que l'on étudie.

En considérant un plan orthonormé, les coordonnées du point M (respectivement P) est (x, y, 0) (respectivement (m, n, 0)). On peut alors réaliser un développement limité de la distance MP à l'ordre 1 :

$$MP = z + \frac{(x - m)^2 + (y - n)^2}{2z}$$

Cela revient à considérer que le cosinus de l'angle d'inclinaison de MP par rapport à l'axe est très inférieur à l'unité. En posant $E(x, y, 0)$, l'amplitude complexe de l'onde émise par le point M et $E(m, n, z)$ l'amplitude complexe de l'onde reçue en P. On a donc :

$$E(m, n, z) = \frac{-i}{\lambda|z|} e^{ik_0 z} \iint_S E(x, y, 0) e^{2i\pi \frac{(x-m)^2 + (y-n)^2}{2z\lambda}} dx dy$$

Ce qui peut s'exprimer sous la forme d'un produit de convolution :

$$E(m, n, z) = \frac{-i}{\lambda|z|} e^{ik_0 z} E(x, y, 0) \otimes e^{2i\pi \frac{m^2 + n^2}{2z\lambda}}$$

En passant en coordonnées polaires ($r(x, y)$ et $\rho(m, n)$). L'amplitude complexe peut s'écrire sous la forme d'une transformée de Fourier :

$$E(m, n, z) = \frac{-i}{\lambda|z|} e^{ik_0 z + \frac{i\pi}{\lambda z} (m^2 + n^2)} TF \left[E(r, 0) e^{2i\pi \frac{r^2}{2z\lambda}} \right] \left(\frac{m}{\lambda z}, \frac{n}{\lambda z} \right) \quad (9.2)$$

9.5.3 Diffraction de Fraunhofer

La diffraction de Fraunhofer est un cas particulier de l'équation 9.2 qui correspond au cas général de propagation d'une onde. Elle considère en fait un plan d'observation placé à l'infini. L'image produite dans ce plan est équivalente à celle que l'on observerait dans le plan focal d'une lentille placée juste derrière la surface de diffraction. Dans ce cas précis, $E(r_{\text{Fraunhofer}}, 0)$ peut s'écrire :

$$E(r_{\text{Fraunhofer}}, 0) = t(r_{\text{Fraunhofer}}) e^{-2i\pi \frac{r^2}{2\lambda f}} \quad (9.3)$$

où f est la distance focale et $t(r_{\text{Fraunhofer}})$ la transmittance. Cette dernière dépend en général de la pulsation ω . La répartition de l'amplitude de l'équation 9.3 est obtenue en éclairant l'objet de transmittance $t(r_{\text{Fraunhofer}})$ par une onde sphérique convergeant à la distance f derrière l'objet. Dans ce plan de diffraction, appelé plan de Fraunhofer, on observe la transformée de Fourier de la transmittance de l'objet éclairé par une onde sphérique. L'amplitude $E(x, y, z)$ dans le plan parallèle à π d'équation $z = f$ s'écrit :

$$E(x, y, z) = \frac{-i}{\lambda f} e^{ik_0 f + \frac{i\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)} TF \left[t \left(\frac{r_{\text{Fraunhofer}}}{\lambda f} \right) \right] \quad (9.4)$$

Dans ce cas, on parle de diffraction au voisinage du foyer ou de diffraction de Fraunhofer. Remarquons qu'elle n'est qu'un cas particulier de la diffraction de Fresnel. Ce formalisme permet d'exprimer assez simplement tout phénomène d'imagerie ou de propagation, permettant un traitement efficace et rigoureux pour des angles d'incidence relativement faibles. Les calculs d'efficacité de diffraction des LZF et de résolution spatiale que l'on effectuera par la suite découlent de ce formalisme.

9.5.4 Les zones de Fresnel

Le calcul de l'intégrale de l'équation 9.5.1 n'est pas triviale, c'est pourquoi Fresnel a utilisé une astuce de calcul : il a divisé la surface d'onde contenue dans la zone de vision du point P en une série de zones Z_n . Chaque zone est obtenue en traçant des cercles de centre P et de rayon r_{zf} , $r_{zf} + \frac{\lambda}{2}$, $r_{zf} + 2\frac{\lambda}{2}$, $r_{zf} + 3\frac{\lambda}{2}$ etc ... où r_{zf} est la distance de P au point I le plus proche de la surface d'onde (voir figure 9.10). Les ondes issues de deux zones consécutives sont alors en opposition de phase puisque leur différence de chemin optique vaut $\frac{\lambda}{2}$. Ainsi, la contribution totale de ces deux zones consécutives est nulle. Il ne restera que la contribution de la première zone.

On peut démontrer cela en calculant la contribution de chaque zone Z_n au point P. Ensuite, on fera leur somme pour trouver la valeur finale du champ au point P. Pour un point O quelconque de la surface d'onde, la surface élémentaire dS s'écrit sous la forme :

$$dS = 2\pi r_0^2 \sin\theta \, d\theta \quad (9.5)$$

En partant de la formule d'Alkachi appliquée au triangle SOP, on trouve que :

$$\sin\theta \, d\theta = \frac{r \, dr}{r_0 (r_{zf} + r_0)}$$

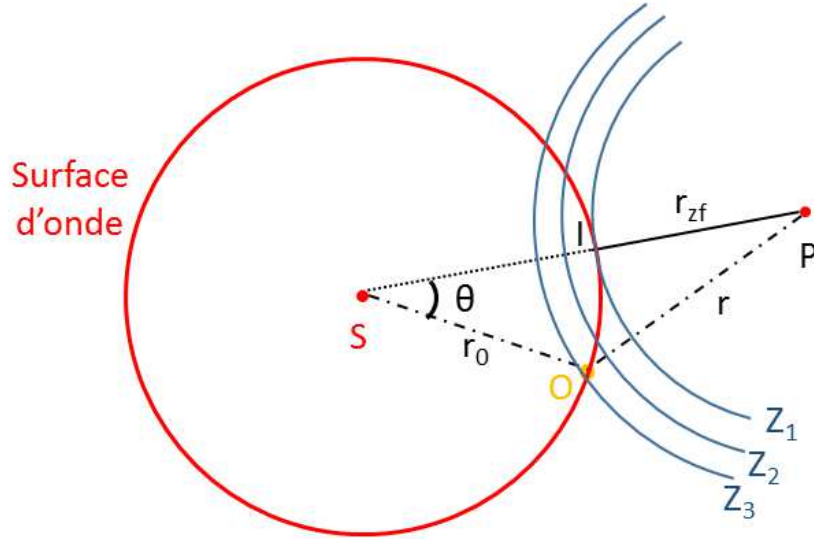


FIGURE 9.10 – Illustration des zones de Fresnel.

On a alors :

$$dS = \frac{2\pi r_0 dr}{r_{zf} + r_0}$$

En reprenant l'équation 9.5.1 la contribution élémentaire de chaque zone Z_n au point P vaut :

$$dE_n(P) = E(O)K_n(\chi)e^{ikr}2\pi\frac{r_0 dr}{r_{zf} + r_0} \quad (9.6)$$

Avec $K_n\chi$ le facteur d'obliquité de la zone Z_n . Dans notre cas, on doit faire l'hypothèse que la longueur d'onde λ est suffisamment petite par rapport à r_{zf} et r_0 pour que K_n puisse être considéré comme constant pour chaque zone. Il vient alors que :

$$E_n(P) = E(O)K_n2\pi\frac{r_0}{r_{zf} + r_0}\int_{r_{zf}+(n-1)\lambda/2}^{r_{zf}+n\lambda/2}e^{ikr}dr$$

qui s'intègre en :

$$E_n(P) = E(O)K_n2i\pi\lambda\frac{r_0}{r_{zf} + r_0}e^{ikr_{zf}}(-1)^n \quad (9.7)$$

Il suffit alors de sommer ces contributions au point P sur l'ensemble des N zones de Fresnel, ce qui donne :

$$E(P) = \sum_{n=1}^N E_n(P)$$

soit

$$E(P) = E(O)2i\pi\lambda\frac{r_0}{r_{zf} + r_0}e^{ikr_{zf}}\sum_{n=1}^N K_n(-1)^n \quad (9.8)$$

Fresnel a alors montré que la somme de la suite (U_n) définie par $u_n = K_n(-1)^n$ pouvait s'écrire :

$$\sum_{n=1}^N u_n = -\frac{1}{2}(K_1 \pm K_N) \quad (9.9)$$

La dernière zone, pour la sphère, correspond à l'angle $\chi = \frac{\pi}{2}$. On a donc $K_N = 0$ et le champ en P est égal à :

$$E(P) = E(O) - i\pi\lambda K_1 \frac{r_0}{r_{zf} + r_0} e^{ikr_{zf}} \quad (9.10)$$

Ainsi la contribution totale de toutes les zones de Fresnel équivaut à la valeur de la contribution de la première zone de Fresnel.

9.6 Principe de fonctionnement d'une Lentille à Zone de Fresnel (LZF)

Les Lentilles à Zone de Fresnel (LZF) peuvent être décrites comme des réseaux circulaires permettant alors de créer des images par diffraction, on a schématisé cela sur la figure 9.11. La caractérisation de ces réseaux est réalisée dans le cadre du principe d'Huygens-Fresnel. Dans ce dernier, pour le calcul de la propagation d'une onde sphérique, Fresnel a défini un ensemble de zones circulaires dites "Zones de Fresnel" qui ont été présentées dans la partie 9.5.4. Dans notre cas, contrairement au calcul de l'amplitude d'une onde sphérique en un point de l'espace, on ne désire pas que la contribution de deux zones consécutives s'annulent, sinon l'efficacité d'une telle lentille serait quasi-nulle. Pour cela on va rendre transparentes toutes les zones paires (ou toutes les zones impaires) : toute l'onde diffractée par les zones de Fresnel arrive en phase au point de focalisation.

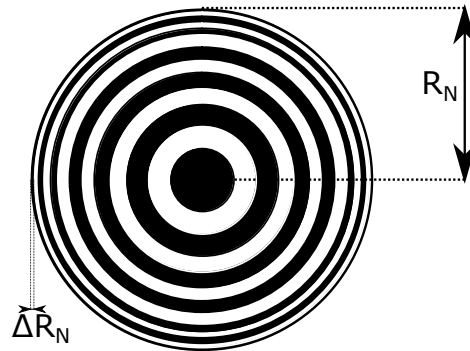


FIGURE 9.11 – Représentation schématique des zones composant une LZF.

9.6.1 Calcul des rayons des Zones de Fresnel

Afin d'expliquer le fonctionnement d'une LZF, on va partir du cas de la focalisation d'un point source ponctuel produisant un rayonnement X monochromatique de longueur d'onde λ . On va considérer une LZF dans un plan xy , placé à l'origine O. La source est située au point S, situé à la distance z_S de l'origine le long de l'axe z comme montré sur la figure 9.12. On peut alors considérer les points du plan de la LZF comme une

source d'ondes secondaires d'Huygens-Fresnel (partie 9.5.1). L'amplitude résultante au point B situé sur l'axe z, à une distance z_P de l'origine, peut être calculée en sommant toutes les ondes secondaires avec les amplitudes et les phases appropriées. Si la taille de la structure de la FZP est restreinte au cas où le rayon des masques circulaires sont très petits comparés aux distances z_S et z_P , on pourra alors considérer que les amplitudes sont constantes, à ce niveau d'approximation, seule la phase sera donc à considérer.

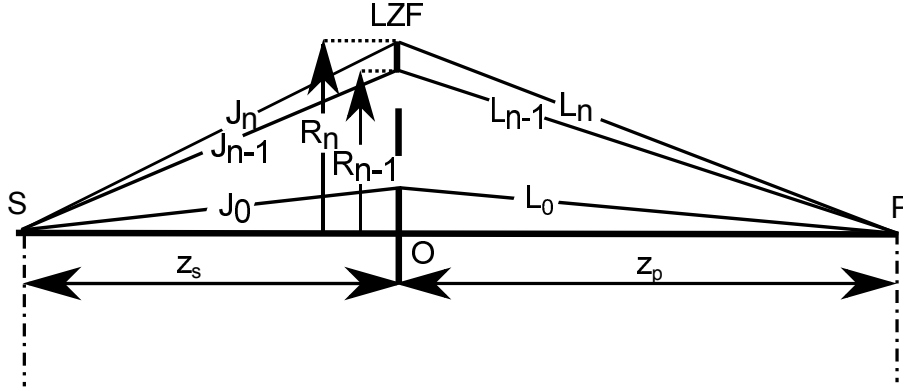


FIGURE 9.12 – Schéma de la focalisation d'un point source monochromatique situé sur l'axe optique.

On suppose que la différence de chemin du point S au point P entre deux zones consécutives est $\pm\lambda/2$. À partir de cela, il est possible de déduire l'expression des rayons. La ligne droite SOP mesure $z_S + z_P$. Il est possible d'exprimer le rayon de la première zone par :

$$J_0 + L_0 = z_S + z_P + \Delta \quad (9.11)$$

Où Δ représente la différence de chemin optique entre un rayon adoptant le trajet SOP et un rayon passant par la première zone. On peut généraliser pour le $n^{\text{ième}}$ rayon (r_n) de la $n^{\text{ième}}$ zone :

$$J_n + L_n = z_S + z_P + \Delta + \frac{n\lambda}{2} \quad (9.12)$$

ce qui peut être réécrit en :

$$z_S + z_P + n_\Delta \frac{\lambda}{2} = \sqrt{R_n^2 + z_S^2} + \sqrt{R_n^2 + z_P^2} \quad (9.13)$$

où $n_\Delta = n + 2\Delta/\lambda$. Il est possible, en élevant l'équation 9.13 au carré et en réarrangeant, d'obtenir l'expression de R_n en fonction des autres paramètres.

$$R_n^2 = \frac{n_\Delta \lambda}{(z_S + z_P + n_\Delta \lambda/2)^2} [(z_S + z_P) z_S z_P + ((z_S + z_P)^2 + z_S z_P) \frac{n_\Delta \lambda}{4} + (z_S + z_P) \frac{(n_\Delta \lambda)^2}{8} + \frac{(n_\Delta \lambda)^3}{64}] \quad (9.14)$$

L'expression donnée par l'équation 9.14 est la valeur exacte pour R_n^2 . Si l'on se place dans le cas de rayons X, on peut considérer que $n_\Delta \lambda \ll z_S + z_P$. On peut donc réaliser un

développement limité du dénominateur, en gardant le second ordre de λ :

$$R_n^2 = \frac{z_S z_P}{z_S + z_P} n_\Delta \lambda + \frac{z_S^3 + z_P^3}{4(z_S + z_P)^3} (n_\Delta \lambda)^2 + \dots \quad (9.15)$$

en définissant la distance focale d'une LZF par :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{z_S} + \frac{1}{z_P} \quad (9.16)$$

on peut faire l'analogie avec une lentille mince, le grandissement G est alors :

$$G = \frac{z_P}{z_S} \quad (9.17)$$

ce qui permet de réécrire l'équation 9.15 :

$$R_n^2 = n_\Delta \lambda f + \frac{(1 + G^3)}{(1 + G)^3} \frac{n_\Delta^2 \lambda^2}{4} + \dots \quad (9.18)$$

Pour $G > 0$, le terme $(1 + G^3)/(1 + G)^3 < 1$ et de plus ce terme tend vers 1 à la fois lorsque $G \rightarrow 0$ et lorsque $G \rightarrow \infty$. Le second terme de l'équation 9.18 décrit les effets des aberrations sphériques et peuvent en général être ignorés dans le domaine des X car il n'est pas négligeable par rapport au premier terme uniquement lorsque $f \sim n_\Delta \lambda / 4$, ce qui est équivalent à dire que $n \sim 4f/\lambda$ est très grand. On peut donc approximer le rayon de la $n^{\text{ième}}$ zone par la formule :

$$R_n^2 = n\lambda f + 2f\Delta \quad (9.19)$$

pour la zone centrale, on a $n = 0$ et donc $R_0^2 = 2f\Delta$. Il vient donc :

$$R_n^2 = n\lambda f + R_0^2 \quad (9.20)$$

L'équation 9.20 décrit les LZF et lorsque $\Delta = 0$ on se trouve dans le cas spécial des lentilles à zone de Fresnel-Soret pour lesquelles :

$$R_n^2 = n\lambda f = nR_1^2 \text{ avec } R_1 = \sqrt{\lambda f} \quad (9.21)$$

Ces deux dernières équations montrent que les LZF peuvent être traitées comme des réseaux de diffraction circulaire à pas variable. Il est aisé de montrer que la surface de chaque zone de Fresnel est toujours constante si l'on néglige les termes d'ordre supérieur à 2 de l'équation 9.18. En effet si l'on considère deux rayons adjacents, on peut écrire :

$$R_n^2 - R_{n-1}^2 = n\lambda f - (n-1)\lambda f = \lambda f \quad (9.22)$$

On calcul la surface S_n entre les rayons R_n et R_{n-1} en multipliant ce résultat par π on a :

$$S_n = \pi(R_n^2 - R_{n-1}^2) = \pi\lambda f \quad (9.23)$$

S_n ne dépend donc pas de n , cela montre que la surface comprise entre deux rayons consécutifs de la LZF est toujours constante.

En reprenant les spécifications de la partie 9.1 et en imposant $f = \mathbf{250 \text{ mm}}$, on peut calculer le premier rayon de la lentille $R_1 = \sqrt{\lambda f} = \mathbf{13 \text{ }\mu\text{m}}$.

9.6.2 Distance focale

Dans la partie précédente, on a défini la distance focale f à la formule 9.16. On va montrer que cette formule peut être démontrée. Si on considère, comme montré sur la figure 9.13, un point source S pris dans le plan (S) et P un point du plan (P) où l'on souhaite calculer l'amplitude de l'éclairement produit par S . Le plan (O) représente le plan de la LZF et est perpendiculaire à (SP) , le point O est l'origine du repère. On va calculer de deux manières différentes le chemin optique d'un rayon partant de S et arrivant à P . On considérera que le sens positif au sens de la mesure algébrique sera celui du vecteur $\overrightarrow{OP}$.

Tout d'abord, le chemin optique d'un rayon partant de S et arrivant sur P sans déviation

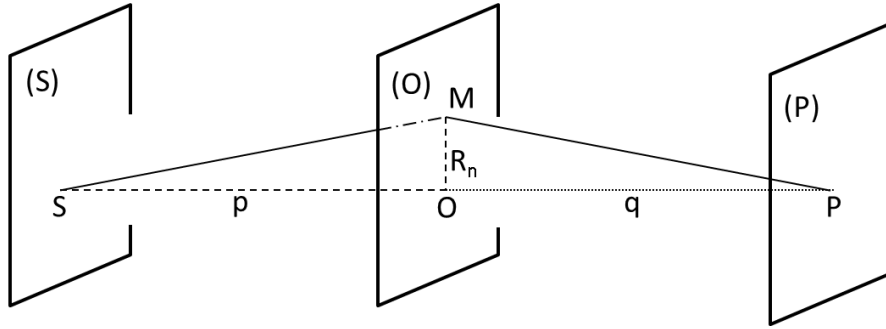


FIGURE 9.13 – Schéma de calcul de la distance focale d'une LZF.

a comme chemin optique : $L = -\bar{p} + \bar{q}$. Sachant que la différence de chemin optique entre deux zones de Fresnel consécutives vaut $\lambda/2$, on en déduit que pour une zone n quelconque on a un chemin optique qui vaut :

$$L_n = -\bar{p} + \bar{q} + n \frac{\lambda}{2} \quad (9.24)$$

On peut aussi calculer directement le chemin optique :

$$L_n = \sqrt{\bar{p}^2 + R_n^2} + \sqrt{\bar{q}^2 + R_n^2}$$

soit :

$$L_n = -\bar{p} \sqrt{1 + \frac{R_n^2}{\bar{p}^2}} + \bar{q} \sqrt{1 + \frac{R_n^2}{\bar{q}^2}}$$

En posant que f_λ est la distance focale de la lentille pour une longueur d'onde λ et en faisant l'hypothèse que $R_n \ll p$ et q , on peut réaliser un développement limité.

$$L_n \approx -\bar{p} + \bar{q} - \frac{1}{f_\lambda} n \lambda \left(-\frac{1}{\bar{p}} + \frac{1}{\bar{q}} \right) \quad (9.25)$$

On peut alors évaluer les équations 9.24 et 9.25 on a alors l'égalité :

$$-\frac{1}{f_\lambda} = -\frac{1}{\bar{p}} + \frac{1}{\bar{q}}$$

En remplaçant les mesures algébriques par les distances on a :

$$\frac{1}{f_\lambda} = \frac{1}{p} + \frac{1}{q} \quad (9.26)$$

On a retrouvé la formule des lentilles minces que l'on avait posée dans la partie précédente. Cela signifie que même si elles fonctionnent par diffraction, en termes de focalisation et de mise au point, les LZF peuvent être considérées de la même manière que des lentilles minces réfractives. Même si elles se ressemblent dans le principe et dans certaines formules, il faut toutefois faire attention à ne pas réaliser d'amalgame car il y a bien des points où ces deux types de lentilles diffèrent.

9.6.3 Les différents types de LZF

9.6.3.1 LZF d'amplitude

Si l'on rend opaques des anneaux de même parité, on enlève la contribution en opposition de phase qui arrive au point P. Ce point est l'image du point S par la LZF située dans le plan (O). De même tout point voisin de S dans le plan (S) aura son image formée par la LZF dans le plan (S). On peut alors grouper les zones voisines de la LZF 2 par 2, ou m par m, et calculer l'amplitude résultante de 2 zones consécutives. Cette dernière est nulle pour tous les m pairs puisque chaque groupe comporte autant de zones opaques que de zones transparentes qui vont s'annuler deux à deux. Au contraire pour les couples avec un nombre m impair, il y a une zone supplémentaire pour chaque groupe. Dans ce cas, l'amplitude n'est pas nulle et varie en $\frac{1}{m}$. Les foyers d'ordres impairs d'une LZF ont alors une distance focale f_m donnée par la formule :

$$f_m = \frac{R_1^2}{m\lambda} \quad (9.27)$$

Une LZF ainsi créée est une LZF dite d'amplitude.

9.6.3.2 LZF de phase

Une LZF d'amplitude a une transmission assez faible (limitée à environ 10%). Une possibilité pour éviter cela est qu'au lieu de rendre les anneaux de même parité opaques, on peut les rendre partiellement transparents et créer un déphasage du rayonnement le traversant de π en adaptant l'épaisseur des anneaux. Cela aura pour effet d'ajouter leur contribution en phase avec celles des anneaux totalement transparents. Afin d'assurer un tel déphasage entre 2 zones consécutives on peut exprimer l'épaisseur des zones comme suit :

$$e = \frac{\lambda}{2\delta} \quad (9.28)$$

avec δ le décrément à l'unité ($\delta \ll 1$) de l'indice de réfraction n ($n = 1 - \delta - i\beta$, β est le terme d'atténuation). On a tracé sur la figure 9.14 pour l'or, le silicium et le platine, l'évolution de l'épaisseur optimale en fonction de l'énergie. On voit que selon l'énergie à laquelle on travaille, on peut choisir l'élément le mieux adapté.

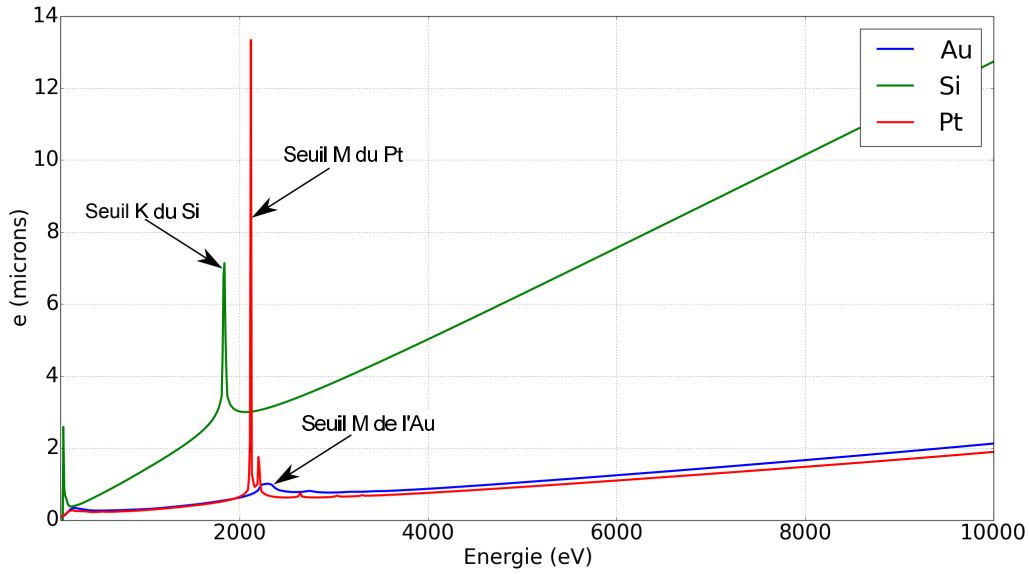


FIGURE 9.14 – Évolution de l'épaisseur optimale pour une LZF en fonction de l'énergie pour trois matériaux différents.

L'épaisseur optimale d'une LZF doit être adaptée selon la longueur d'onde. On verra par la suite que même si une LZF est optimisée pour une longueur d'onde, elle dispose néanmoins d'une flexibilité spectrale.

En partant de la formule 9.28, pour un même matériau, on observe que plus l'énergie augmente, plus l'épaisseur optimale va augmenter. Par exemple, si l'on prend de l'or (Au), pour 1,85 keV, l'épaisseur optimale vaut 0,48 μm alors que pour 8 keV, l'épaisseur optimale vaut 1,56 μm . Le domaine d'utilisation des LZF de phase a pendant longtemps été limitée à l'énergie de 10 keV à cause des limitations technologiques. Il est très difficile de graver des matériaux avec des largeurs de traits très fins comme ceux requis par les LZF car il faut tenir compte du rapport d'aspect entre l'épaisseur de la lentille et de la taille des zones ($\frac{e}{\Delta R_n}$). Celle-ci dépasse rarement 10 pour des raisons technologiques. Par exemple, on verra par la suite qu'on a choisi, pour une des lentilles $\Delta R_n = 200 \text{ nm}$ et une épaisseur de $e = 480 \text{ nm}$, ce qui donne un rapport d'aspect de 2,4.

On voit ici que l'or est assez efficace car même pour 8 keV, l'épaisseur autorise une taille de zone d'environ 200 nm ce qui permet d'atteindre de bonne résolution. Mais pour des matériaux comme le Silicium (Si), cela est moins vrai (cf tableau 9.1). Il est à noter que pour des énergies inférieures à 1300 eV, l'épaisseur nécessaire pour une LZF en Si est inférieur à 2 μm ce qui donnerait un rapport d'aspect inférieur 10. Ce matériau est alors plus attractif car moins coûteux que l'Au.

On verra par la suite que cette épaisseur pourra être affinée grâce aux calculs d'efficacité.

TABLE 9.1 – Épaisseur optimale d'une LZF composée d'Au ou de Si.

énergie	Au	Si
100 eV	0,07 μm	0,57 μm
1850 eV	0,55 μm	5,09 μm
8 keV	1,7 μm	10,1 μm

9.6.4 Les différents ordres de diffraction

Les LZF possèdent différents ordres de diffraction. Pour des anneaux parfaits (profil rectangulaire) et totalement opaque, il n'y a que des ordres impairs car les ordres pairs produiront une intensité quasi-nulle à leur foyer. Grâce à l'équation 9.27, on peut alors dessiner la répartition des différents ordres qui se répartissent le long de l'axe de propagation du rayonnement. Si l'on considère un faisceau monochromatique incident sur la LZF, comme par exemple un rayonnement synchrotron, comme ce qui est représenté sur la figure 9.15, on peut alors dessiner le trajet des faisceaux des différents ordres de diffraction.

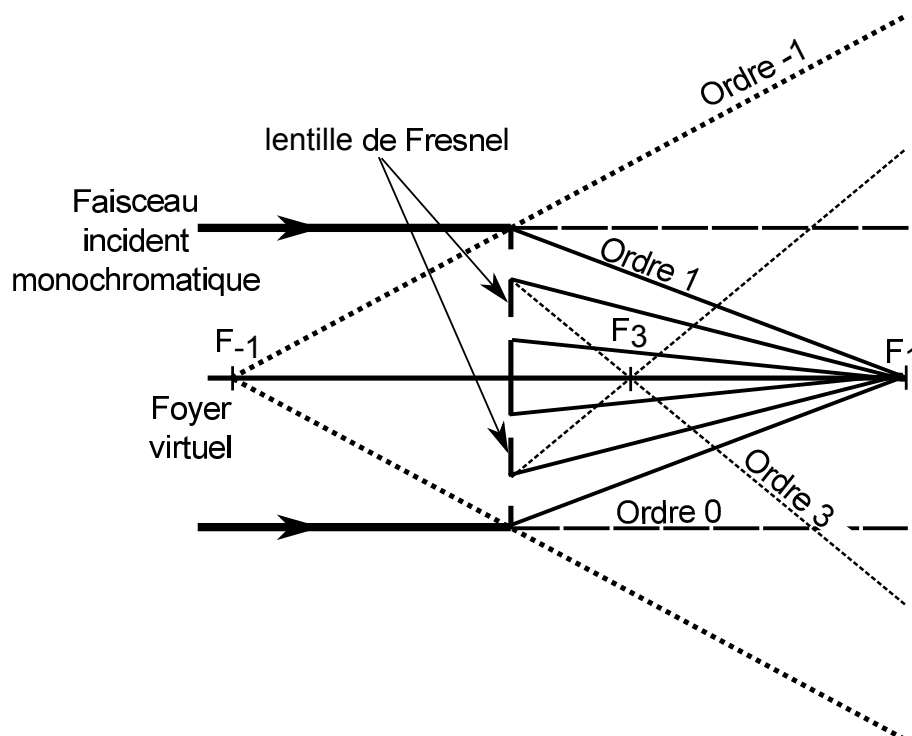


FIGURE 9.15 – Répartition des différents ordres de diffraction d'une LZF.

9.6.5 Calcul des efficacités

Les détails du calcul des efficacités pour un faisceau incident monochromatique sont données dans la thèse de M. Pichet-Thomasset [62]. On en donne ici le résultat. On note η_m l'efficacité d'un ordre $m \neq 0$ et η_0 l'efficacité de l'ordre 0.

$$\eta_m = \frac{1}{\pi^2 m^2} \left(1 - 2 e^{(-\frac{2\pi\beta e}{\lambda})} \cos\left(\frac{2\pi\delta e}{\lambda}\right) + e^{(-\frac{4\pi\beta e}{\lambda})} \right) \quad (9.29)$$

$$\eta_0 = \frac{1}{4} \left(1 + 2 e^{(-\frac{2\pi\beta e}{\lambda})} \cos\left(\frac{2\pi\delta e}{\lambda}\right) + e^{(-\frac{4\pi\beta e}{\lambda})} \right) \quad (9.30)$$

avec e l'épaisseur des zones, λ la longueur d'onde considérée et δ et β respectivement le décrément à l'unité et le terme d'atténuation de l'indice de réfraction.

On présente plusieurs exemples de calcul d'efficacité pour l'Au et le Si optimisés pour différentes longueurs d'ondes. Pour trouver la valeur optimale, on utilise un code python permettant de calculer l'épaisseur pour laquelle l'ordre 1 est maximal à l'énergie souhaitée tout en minimisant l'ordre 0.

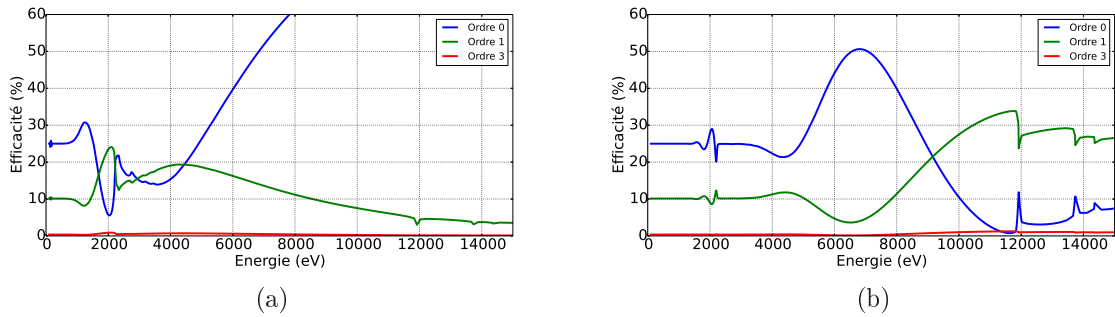


FIGURE 9.16 – Efficacité pour différents ordres de diffraction pour une lentille de Au (a) de $0,62 \mu\text{m}$ optimisée à $2,5 \text{ keV}$ et (b) de $2,6 \mu\text{m}$ optimisée à 12 keV .

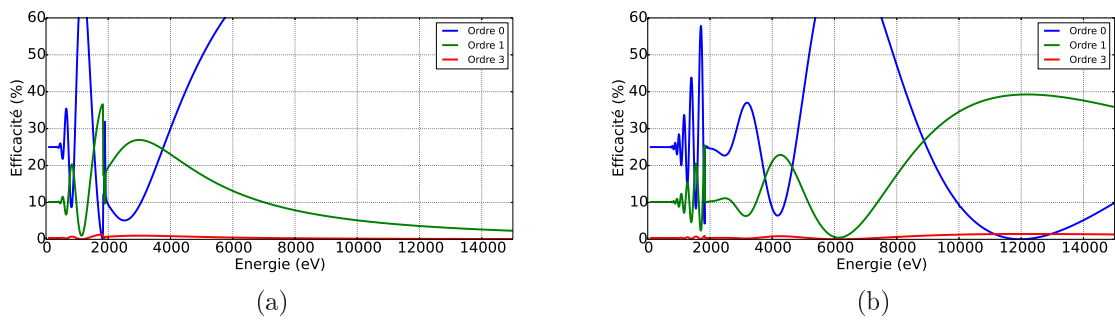


FIGURE 9.17 – Efficacité pour différents ordres de diffraction pour une lentille de Si (a) de $2,9 \mu\text{m}$ optimisée à $2,5 \text{ keV}$ et (b) de $15,2 \mu\text{m}$ optimisée à 12 keV .

Les figures précédentes ne présentent que les efficacités des ordres 0, 1 et 3, les autres ordres étant très négligeables comparé à l'ordre 1 dans la gamme de longueur d'onde considérée.

Pour nos expériences, on a optimisé cette épaisseur à 1850 eV grâce à un code python calculant les efficacités en fonction de la longueur d'onde, comme on peut le voir sur la figure 9.18, l'efficacité maximale pour l'ordre 1 se trouve entre 0,46 nm et 0,5 nm. On a choisi pour nos expériences d'opter pour une épaisseur de **0,48 nm**.

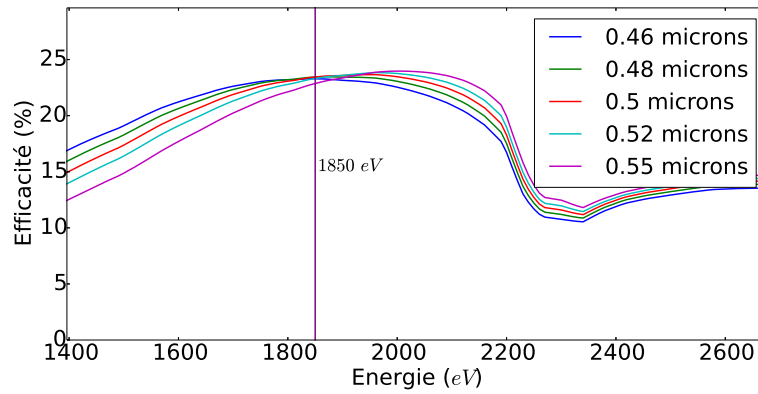


FIGURE 9.18 – Efficacité de diffraction à l'ordre 1 en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs d'Au.

On obtient les efficacités pour l'ordre 0, 1 et 3 présentées sur la figure 9.19.

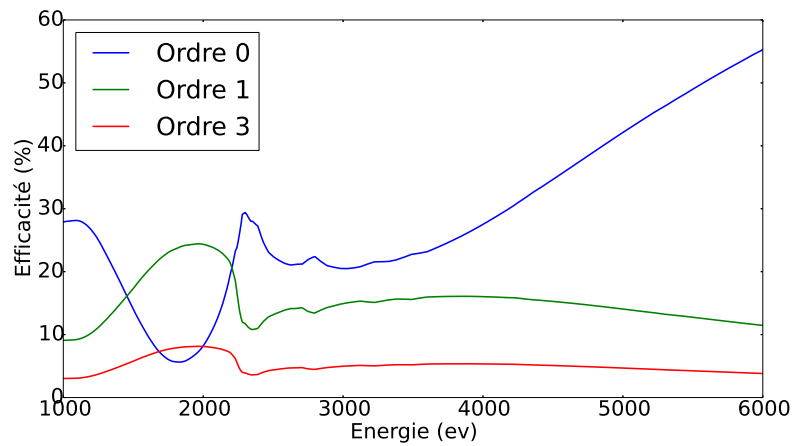


FIGURE 9.19 – Calcul de l'efficacité diffraction à l'ordre 0, à l'ordre 1 et à l'ordre 3.

L'intensité de l'ordre 1 est répartie sur une surface S_1 (diamètre $\Phi_{image,1}$) et celle de l'ordre 0 sur une surface S_0 (diamètre $\Phi_{image,0}$). On cherche à minimiser l'intensité de l'ordre 0 dans la surface S_1 dans le cas d'une source étendue de diamètre Φ_{source} . Pour cela il faut que $S_1 \ll S_0$. Pour calculer le rapport de ces surfaces, on trace le chemin des

photons provenant de ces deux ordres sur la figure 9.20. On a $\Phi_{image,0} = G * \Phi_{source}$ et donc :

$$S_1 = \Pi G^2 \left(\frac{\Phi_{source}}{2} \right)^2. \quad (9.31)$$

En posant Φ_{LZF} le diamètre de la LZF, S_0 vaut :

$$S_0 \approx \pi \left(\frac{p+q}{p} \frac{\Phi_{LZF}}{2} \right)^2. \quad (9.32)$$

En supposant, comme dans notre configuration expérimentale, que $p \ll q$, le rapport S_0/S_1 vaut :

$$\frac{S_0}{S_1} \approx \left(\frac{\Phi_{LZF}}{\Phi_{source}} \right)^2 \quad (9.33)$$

On en déduit que pour que l'ordre 0 soit négligeable dans la surface S_1 , il faut avoir la condition, à grandissement fixé et distance p et q fixées : $\Phi_{source} \ll \Phi_{LZF}$. Cette restriction signifie donc que le champ objet de la LZF est limité par sa taille.

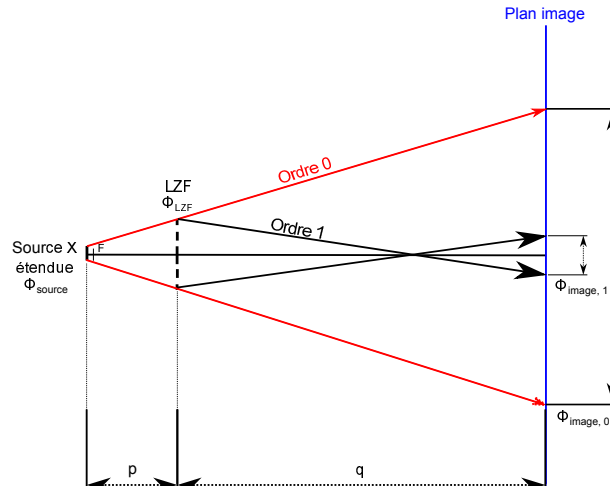


FIGURE 9.20 – Tracé des rayons de l'ordre 0 et l'ordre 1 provenant d'une source étendue.

9.6.6 Élimination de l'ordre 0

En général, sur les expériences, on a vu que l'ordre 0 n'était pas totalement négligeable comparé à l'ordre 1. Il a donc fallu trouver un moyen de bloquer l'ordre 0. Pour cela il y a plusieurs options : utiliser une lentille hors-axe ou encore ajouter un bloqueur d'ordre 0 etc...

9.6.6.1 Lentille hors-axe

Il suffit de n'utiliser qu'une partie de la zone diffractante de la lentille en supprimant par une zone opaque la plupart de la contribution de l'ordre 0 comme on le présente sur la figure 9.21. L'ordre 1 va être focalisé sur l'axe optique par les rayons de la LZF alors que l'ordre 0, qui n'est pas dévié, ira tout droit sans brouiller l'image de l'ordre 1. Le

plus gros inconvénient de cette configuration est la perte importante de l'efficacité de la lentille : la zone opaque recouvre plus de 50% de la lentille. On ne pourra par exemple pas utiliser une lentille hors-axe pour une expérience avec peu de flux.

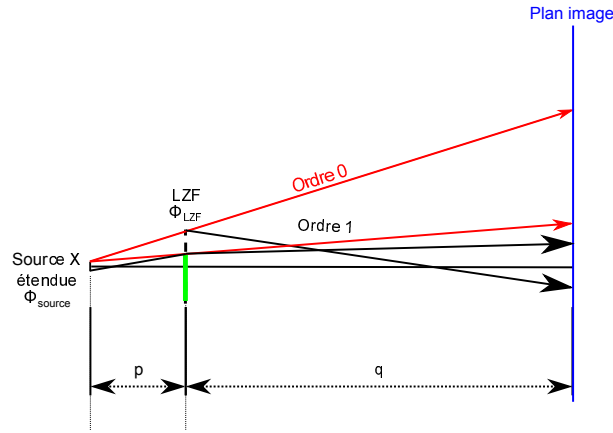


FIGURE 9.21 – Comparaison des zones d'éclairage par l'ordre 0 et l'ordre 1 pour une LZF hors-axe.

9.6.6.2 Bloqueur d'ordre 0

L'idée est ici similaire à celle de la lentille hors-axe. On bloque les rayons de l'ordre 0 à l'endroit où la focalisation de l'ordre 1 est réalisée en rendant opaque une partie des zones situées au centre de la LZF. On arrête ainsi, comme le montre la figure 9.220, la plupart des rayons de l'ordre 0 arrivant dans la zone utile.

La perte en efficacité dépend de la taille de la zone que l'on va rendre opaque (que l'on appellera bloqueur). Usuellement, la surface de celle-ci varie de 5% à 40% de la surface totale de la LZF.

On souhaite observer des tailles de zone émissive comprises entre $5\text{ }\mu\text{m}$ et $100\text{ }\mu\text{m}$. Il a donc été décidé de prendre une surface de bloqueur d'ordre 0 équivalente à 8% de la surface totale de la LZF, ce qui équivaut à un diamètre de bloqueur de $238,7\text{ }\mu\text{m}$.

9.6.7 Résolution spatiale

Il est possible, pour une source X monochromatique, d'estimer les résolutions latérale et axiale d'une LZF. Ces dernières dépendent de la taille de la dernière zone. Pour montrer cela, il est nécessaire de calculer l'amplitude et l'intensité diffractée en utilisant l'optique ondulatoire.

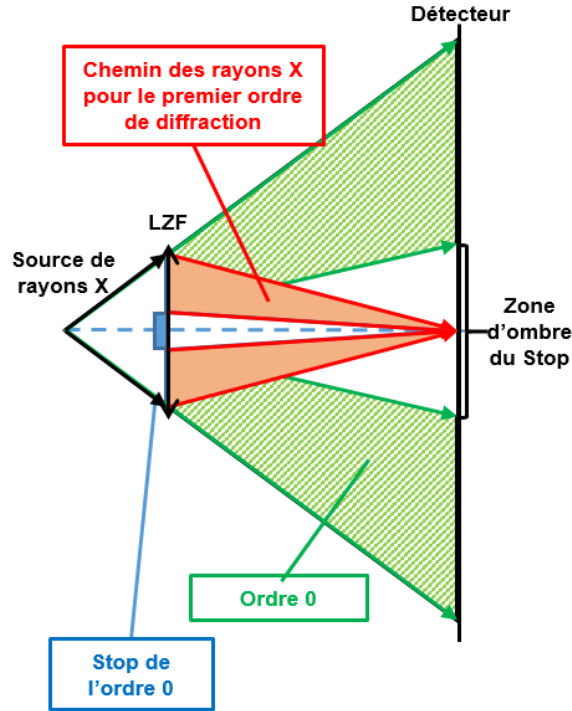


FIGURE 9.22 – Schéma du principe de fonctionnement d'un bloqueur d'ordre 0.

9.6.7.1 Résolution radiale

Même si le principe de base des LZF est la diffraction de Fresnel, on peut montrer que, lorsqu'il y a un grand nombre de zones, la distribution de l'intensité radiale résultant d'une onde plane incidente est très semblable à une tâche d'Airy formée à la distance focale d'une lentille idéale alors que cette dernière résulte d'une diffraction de Fraunhofer avec une ouverture circulaire. Ainsi, pour une LZF avec N zones, où N est grand, il est possible de décrire la distribution de l'intensité transverse à la source par :

$$I(\rho) = I_0 \left[\frac{2J_1\left(\frac{\pi\rho D_N}{\lambda f_m}\right)}{\frac{\pi\rho D_N}{\lambda f_m}} \right] \quad (9.34)$$

avec $J_1(x)$ une fonction de Bessel du premier ordre du première espèce [63, 64], ρ est la coordonnée radiale dans le plan focal de l'ordre m et D_N le diamètre de la dernière zone.

La fonction $g(x) = J_1(x)/x$ s'annule pour les valeurs $x = 1,22\pi, 2,23\pi, 3,24\pi, \dots$. De plus, $g(x) \rightarrow \pi$ lorsque $x \rightarrow \infty$. Ainsi, les premiers zéros de l'équation 9.34 pour un ordre m de diffraction peuvent s'exprimer sous la forme :

$$\rho_m = \frac{1,22\lambda f_m}{D_N} = \frac{1,22R_N}{2mN} = \frac{1,22R_1}{2m\sqrt{N}} \quad (9.35)$$

On montre que $R_1/(2\sqrt{N}) = \Delta R_N$ où ΔR_N est la taille de la dernière zone de la LZF.

$$\begin{aligned}\Delta R_N &= R_N - R_{N-1} \\ &= R_1 \left(\sqrt{N} - \sqrt{N-1} \right) = R_1 \sqrt{N} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{N}} \right)\end{aligned}$$

soit

$$\Delta R_N \approx \frac{R_1}{2\sqrt{N}} \quad (9.36)$$

$$\Delta R_N \approx \frac{r_N}{2N} \quad (9.37)$$

L'équation 9.35 devient :

$$\rho_m = \frac{1,22\Delta R_N}{m} \quad (9.38)$$

La distance ρ_m correspond à celle donnée par le critère de Rayleigh qui est utilisée pour déterminer lorsqu'il est possible de résoudre les images de deux sources ponctuelles. Le maximum des centres des distributions d'intensités de deux images différentes doivent donc être séparés de la distance ρ_m pour que les deux points objets soient bien résolus.

Pour nos expériences, on a choisi de prendre une taille de dernière zone ΔR_N de 200 nm. Selon 9.36, le nombre de zones N vaut $N = R_1^2/(4\Delta R_N^2) = 1058$. Cela donne un rayon de la LZF de $R_N = \sqrt{N}R_1 = 423, \mu\text{m}$. La résolution théorique de la lentille ρ_1 pour une source X monochromatique au point de focalisation sera donc de $\rho_1 = 1,22 \Delta R_N = 244 \text{ nm}$.

9.6.7.2 La résolution axiale

L'expression générale pour la distribution d'intensité axiale pour une LZF a été décomposée en fonctions de Lommel par Boivin [63]. Sur l'axe sa forme est simple :

$$I(z) = I_0 \frac{\sin^2 \left(\pi N \frac{R_1^2}{\lambda z} \right)}{\cos^2 \left(\pi \frac{R_1^2}{2\lambda z} \right)} \quad (9.39)$$

$I(z)$ atteint son maximum lorsque $\pi \frac{R_1^2}{2\lambda z} = \frac{2(m+1)\pi}{2}$ pour m entier. Soit :

$$z = \frac{R_1^2}{\lambda} \frac{1}{2m+1} = \frac{f_1}{2m+1} \quad (9.40)$$

Ces valeurs de z correspondent aux positions de l'ordre $(2m+1)$ de diffraction. La valeur de $I(z)$ à ces positions sont telles que le numérateur de l'équation 9.39 est nul, la valeur de $I(z)$ dans ce cas doit donc être déterminé par la règle de l'Hôpital. Il vient que :

$$I \left(\frac{f_1}{2m+1} \right) = 4N^2 I_0 \quad (9.41)$$

La distribution radiale de l'intensité autour du plan focal $z = f_m$ est caractérisée par le comportement du numérateur dans l'équation 9.39 en fonction de z . Ce terme peut être réécrit de la manière suivante : $\sin^2(mN\pi f_m/z)$ et l'expansion axiale de cette fonction peut être estimée en considérant la séparation de deux zéros d'intensité de chaque côté du maximum de la distance focale. Ces zéros se produisent pour $mN\pi f_m/z = (mN \pm 1)\pi$. En supposant qu'ils soient localisés presque symétriquement par rapport au plan focal. On pose que le zéro le plus éloigné de la LZF se trouve à la position $z = f_m + \Delta f_m/2$, alors :

$$\begin{aligned} \frac{mN\pi f_m}{z} &= \frac{mN\pi f_m}{f_m + \frac{\Delta f_m}{2}} \\ &\approx mN\pi \left(1 - \frac{\Delta f_m}{2f_m}\right) \\ &= mN\pi \left(1 - \frac{1}{mN}\right) \end{aligned}$$

on en déduit :

$$\frac{\Delta f_m}{f_m} = \frac{2}{mN} \quad (9.42)$$

Δf_m est en fait l'expansion axiale du point focal de l'ordre m de diffraction. On voit bien que Δf_m décroît lorsque m croît et est inversement proportionnel au nombre de zones. L'équation 9.42 peut être prise pour définir la résolution axiale Δf_m . En la combinant avec l'équation 9.37 et 9.38, on obtient :

$$\Delta f_m = m \frac{5,37\rho_m^2}{\lambda} \quad (9.43)$$

Avec la résolution radiale calculée dans le paragraphe précédent, on obtient une résolution axiale à 1850 eV de $\Delta f_1 = 5,37\rho_1^2/\lambda = 477,2 \text{ }\mu\text{m}$.

9.6.8 Profondeur de champ

On définit la profondeur de champ comme la zone dans laquelle on peut considérer que la mise au point de la LZF est toujours bonne. Par analogie avec une lentille mince, la profondeur de champ z_m pour l'ordre m de diffraction vaut :

$$z_m = \left(\frac{f_m}{R_N}\right)^2 \lambda \quad (9.44)$$

soit :

$$z_m = \frac{f_m}{mN} \quad (9.45)$$

Pour notre même lentille dont la focale pour 1850 eV à l'ordre 1 vaut 250 mm. Cela donne une profondeur de champ qui vaut $z_1 = 236 \text{ }\mu\text{m}$. Cette distance est faible et aura peu d'impact sur la résolution pour une source monochromatique.

9.6.9 Aberrations géométriques

Les LZF sont soumises à plusieurs aberrations [65], on se restreindra ici à décrire les aberrations géométriques (hors-axe).

Les termes d'aberrations géométriques pour une source à distance finie sont données dans la référence [65]. Les notations sont les mêmes que pour la figure 9.12. Elles suivent la même condition pour être négligeables : être inférieures à $N\lambda/2$

Aberrations sphériques S

Ce terme correspond à la différence de chemin optique un rayon axial et un rayon marginal. On la définit par :

$$S = 3R_N^2 \frac{q - f}{8f^2 q^2} \quad (9.46)$$

Aberration de Coma C

Ce terme correspond à une aberration sphérique asymétrique de faisceaux obliques. Elle est principalement due aux imperfections de fabrication de la lentille. Elle crée une déformation de l'image en forme de virgule, d'où son nom : virgule ou *coma* en anglais. elle est définie par la formule :

$$C = R_N^3 \frac{O}{2} \left(\frac{1}{q^2} - \frac{1}{p^2} \right) \quad (9.47)$$

Avec O l'ouverture de la lentille. On calcule l'ouverture par la formule : $2R_n/p$.

Astigmatisme A

Ce terme correspond au fait que la distance focale varie autour de l'axe optique. On aura donc deux points de focalisation très proches : un tangentiel et un sagittal. On définit alors l'aberration par :

$$A = -\frac{R_N^2 O^2}{2f} \quad (9.48)$$

Courbure de champ F

La courbure de champ des LZF produit une image qui se trouve non pas sur un plan, mais sur une portion de sphère, on a donc une aberration qui résulte cette courbure car on mesure en général avec un capteur plan. On la définit par :

$$F = -\frac{R_N^2 O^2}{4f} \quad (9.49)$$

Aberrations hors-axe

Les aberrations hors-axe correspondent à un défaut d'alignement de la LZF impliquant un changement de l'angle d'attaque des rayons provenant de la source X. Si on pose un angle d'attaque α , on peut alors redéfinir la différence de chemin optique entre un rayon marginal et un rayon paraxial par [65] :

$$\Delta = \frac{R_N^2}{2f} - \frac{R_N^3}{8f^3} + \frac{R_N^3\alpha}{2f^2} - 3\frac{R_N^2\alpha^2}{4f} \quad (9.50)$$

On définit donc l'aberration hors-axe par :

$$HA = \frac{R_N^3\alpha}{2f^2} - 3\frac{R_N^2\alpha^2}{4f} \quad (9.51)$$

En considérant notre lentille optimisée à 1850 eV, on a une focale $f = 250$ mm, on désire avoir un grandissement G d'environ 13,6, on place donc un détecteur à $q = 3650$ mm de la lentille. La formule de conjugaison donne donc une distance LZF-source X de $p = 268,9$ mm. On a donc une ouverture $O = 2R_N^2/p = 3,14$ mrad.

On calcule chacune des aberrations : $S = 0,274$ nm, $C = 1,638$ nm, $A = 3,54$ nm et $F = 1,77$ nm. On calcule le critère permettant de négliger les aberrations géométriques : $Geom_{limit} = N\lambda/2 = 354,43$ nm. On voit bien que toutes les aberrations géométriques sont telles que $S, C, A, F \ll Geom_{limit}$. Dans notre cas elles sont donc négligeables.

En supposant une erreur d'alignement $\alpha = 1^\circ$, on a alors une aberration hors-axe valant $HA = 0,153$ nm. Une erreur de cet ordre de grandeur est donc négligeable lors de l'alignement d'une LZF.

9.6.10 Aberrations chromatiques

Dans le calcul des formules des LZF, on a supposé des faisceaux parfaitement monochromatiques, or ce ne sera jamais le cas lors des expériences d'interaction laser-plasma : des aberrations chromatiques vont apparaître. Il est très difficile sans des simulations de tracé de rayons de prévoir à l'avance ces aberrations chromatiques. On a évalué lors de nos expériences l'effet du chromatisme sur la résolution de la LZF.

CHAPITRE 10

FRESNEL ULTRA-HIGH RESOLUTION IMAGER (FUHRI)

On va présenter, dans cette partie, la conception et la réalisation d'un type de microscope monochromatique à haute résolution utilisant des lentilles de Fresnel (FUHRI, Fresnel Ultra High Resolution Imager) pour les expériences d'interaction laser plasma.

10.1 Présentation du diagnostic

10.1.0.1 Principe de fonctionnement

Afin de répondre aux besoins exprimés dans la partie 9.1, on a conçu un diagnostic, appelé Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI), composé de deux optiques : une LZF et un miroir multi-couche (MMC). Le principe de fonctionnement est présenté sur la figure 10.1. On positionne la LZF à une distance P d'une source X (S), les rayons X produit vont alors être focalisés par la LZF dans le plan de la caméra CCD à l'arrière. Juste avant la caméra, le MMC va réfléchir les photons et réaliser un filtrage spectral. On réalise donc une imagerie X à haute résolution pour une gamme spectrale quasiment égale à celle du MMC. L'un des avantages de ce microscope est la possibilité de changer de longueur d'onde en changeant l'angle de travail du MMC comme on le verra par la suite.

La première version de FUHRI permet de réaliser une image à haute résolution à une seule longueur d'onde. Elle utilise la LZF Al définie dans la partie précédente, sans bloqueur d'ordre 0, pour imager la raie He_{β} (1850 eV) de l'Al. La seconde version, appelée FUHRIx2 permet quant à elle de réaliser simultanément deux images à haute résolution de deux longueurs d'onde différentes. Elle utilise les deux LZF Al et Ti, avec toutes deux des bloqueurs d'ordre 0, pour imager les raies He_{β} et Ly_{β} (2050 eV) de l'Al ainsi que la raie He_{α} du Ti (4749 eV). Par la suite on utilisera le terme "LZF" pour une LZF sans bloqueur d'ordre 0 et "LZF stop" pour une LZF avec bloqueur d'ordre 0.

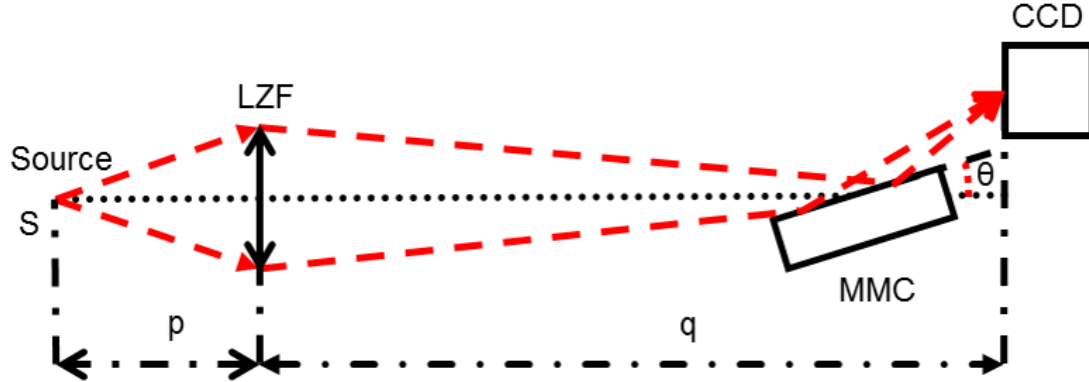


FIGURE 10.1 – Schéma de fonctionnement de FUHRI.

Des images au Microscope à Balayage Électronique des LZF sont présentées sur la figure 10.2a pour FUHRI et 10.2b pour FUHRIx2. On montre la taille des dernières zones sur la figure ??

10.1.1 Sélection de la gamme spectrale

Si l'on regarde la courbe d'efficacité de l'ordre 1 de la LZF (figure 9.19), on remarque que malgré le fait qu'il y ait un maximum pour la longueur d'onde que l'on considère, l'efficacité ne tombe jamais à 0 pour tous les ordres. Cela signifie que, sans réduction de la gamme spectrale à observer, l'on va observer tout le spectre émis par la source X et il ne sera pas possible de distinguer les différentes raies.

Deux Miroirs Multi-Couches (MMC) ont été utilisés pour réaliser la sélection spectrale du microscope. On les utilisera pour sélectionner des longueurs d'ondes dans la gamme 1 keV - 2 keV (MMC Al) et 4 keV - 5 keV (MMC Ti) avec une bande passante comprise entre 90 eV et 140 eV.

Les MMC présentent l'avantage de travailler en angle rasant, ce qui permet d'avoir une faible déviation en angle lorsque les rayons arrivent sur la CCD. FUHRI travaille donc presque uniquement sur l'axe optique de la LZF.

10.2 Métrologie

Lorsque l'on développe un diagnostic, il est nécessaire de connaître à l'avance les caractéristiques réelles des éléments qui le composent. Cela permettra de prédire le comportement du diagnostic et de réduire le temps nécessaire à son réglage et son étalonnage lors de la mise en place lors d'une expérience laser. Dans notre cas, il y a

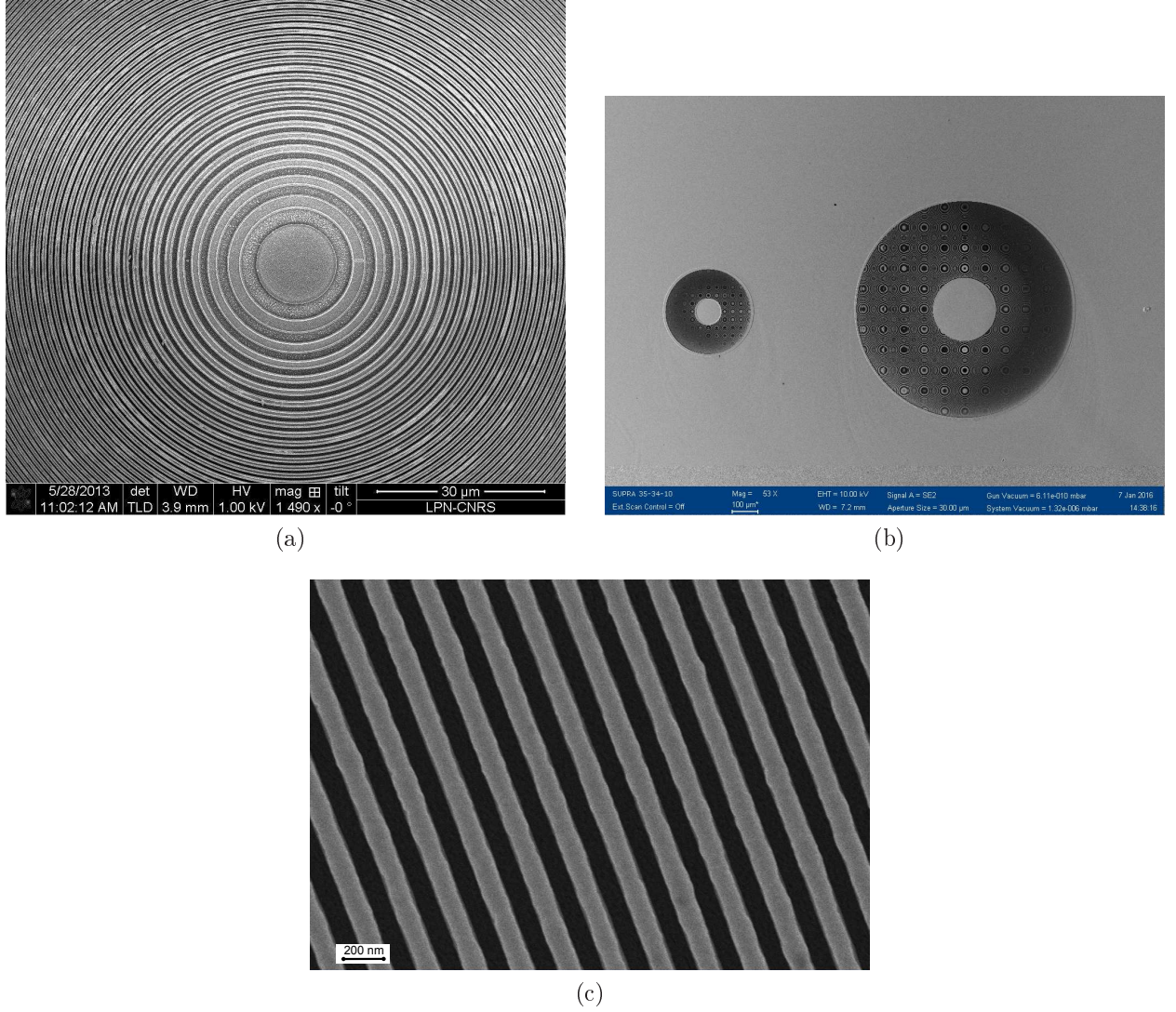


FIGURE 10.2 – Images réalisées au MEB des LZF (a) FUHRI et (b) FUHRIx2 (c) Zoom sur les dernières zones de la LZF FUHRI.

donc différentes LZF à caractériser ainsi que les MMC.

10.2.1 Metrologie des LZF

Tout au long de la partie précédente, on a détaillé le calcul des paramètres d'une LZF optimisée pour 1850 eV, On utilisera les caractéristiques de cette dernière dans cette partie, on a donc compilé le détail des caractéristiques est présentées dans le tableau 10.1. Elle sera appelée Al.

On a aussi créé une lentille optimisée pour la raie He_α du titane (Ti) que l'on a centré à 4700 eV, ses caractéristiques sont disponibles dans le tableau 10.2. Elle sera appelée

Énergie d'optimisation (E)	1850 eV (0,67 nm)
Distance focale (f) (à 1850 eV)	250 mm
Épaisseur (ϵ)	0,48 μm
Taille du premier rayon (R_1)	13 μm
Taille de la dernière zone (ΔR_n)	200 nm
Nombre de zones (N)	1058
Diamètre de la lentille (ϕ)	846 μm
Matériel	Or
Taille du stop éventuel	250 μm
Composition du stop éventuel	Or

TABLE 10.1 – Caractéristiques d'une LZF optimisée pour fonctionner à 1850 eV (Al).

"LZF" Ti.

Énergie d'optimisation (E)	4700 eV (0,264 nm)
Distance focale (f) (à 4500 eV)	250 mm
Épaisseur (ϵ)	0,62 μm
Taille du premier rayon (R_1)	8,1 μm
Taille de la dernière zone (ΔR_n)	200 nm
Nombre de zones (N)	412
Diamètre de la lentille (ϕ)	165 μm
Materiel	Or
Taille du stop éventuel	50 μm
Composition du stop éventuel	Or

TABLE 10.2 – Caractéristiques d'une LZF optimisée pour fonctionner à 4700 eV (Ti).

10.2.1.1 Mesure de l'efficacité

Les installations synchrotrons sont intéressantes pour la mesure de l'efficacité des LZF car elles permettent de délivrer un faisceau de rayons X parallèle et monochromatique. On a réalisé ces mesures d'efficacité sur deux installations différentes, SOLEIL (Gif-Sur-Yvette, France) et BESSY II (PTB, Berlin, Allemagne) afin d'avoir une gamme spectrale la plus étendue possible.

On a utilisé la ligne de métrologie FCM (Four Crystal Monochromator) au Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) du synchrotron BESSY II. Elle est équipée d'un monochromateur 4 cristaux qui couvrent le domaine spectral [1,75 keV – 11 keV]. Le goniomètre, dans lequel sont placés les miroirs, possède des mouvements de rotation pour l'échantillon et le détecteur dont les résolutions angulaires sont de 0,001 °.

La ligne METROLOGIE de SOLEIL est dédiée à la métrologie et la caractérisation d'optiques et de détecteurs fonctionnant dans le domaine des X. Elle dispose de deux branches pouvant fonctionner simultanément : X-UV fonctionnant dans la gamme [30 eV

- 1,8 keV] et X-dur fonctionnant dans la gamme [100 eV - 40 keV]. Elle permet de créer des sources X d'un diamètre allant d'une centaine de microns à plusieurs millimètres, elle dispose d'une résolution spectrale ($E/\Delta E$) allant de 1000 à 10000 selon la gamme d'énergie.

Le principe de mesure de l'efficacité d'une LZF, pour chaque énergie (E), est présenté sur la figure 10.4 et est le suivant : le signal direct du faisceau synchrotron ($S(E)$) est dans un premier temps mesuré à l'aide d'une diode (10 mm à BESSY II et 3 mm à SOLEIL) à travers un sténopé de 30 μm ; on mesure ensuite le signal traversant la lentille ($L(E)$) à l'aide d'une diode identique à la première précédée d'un sténopé de 30 μm . On présente sur la figure 10.5 le dispositif expérimental qu'on a utilisé sur l'installation SOLEIL.

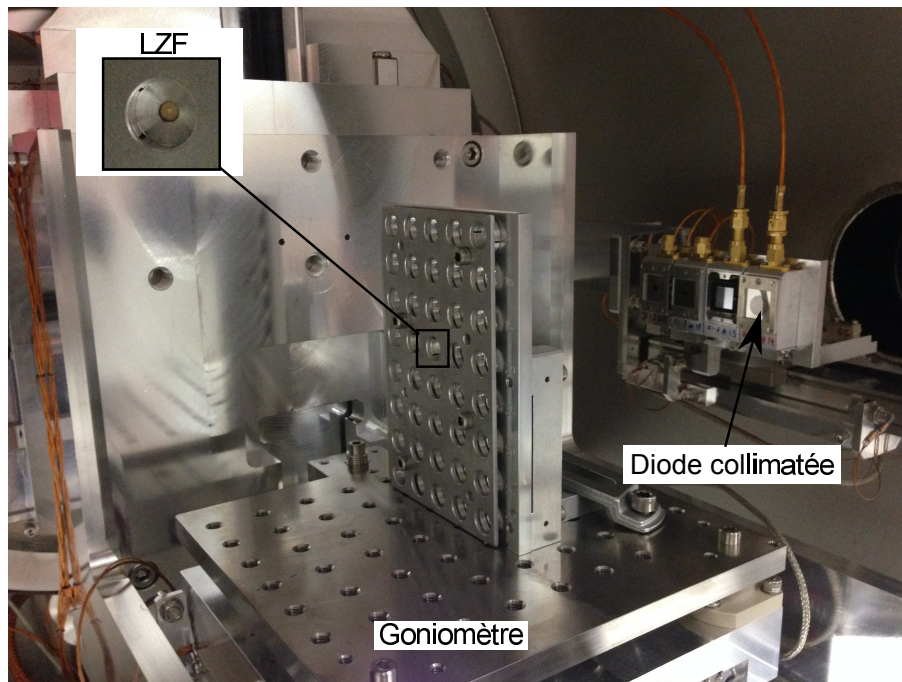


FIGURE 10.3 – Image du dispositif expérimental utilisé à SOLEIL.

Chaque mesure de signal est effectuée en réalisant un quadrillage dans le plan (x, y) du détecteur. Pour obtenir l'efficacité de la LZF pour cette énergie, il suffit alors d'intégrer sur toute la surface les mesures $S(E)$ et $L(E)$ et d'en faire le rapport. On peut donc résumer cela avec la formule suivante :

$$\eta_1 = \frac{\iint L(E) dS}{\iint S(E) dS} \quad (10.1)$$

Il est à noter que la distance d importe peu pour la mesure de l'efficacité puisque, comme le montre la formule 9.29, cette dernière ne dépend que de l'épaisseur de la lentille et non de la focalisation. On pourra cependant utiliser cette distance pour étudier le comportement de la lentille pour diverses conditions.

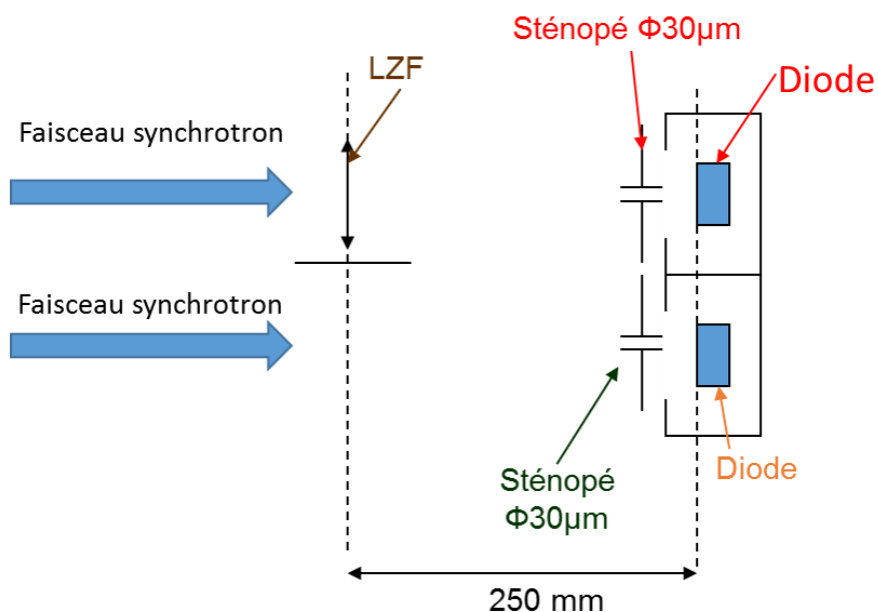


FIGURE 10.4 – Principe de mesure de l'efficacité sur une installation synchrotron.

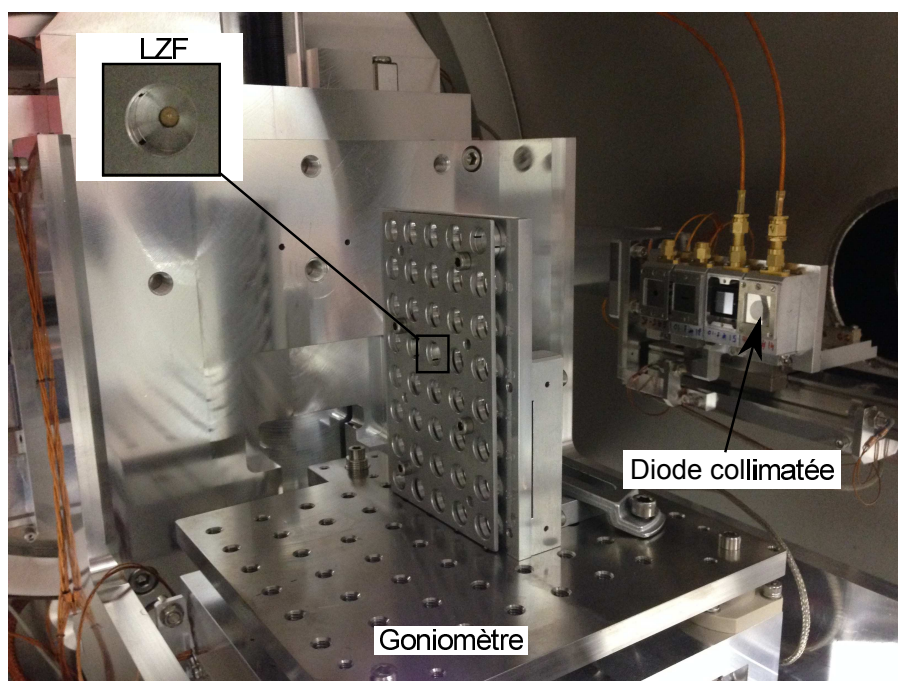


FIGURE 10.5 – Image du dispositif expérimental utilisé à SOLEIL.

"LZF" Al

La première lentille dont l'efficacité a été mesurée est celle dont les caractéristiques correspondent à la "LZF" Al. On a positionné les détecteurs à $d = 250$ mm et on a réalisé la mesure quadrillée. On présente un exemple de la mesure du signal direct sur les figures 10.6 et 10.8 et de la mesure du signal traversant la LZF sur les figures 10.7

et 10.9. La forme du faisceau synchrotron de SOLEIL est irrégulière mais cela n'est pas dérangeant puisque la mesure de l'efficacité est relative.

Ces images nous permettent déjà de vérifier que la LZF fonctionne correctement : le tableau 10.3 montre que la taille des signaux directs est plus grande que celle des signaux focalisés par la lentille à deux énergies différentes.

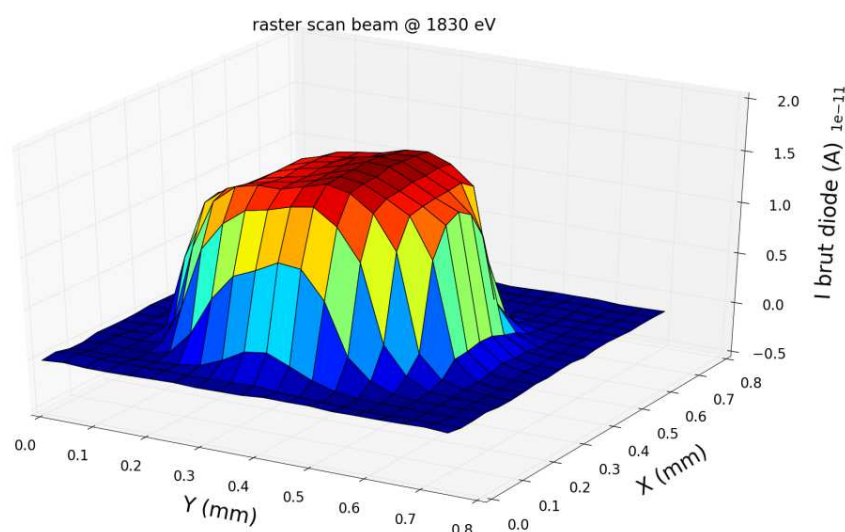


FIGURE 10.6 – Mesure à BESSY II du signal direct faisceau synchrotron à 1830 eV.

BESSY II	
Énergie	1830 eV
Taille du signal direct	500 μm x 500 μm (carré)
Taille du signal focalisé	200 μm x 200 μm
SOLEIL	
Énergie	1700 eV
Taille du signal direct	320 μm x 430 μm (ovale)
Taille du signal focalisé	100 μm x 200 μm

TABLE 10.3 – Mesure des tailles des signaux directs et focalisés à BESSY II et SOLEIL.

Il est à noter que cette méthode ne permet pas de discriminer, l'ordre 0 et l'ordre 1 au niveau du point de mesure. C'est pourquoi on s'attend à mesurer une efficacité qui serait l'ordre 0 et l'ordre 1 combinés. La contribution de l'ordre 0 doit alors être pondérée par la surface sur laquelle on réalise la mesure. On a donc une nouvelle efficacité globale

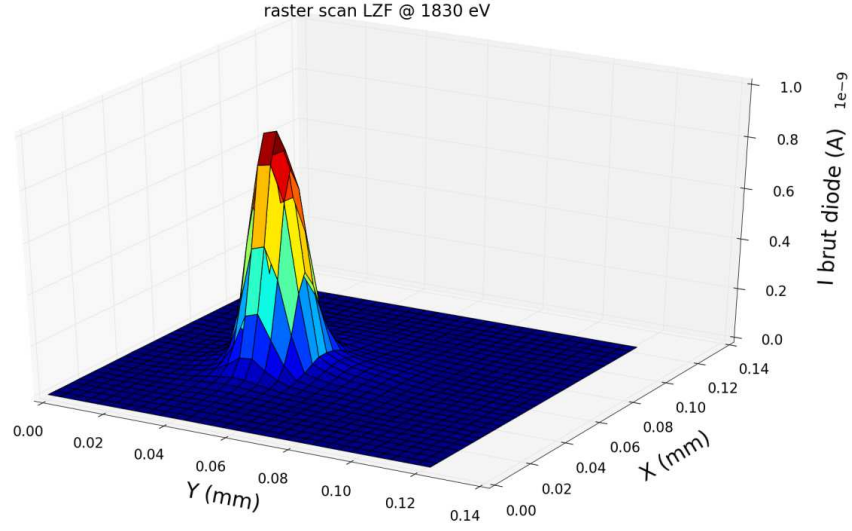


FIGURE 10.7 – Mesure à BESSY II du signal transmis par la lentille à 1830 eV.

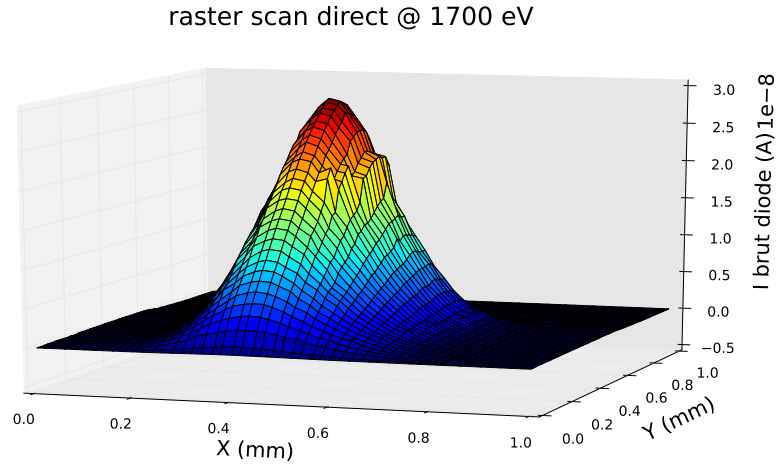


FIGURE 10.8 – Mesure à SOLEIL du signal direct faisceau synchrotron à 1700 eV.

(η_{corr}) qui va dépendre de la géométrie du faisceau incident :

$$\eta_{corr} = \eta_1 + \eta_0 * \frac{S_{mesure}}{S_{faisceau}} \quad (10.2)$$

avec S_{mesure} la surface sur laquelle on réalise la mesure et $S_{faisceau}$ la surface totale du faisceau synchrotron. On a réalisé la mesure à trois longueurs d'onde différentes : à 1700

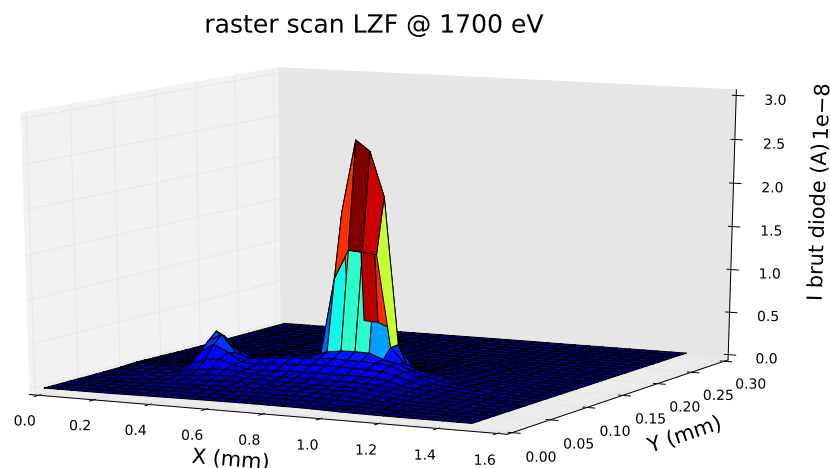


FIGURE 10.9 – Mesure à SOLEIL du signal transmis par la lentille à 1700 eV.

eV sur le synchrotron SOLEIL et à 1750 eV et 1830 eV sur le synchrotron BESSY II. Le résultat des mesures est présenté dans le tableau 10.4.

Énergie	1700 eV	1750 eV	1830 eV
Éfficacité théorique	23,1%	29,3%	29,3%
Éfficacité mesurée	18,4%	32%	32%

TABLE 10.4 – Résultat de la mesure d'efficacité de la LZF sans bloqueur.

On remarque alors une différence notable entre les valeurs théoriques et celles mesurées. Une explication possible est que la mesure en maillage est réalisée avec un sténopé de diamètre 30 μm alors que les pas du maillage varient selon les directions et les mesures de 10 à 50 μm . Cela signifie donc que, selon le cas, on va surestimer ou sous-estimer l'intensité que l'on mesure. Il est aussi à noter que les pas que l'on a utilisés ne permettent pas de décrire correctement la totalité de l'image focalisée par la lentille. Par exemple, à SOLEIL, on a utilisé un pas de 50 μm dans la direction x , or cela ne permet d'avoir qu'une dizaine de points dans la partie du signal qui est intéressante. Cependant, cette mesure permet d'obtenir une assez bonne approximation.

"LZF stop" Al

La première itération de FUHRI ne proposait pas de bloqueur d'ordre 0, cependant les résultats expérimentaux, qui sont présentés à la fin de ce chapitre, mettent en évidence la présence dérangeante de ce dernier. La solution que l'on a adoptée afin d'éliminer cet ordre 0 a été d'adopter la solution proposée dans la partie 9.6.6.2 et d'ajouter un bloqueur d'ordre 0 à la LZF. Le reste des caractéristiques de la lentille sont alors inchangées. Cela entraîne alors une baisse de l'efficacité de la LZF puisque l'ordre 1 sera aussi affecté par

le bloqueur. On calcule alors la nouvelle efficacité comme suit :

$$\eta_{avec bloqueur} = \eta * \frac{S_{LZF} - S_{bloqueur}}{S_{LZF}} \quad (10.3)$$

avec $\eta_{avec bloqueur}$ l'efficacité d'un ordre quelconque pour une LZF avec bloqueur d'ordre 0, S_{LZF} la surface de la LZF et $S_{bloqueur}$ la surface du bloqueur d'ordre 0.

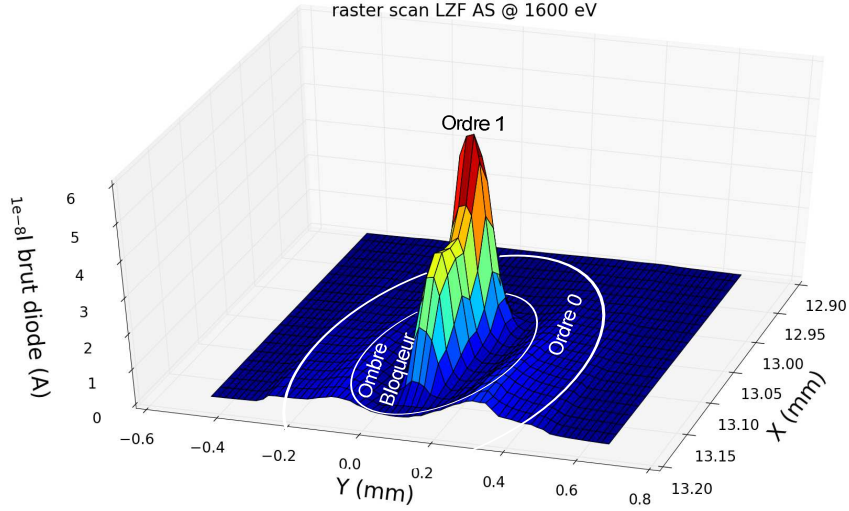


FIGURE 10.10 – Mesure à SOLEIL du signal transmis par la lentille à 1600 eV.

La mesure de l'efficacité dans la gamme [1,3 keV - 1,6 keV] a été réalisée sur la branche X-UV tous les 100 eV. Pour chacune des énergies, il a été possible de positionner le détecteur à la distance focale de la lentille. La figure 10.10 présente la mesure du signal à 1600 eV. On peut voir distinctement sur celle-ci la zone d'ombre créée par le bloqueur pour l'ordre 0. Cela permet donc d'observer l'ordre 1 de focalisation de la LZF sans perturbation de l'ordre 0.

La mesure de l'efficacité dans la gamme [3 keV - 4,5 keV] a été réalisée sur la branche X-dur tous les 500 eV. On n'avait pas la possibilité de réaliser les mesures dans le plan focal pour ces énergies. Cela signifie donc que les mesures réalisées traduisent la défocalisation de la LZF. On a fixé la distance LZF-diode à 371 mm et on a fait varier l'énergie. On a pu ici contrôler la forme du faisceau, on a choisi de prendre un faisceau carré de 1,2 mm de côté afin que ce dernier soit inscrit dans la LZF. Les résultats des mesures sont présentés sur les figures 10.11a, 10.11b, 10.11c et 10.11d. Les valeurs d'énergies et les focales correspondantes sont données dans le tableau 10.5.

Néanmoins, la défocalisation de la LZF importe peu pour la mesure de l'efficacité tant que celle-ci ne dépasse pas une valeur critique correspondant à la position pour laquelle l'ordre 1 et l'ordre 0 vont se toucher. Cela équivaut à la position pour laquelle la taille de l'image est plus grande que l'ombre du bloqueur pour l'ordre 0. On aboutit alors à la formule suivante :

$$\frac{f - d_{min}}{f} = \frac{\phi_{bloqueur}}{\phi_{LZF}} \quad (10.4)$$

λ (Å)	E (keV)	f_{th} (mm)	d (mm)	d_{min} (mm)
4,13	3	405,5	371	247,3
3,54	3,5	473	371	288,5
3,099	4	540	371	329,4
2,75	4,5	609	371	371,4
4,085	2,746	371	N/A	226,3

TABLE 10.5 – Comparaison entre la distance focale théorique f_{th} et la distance de mesure d.

avec f la distance focale pour une longueur d'onde, d_{max} la distance minimale pour laquelle on peut mesurer l'efficacité, $\phi_{bloqueur}$ le diamètre du bloqueur et ϕ_{LZF} le diamètre de la LZF. Soit

$$d_{min} = f \left(1 - \frac{\phi_{bloqueur}}{\phi_{LZF}} \right) \quad (10.5)$$

Dans notre cas $f = 371$ mm, $\phi_{bloqueur} \approx 330$ μm et $\phi_{LZF} = 846$ μm . Les distances minimales ont été reportées dans le tableau 10.5. On voit bien que pour 3 keV, 3,5 keV et 4 keV, on est bien au-delà de la distance minimale requise. La mesure à 4,5 keV est à la limite de la distance, cela est bien visible sur la figure 10.11d où l'image de l'ordre 1 frôle les bords de l'ombre du bloqueur pour l'ordre 0.

La distance focale étant proportionnelle à l'énergie (équation 9.21), garder la distance LZF-diode fixée en faisant varier l'énergie revient à d'étudier qualitativement l'effet d'une défocalisation de la LZF. La figure 10.12 permet d'expliquer la forme obtenue lors des mesures. En effet, si l'on avait pu atteindre l'énergie correspondant à 2,7 keV, on aurait atteint la limite de la résolution de la lentille et on aurait observé un pic. Lorsque l'on augmente l'énergie, la distance focale augmente aussi, la position à laquelle on se trouve sera donc en amont du plan focal. On voit alors que l'ombre du bloqueur sera visible sur le signal de l'ordre 1, ce dernier sera donc coupé en deux.

On peut alors réaliser le calcul de l'efficacité pour les différentes énergies en utilisant la méthode décrite précédemment. Les mesures sont présentées sur la figure 10.13 et sont comparées à l'efficacité théorique d'une lentille avec bloqueur d'ordre 0. Les barres d'erreur prennent en compte la forme et la taille du faisceau ainsi que la taille du collimateur de la diode de mesure. Les efficacités mesurées sont en accord avec les résultats théoriques.

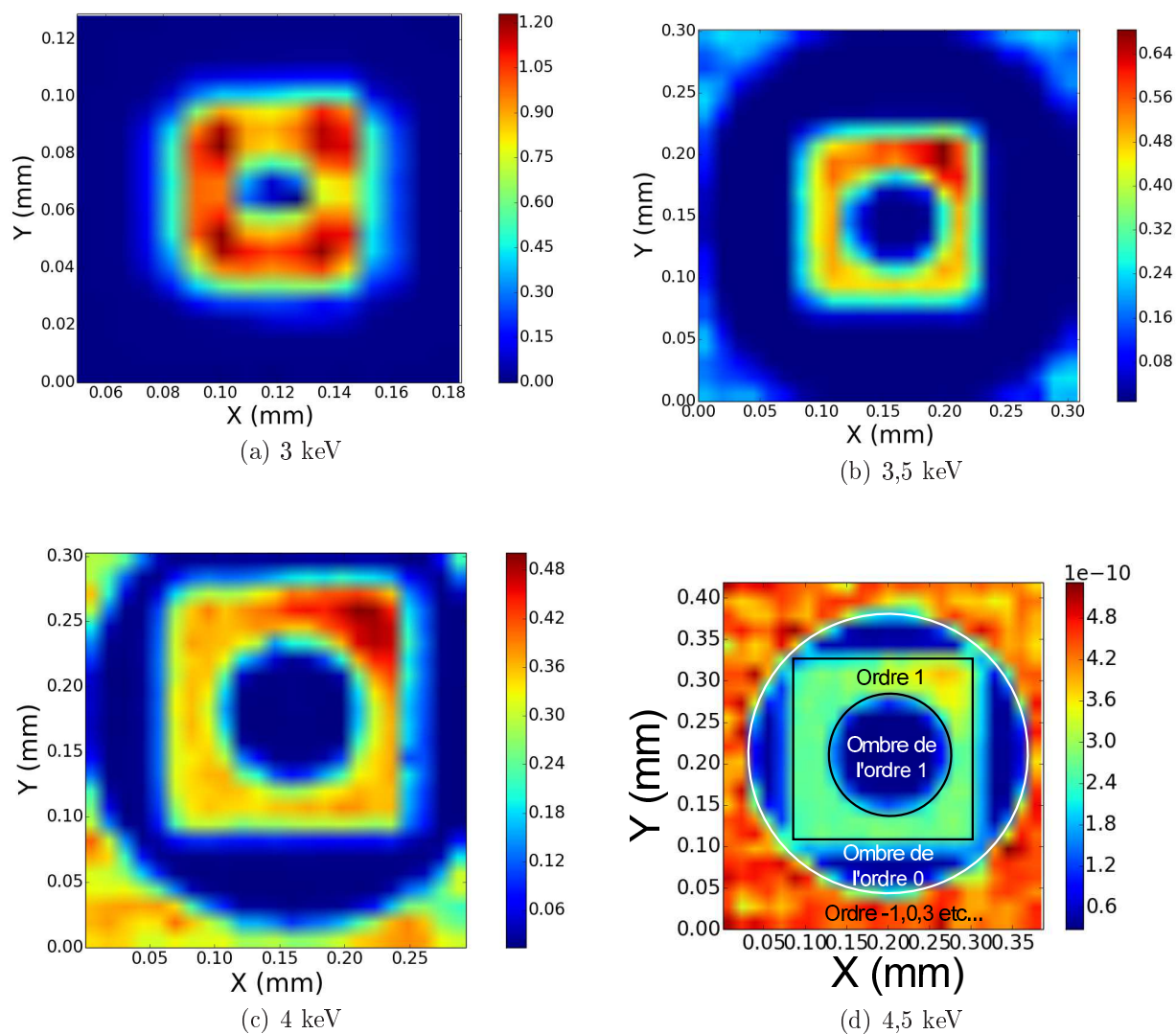


FIGURE 10.11 – Résultats des mesures réalisées sur la branche X-dur de la ligne METROLOGIE.

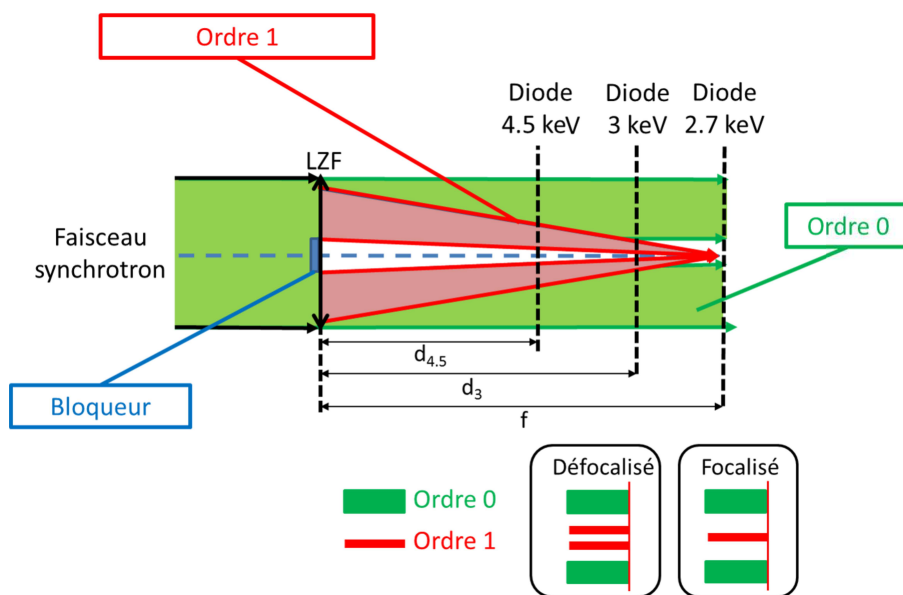


FIGURE 10.12 – Effet du bloqueur sur les ordres de diffraction.

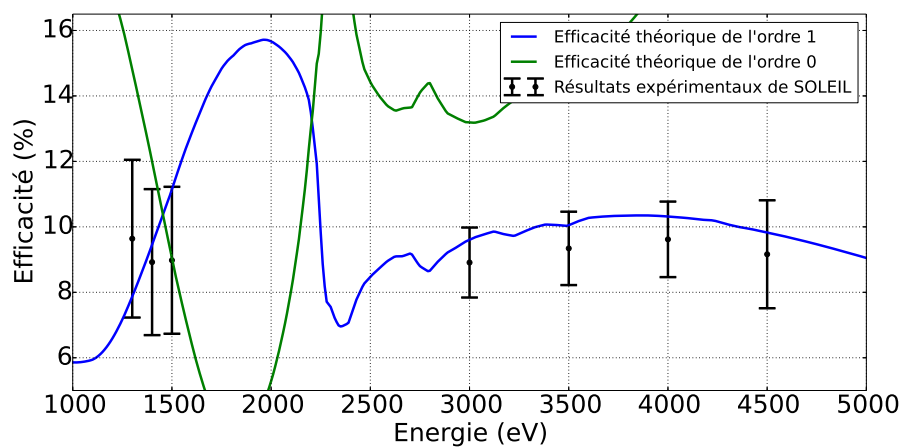


FIGURE 10.13 – Courbe des efficacités mesurées à SOLEIL comparées aux efficacités théoriques.

10.2.1.2 Observation des différents ordres de diffraction

Dans les mêmes conditions que le paragraphe précédent, on a pu observer les différents ordres de diffractions d'une LZF avec stop. En effet, en reprenant la formule 9.27, on observe par exemple que l'ordre 3 de diffraction à une focale égale à $1/3$ de celle de l'ordre 1. Comme le montre la figure 10.14, il est possible avec l'ajout d'un stop, d'observer plusieurs ordres de diffraction en effectuant la mesure à une distance $d_{\text{LZF-diode}}$ choisie judicieusement. On a donc réalisé une mesure défocalisée pour l'ordre 1 de la LZF à 90 mm, on observe effectivement bien les ordres -1, 0, 1 et 3.

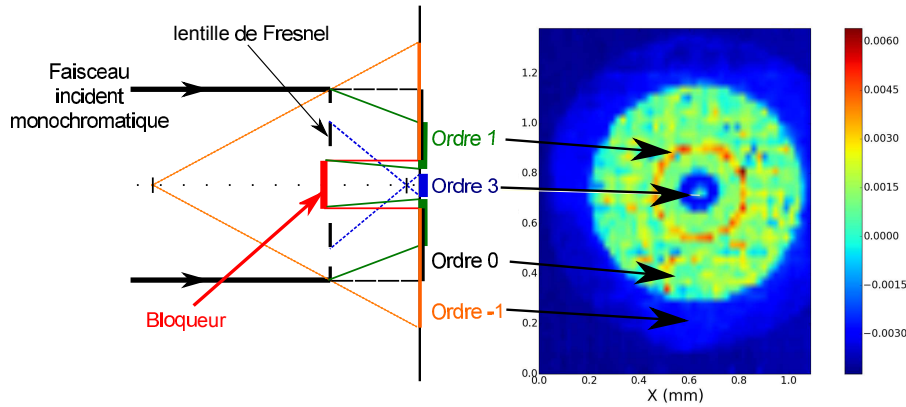


FIGURE 10.14 – Observation des différents ordres de diffraction pour une LZF.

10.2.1.3 Mesure de la résolution

La résolution intrinsèque de la LZF a été mesurée sur deux types d'installations différentes : tout d'abord on a étudié l'évolution de la résolution pour différentes énergies et/ou distance LZF-détecteur sur une installation synchrotron (BESSY); ensuite on a mesuré la résolution en condition expérimentale sur une installation laser (EQUINOX).

Étude de l'évolution de la résolution pour la "LZF stop" Al

Dans ce cas-là, on appelle résolution de la lentille la largeur à mi-hauteur (LMH) de la taille de la tache focale réalisée par la LZF. Elle a été mesurée sur la ligne FCM de BESSY II à l'aide de la méthode du bord franc. Comme on peut le voir sur la figure 10.15, dans un premier temps, on obstrue tout le faisceau synchrotron à l'aide d'une "lame" opaque, les photos des éléments est disponible sur la figure 10.16. On place la lentille dans le faisceau et on retire progressivement la "lame" tout en mesurant le signal à l'aide d'une diode collimatée à $30 \mu\text{m}$ jusqu'à disparition du couteau. La limitation de ce genre de mesure est la taille du faisceau, du pas avec lequel on retire le couteau ainsi que la taille de l'ouverture de la collimation.

Un exemple de calcul de la résolution est donné sur la figure 10.17. Le signal mesuré,

en bleu sur la figure, est dérivé, on obtient alors la courbe rouge. On réalise alors un fit gaussien de cette courbe pour en obtenir la LMH.

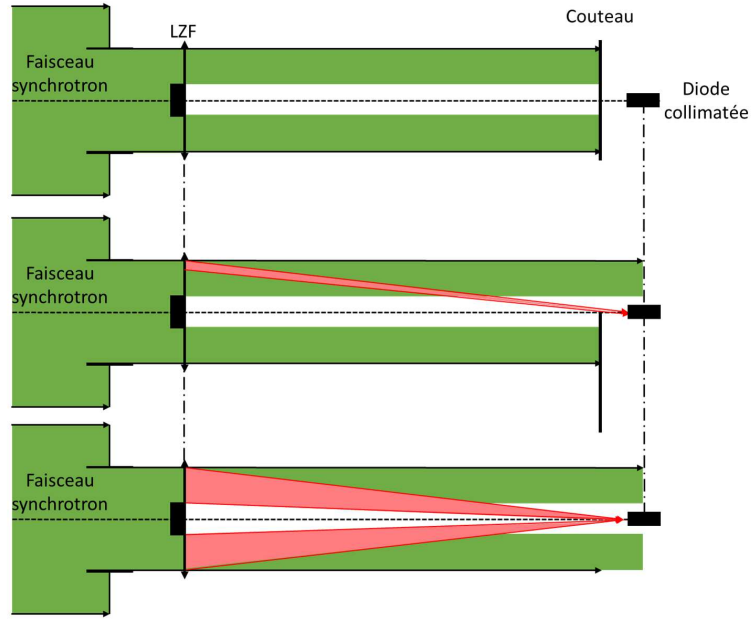


FIGURE 10.15 – Principe de la mesure de la résolution à l’aide de la méthode du bord franc sur le synchrotron BESSY II.

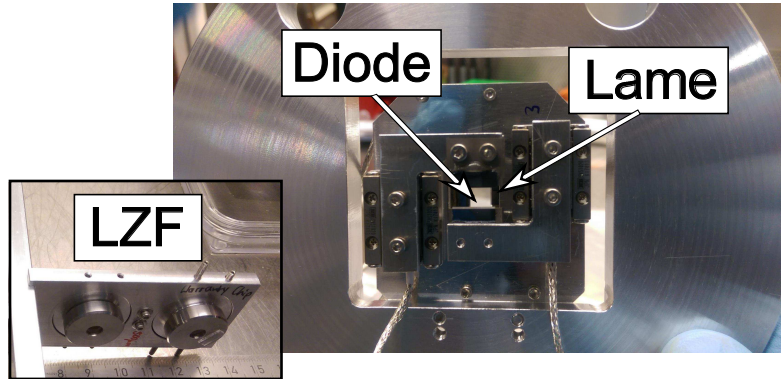


FIGURE 10.16 – Photo du support de la LZF, de la lame utilisée comme bord franc et de la diode.

On trace l’évolution de la résolution en fonction de la distance LZF-diode à 1852 eV (figure 10.18). Pour la variation supérieure à $\pm 4,5$ mm, la résolution est multipliée par 3,4. La variation de $\pm 0,5$ mm autour de la distance focale théorique a très peu de conséquence sur la résolution. On a donc une profondeur de champ z_1 d’au moins 1 mm.

Afin de préciser la mesure de la profondeur de champ, on choisit une nouvelle longueur d’onde de travail (2600 eV, $f_{2600 \text{ eV}} = 354,5$ mm) et on fait varier l’énergie du

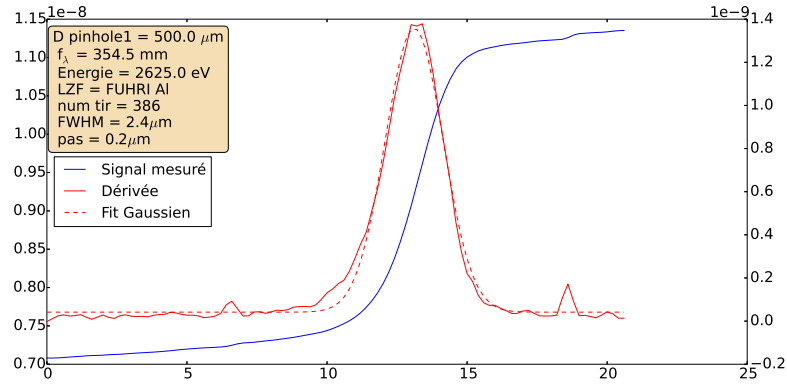


FIGURE 10.17 – Calcul de la résolution pour un faisceau synchrotron mesurant 500 μm à 2625 eV.

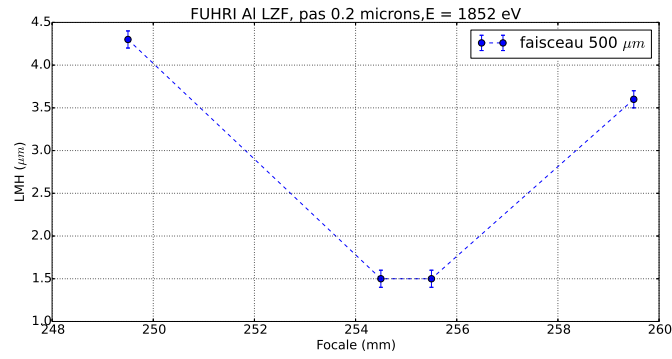


FIGURE 10.18 – Mesure de l'évolution de la résolution avec la distance LZF-diode pour un faisceau synchrotron de 500 μm de diamètre à 1852 eV.

faisceau synchrotron. Grâce à la formule 9.21, on peut calculer la différence de la distance focale correspondante (Δf). Les résultats sont présentés dans le tableau 10.6, on observe que pour une différence de focale inférieure à 0,7 mm, la différence de résolution est inférieure à 8% ce qui permet d'affirmer que $z_1 \geq 0,7$ mm.

En comparant la résolution est 2,5 fois plus faible à 2600 eV qu'à 1852 eV, il y a donc une différence significative de résolution lorsqu'on s'éloigne de l'énergie optimale d'utilisation de la LZF.

On a étudié l'influence du pas de rétractation du couteau et de la taille du faisceau (diamètre = 500 et 1000 μm) pour une distance LZF-Diode de 254,5 mm et à une énergie de 1850 eV (figure 10.19a et 10.19b).

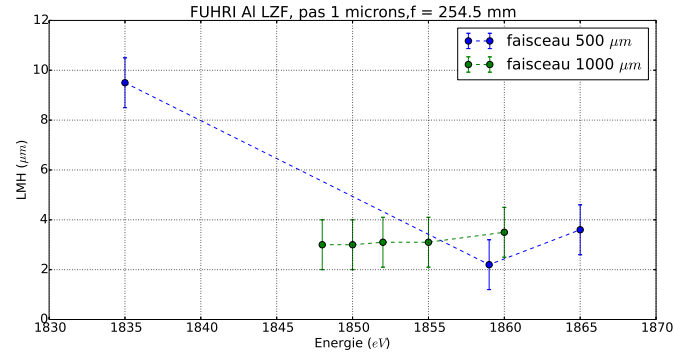
La figure 10.19b montre que la résolution ne varie pas ou peu ($\Delta r < 200\text{nm}$) pour des énergies comprises entre 1846 eV et 1855 eV. Cela veut dire que pour une gamme d'énergie de 10 eV, on peut considérer la résolution de la LZF constante. On calcule que la profondeur de champ de la LZF z_1 est supérieure ou égale à 1,2 mm.

À énergie équivalente, la résolution diminue légèrement lorsque la taille du faisceau

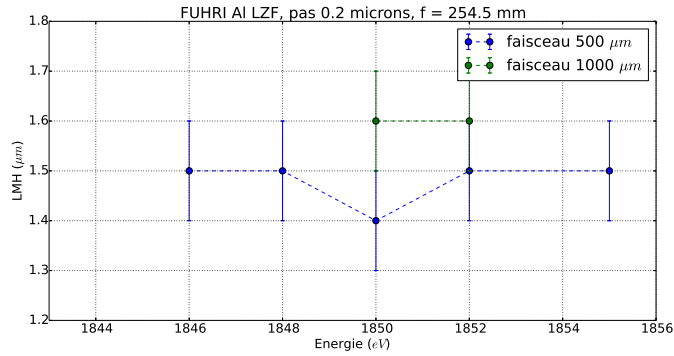
Énergie (eV)	Distance focale (mm)	Résolution (μm)	Δf (mm)	Erreur
2615	356,7	2,7	0,7	7,7%
2620	357,4	2,6	0,0	0%
2625	358,0	2,4	0,6	3,8%

TABLE 10.6 – Synthèse des conditions de mesures et des résultats avec un pas de couteau de $0,2 \mu\text{m}$.

augmente. Cette différence est de l'ordre de la taille du pas utilisé pour retirer le couteau, on peut donc dire que les résolutions sont équivalentes quel que soit la taille du faisceau. Pour toutes les énergies, la résolution est meilleure pour un pas de rétractation de $0,2 \mu\text{m}$ que pour $1 \mu\text{m}$. Il est probable que la résolution de la LZF soit encore plus faible que celle que l'on a mesurée ($1,4 \mu\text{m}$ à 1850 eV), cependant, la technologie des moteurs à disposition ne permet pas de descendre en dessous de cette valeur.



(a)



(b)

FIGURE 10.19 – Résultats des mesures de résolution en fonction de l'énergie pour deux géométries de faisceau différentes sur le synchrotron BESSY II (a) à une distance LZF-diode de $254,5 \text{ mm}$ pour un pas couteau de $1 \mu\text{m}$ et (b) à une distance LZF-diode de $254,5 \text{ mm}$ pour un pas couteau de $0,2 \mu\text{m}$.

Étude de l'évolution de la résolution pour la "LZF stop" Ti

La mesure de la résolution de la "LZF stop" Ti dans les mêmes condition que la figure 10.19 est présentée sur la figure 10.20. Il apparaît alors que la qualité de cette lentille est plus faible que la "LZF stop" Al car la résolution, dans les mêmes conditions de fonctionnement, est ici plus petite d'un facteur compris entre 3 et 4. La résolution ne varie que de 0,5 μm au maximum dans la gamme d'énergie [4680 eV - 4750 eV], on peut donc estimer que la profondeur de champ de cette lentille est supérieure ou égale à 1,8 mm.

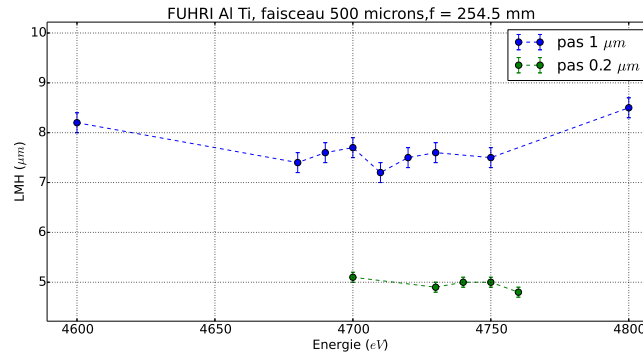


FIGURE 10.20 – Mesure de l'évolution de la résolution avec la distance LZF-diode pour un faisceau synchrotron de 500 μm de diamètre pour un pas de couteau de 1 μm (bleu) et de 0,2 μm (vert).

Mesure directe de la résolution sur installation laser pour la "LZF" Al

On a mesuré la résolution de la "LZF" Al pour une source X provenant d'un plasma créée par interaction laser. Pour cela, on a utilisé l'installation EQUINOX (CEA). Cette installation a été pensée pour réaliser les tests des diagnostics pour le LMJ. Le laser utilise une source Ti : saphir permettant d'obtenir un faisceau à une longueur d'onde de 800 nm produisant des impulsions d'environ 0,3 J. La focalisation est réalisée par une parabole (avec un nombre d'ouverture de 10) dans une chambre expérimentale de diamètre 700 mm. L'impulsion laser peut être ajustée pour varier entre 80 fs et 30 ps. On peut donc atteindre des intensités laser sur une cible solide dans la gamme $[10^{14} - 10^{17}] \text{ W.cm}^2$ et donc produisant principalement des rayons X entre 100 eV et 2 keV. De plus, le laser peut fonctionner à 10 Hz permettant par exemple de travailler avec une accumulation de signal pour si le flux est trop faible.

On s'est rendu compte qu'un seul tir ne générerait pas assez de photons pour avoir une image nette. Cela est dû aux limitations du laser en énergie que nous avons utilisé ici : seulement 300 mJ seulement sont disponibles. Nous avons alors décidé d'accumuler les tirs pour chaque acquisition. En effet, même si nous améliorons le contraste, nous restons néanmoins dans les mêmes conditions que lors d'une campagne expérimentale. L'énergie, alors disponible, est plus élevée de plusieurs ordres de grandeur et le flux sera alors plus important. On a fixé un optimal pour 80 tirs cumulés pour obtenir une bonne

image.

Pour mesurer la résolution, on a utilisé la méthode du bord franc. On se place dans des conditions similaires à celles du LULI2000 : source plasma d'Al, distance $q = 3550$ mm, $f_{1850} = 250$ mm. On a placé une grille d'or (période $45\ \mu\text{m} \setminus 45\ \mu\text{m}$) à une distance $p = 269$ mm de la LZF et à 150 mm de la source X, cette valeur a été déterminée par la formule de conjugaison de la LZF (figure 10.21).

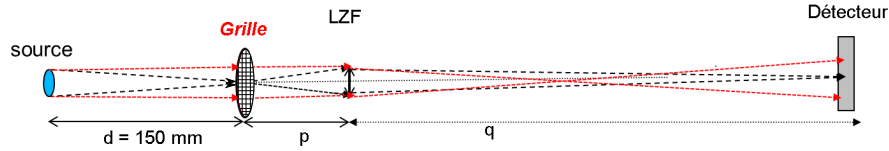


FIGURE 10.21 – Mise en place de la mesure de la résolution d'une LZF sur l'installation EQUINOX.

Dans le cas présent, on a choisi une définition de la résolution similaire à celle qui est utilisée pour caractériser les diagnostics implémentés sur le LMJ : c'est la largeur à 20% de la hauteur de la dérivée d'une transition entre une zone noire et une zone éclairée. La méthodologie pour cette mesure est la suivante : On part de l'image de la grille mesurée par la caméra CCD (figure 10.22) ; ensuite, on va réaliser plusieurs coupes de cette grille de façon à avoir une statistique suffisante de la mesure de la résolution (figure 10.23a) ; on va alors dériver les courbes obtenues (figure 10.23b) et on va mesurer la largeur à 20% de la hauteur pour en déduire la résolution.

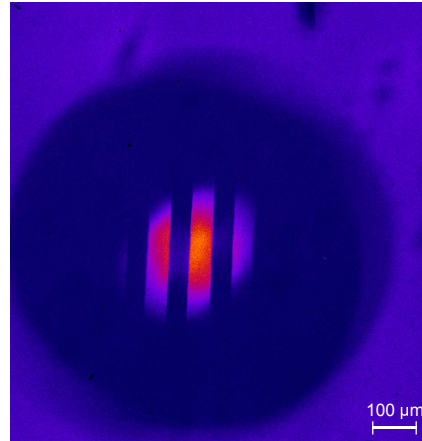


FIGURE 10.22 – Image de radiographie de la grille 45/45 par la LZF (80 tirs cumulés).

On mesure que la résolution à 20 % de la hauteur est comprise entre $4\ \mu\text{m}$ et $5,2\ \mu\text{m} \pm 1\ \mu\text{m}$. On ne tient pas compte du point à l'extrême gauche qui présente une résolution dégradée à $6,3\ \mu\text{m} \pm 1\ \mu\text{m}$ car il y a peu de signal à cet endroit, il n'est donc pas représentatif de la résolution réelle. Comme on recherche une résolution inférieure à $5\ \mu\text{m}$, on a donc ici une résolution proche de celle demandée dans le cahier des charges

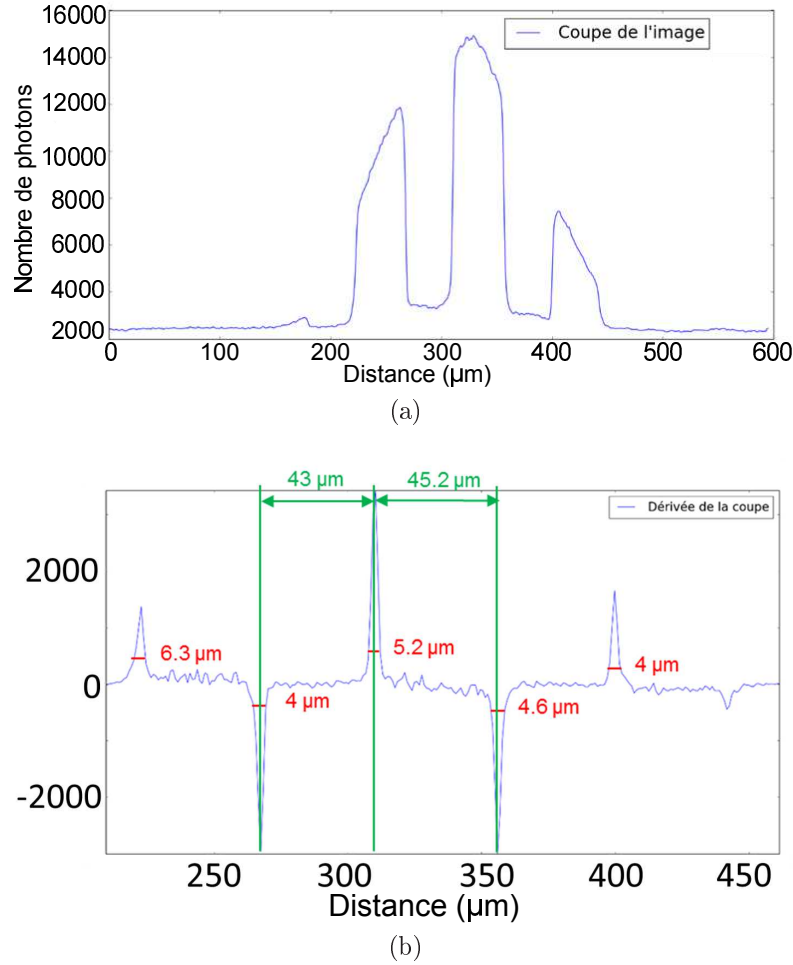


FIGURE 10.23 – (a) Exemple de coupe horizontale de la mesure présentée sur la figure 10.22 ; (b) Dérivée de la figure 10.23a.

alors que les aberrations chromatiques sont censées être prépondérantes puisqu'il n'y a pas de dispositif de sélection spectrale.

Afin de quantifier la profondeur de champ de la lentille, on a utilisé une grille composée de fils horizontaux et verticaux de 10 μm d'épaisseur, séparés les uns des autres par des espaces de 40 μm. Plusieurs séries de tirs ont été effectués en modifiant la distance p en maintenant le plan image fixe afin de mesurer la profondeur de champ.

Qualitativement, les images sont non seulement acceptables pour toutes les grilles situées dans un plan de front donné (235 mm), mais également pour toute une région située à ± 5 mm de ce plan malgré une dégradation de la résolution. Cela valide et étend les observations que l'on a réalisées précédemment sur la métrologie réalisée à SOLEIL au sujet de la profondeur de champ qui est plus proche de 5 mm en conditions réelles.

On remarque que la meilleure résolution se situe à $p = 235$ mm alors que l'on s'attend à ce que cette valeur soit plus proche de 250 mm pour notre système final. On explique cela par le fait que la lentille intègre tout le spectre de l'aluminium. Elle a un maximum

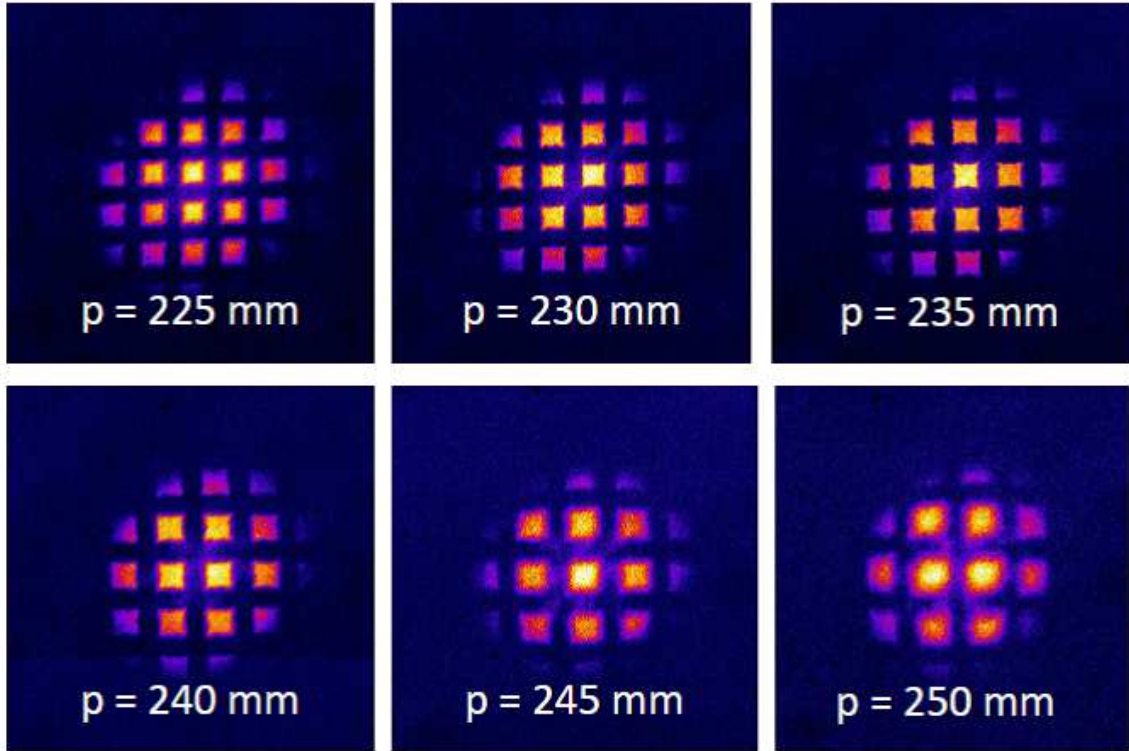


FIGURE 10.24 – Image de radiographie de la grille 10/40 par la LZF pour différentes positions de la LZF.

d'efficacité dans la gamme que l'on désire, mais comme il n'y a pas de miroir multi-couche, le signal que l'on récupère sur la CCD correspond au spectre complet de l'aluminium. Or, quand on regarde ce spectre disponible sur la figure 10.25, on remarque qu'en plus de la raie He_β , il y a aussi les raies He_α (≈ 1590 eV) et Ly_α (≈ 1630 eV) qui sont présentes. Ainsi, la valeur optimale de p correspond en fait à une distance liée au barycentre de ces énergies.

Comme on peut le voir sur la figure 10.25, l'intégrale courante du spectre montre que 50% du signal est atteint pour une longueur d'onde de 1630 eV. On considère que cette énergie correspond au barycentre des longueurs d'onde du spectre de rayons X émis par le plasma d'aluminium. La nouvelle distance focale à prendre en compte vaut $f_{\text{corrigée}} = 222,1$ mm. On calcule grâce à la formule de conjugaison : $p_{\text{optimale}} = 235,9$ mm. Cette valeur est validée par les mesures expérimentales : l'image possédant la meilleure résolution est obtenue pour la distance $p_{\text{expérimental}} = 235$ mm.

Par la même méthode de calcul de la résolution que dans le début de ce paragraphe, on trouve, à la position $p_{\text{expérimental}} = 235$ mm, une résolution moyenne $r_{\text{moyen}} = 5,6 \mu\text{m} \pm 1,1 \mu\text{m}$. Cette valeur est cohérente avec celle trouvée pour la grille 45/45.

On a estimé la dégradation de la résolution pour différentes distances p . On a pris comme référence la distance $p_{\text{ref}} = 23,5$ mm et on a calculé dans le tableau ?? la différence

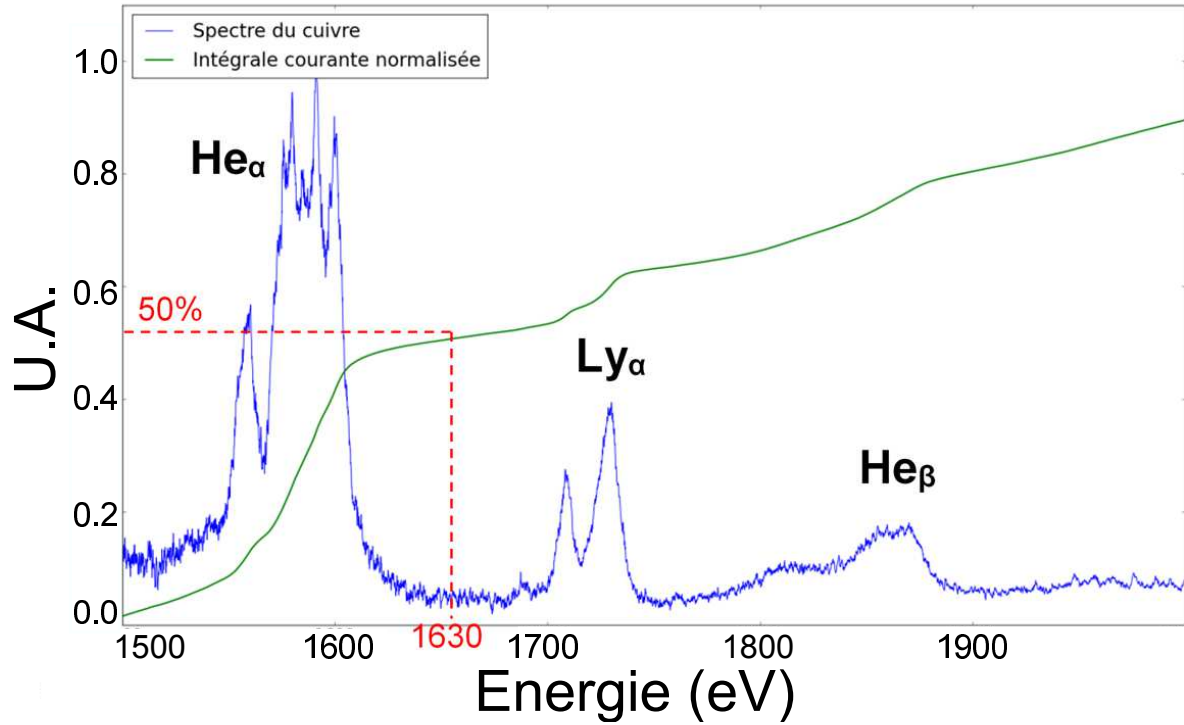


FIGURE 10.25 – Bleu : spectre expérimental d’Al obtenu sur une campagne laser ELFIE avec une intensité de l’ordre de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$; vert : intégrale courante du spectre.

en pourcentage de résolution pour décalage en position (Δp).

Δp	-0,5 mm	+0,5 mm	1 mm
Dégradation de la résolution	32,7%	56%	94,6%

TABLE 10.7 – Écart de résolution pour différentes positions p

Les résultats important à retenir ici sont donc que :

- la résolution de la LZF est au pire de $5,6 \pm 1,1 \mu\text{m}$,
- une erreur de positionnement de 1 mm sur la position de la lentille a pour résultat de diviser par 2 la résolution.

10.2.2 Metrologie du MMC

On mesure la réflectivité du MMC. Pour ce faire, on va adopter la méthode suivante : on envoie un faisceau monochromatique sur le MMC, placé préalablement au bon angle de rasance (dans notre cas $\theta = 4^\circ$) et on fait varier l’énergie de ce faisceau. On mesure alors le signal réfléchi on le compare à celui du faisceau originel. Le miroir de FUHRI a été fabriqué par la société AXO (Dresden, Allemagne) et dispose d’un empilement de 50 paires en Pd/B4C. Après avoir réalisé les mesures expérimentales de réflectivité

sur la ligne FCP du synchrotron BESSY II ((figure 10.26, courbe bleue) on a simulé la réflectivité de ce miroir pour l'angle θ en prenant en compte la rugosité (figure 10.26, courbe rouge). On estime, grâce aux simulations, les caractéristiques suivantes :

- période $d = 5,1$ nm et des épaisseurs $d_{Pd} = 2,6$ nm et $d_{B4C} = 2,5$ nm,
- rugosité Debye Waller = 0,65 nm déduite des mesures de réflectométrie en RX rasants.

On compare la réflectivité du pic, sa position et la LMH dans le tableau ??.

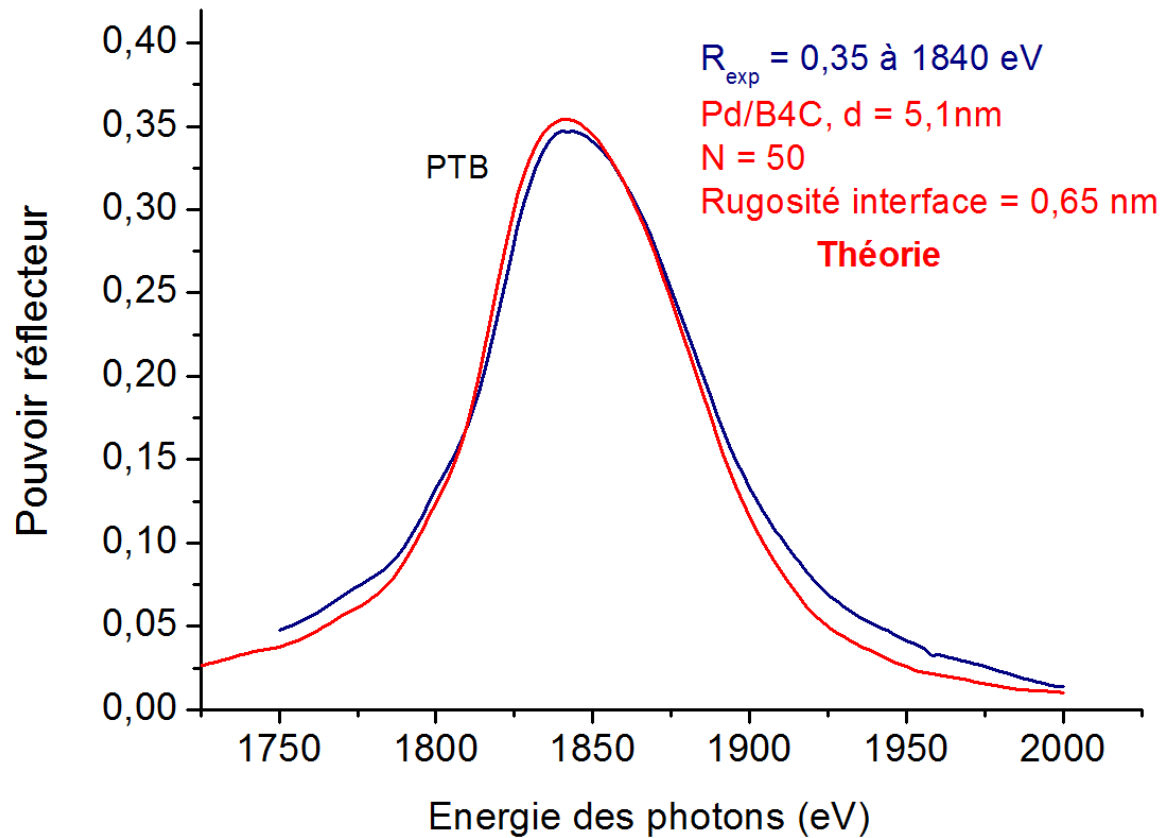


FIGURE 10.26 – Comparaison de la réflectivité mesurée et de la réflectivité théorique du MMC périodique AXO à un angle d'attaque de 4° .

	Reflectivité maximale	position du maximum	LMH
Expérience	35%	1850 eV	90 eV
Simulations	36%	1850 eV	92 eV

TABLE 10.8 – Comparaisons des résultats expérimentaux et des simulations pour la réflectivité du MMC.

Il est alors possible de simuler la réflectivité pour différents angles d'attaque (figure 10.27). Cela témoigne de l'accordabilité en longueur d'onde de FUHRI : en effet, il est possible, en changeant l'angle du miroir ainsi que la distance de la lentille avec la cible,

d'observer différentes gammes de longueurs d'onde, toujours avec un LMH d'environ 92 eV, comprise entre 1,1 keV et 3 keV.

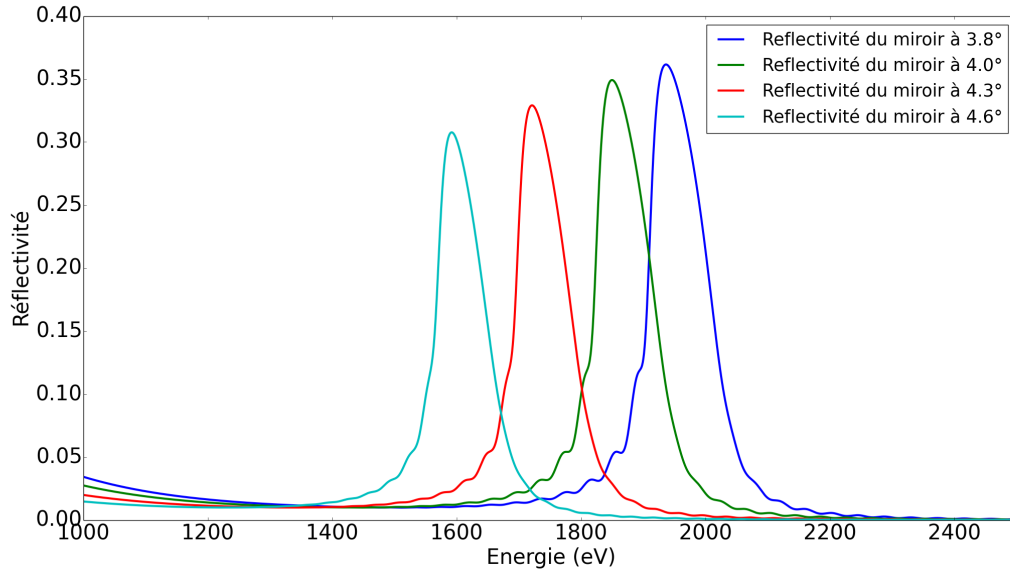


FIGURE 10.27 – Simulation de la réflectivité du MMC pour plusieurs angles différents.

10.3 Étude photométrique théorique d'une source ponctuelle

Les LZF sont des optiques fragiles ; il est nécessaire de les protéger avec des filtres, comme par exemple des feuilles de CH tout en n'atténuant pas trop le signal. Afin de déterminer quels types et quelle épaisseur de filtre à utiliser, on a réalisé une étude photométrique du flux d'intensité qui va arriver sur la LZF. On utilise ici un nom générique, "fonction de transfert", pour toutes les optiques pour caractériser le rapport entre le flux arrivant sur cette dernière et le flux transmis.

À partir de la fonction de transfert de FUHRI, on calcule le flux incident sur la caméra CCD. Dans l'idéal, il faudrait réaliser une simulation de tracé de rayons afin de tenir compte de toutes les contraintes géométriques, mais nous ne disposons pas d'un tel code. On peut dans un premier temps considérer que la source de rayonnement X est assez petite et assez homogène pour ne pas à avoir à prendre la géométrie en considération. On présente la fonction de transfert de FUHRI (courbe rouge pleine sur la figure 10.28).

On doit appliquer une correction à cette fonction de transfert à cause du type de source X que l'on utilise. En effet, bien qu'on puisse la considérer homogène, elle émet un rayonnement non-monochromatique et cela doit être pris en compte dans la fonction de

transfert. Grâce à la filtration du MMC, on peut considérer que cette correction s'applique comme une fonction porte de LMH de 92 eV qui devra être convoluée avec la fonction de transfert de FUHRI (courbe rouge pointillée). On détermine alors le spectre arrivant sur la caméra CCD sur la figure 10.29.

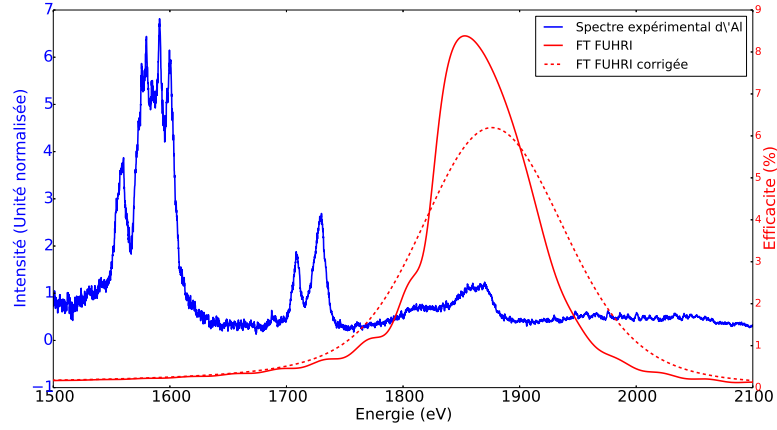


FIGURE 10.28 – (bleu) Spectre expérimental d'une cible d'Al sur ELFIE ; (rouge) Fonction de transfert calculée de FUHRI ; (rouge pointillé) Fonction de transfert de FUHRI corrigée par une convolution avec une fonction porte.

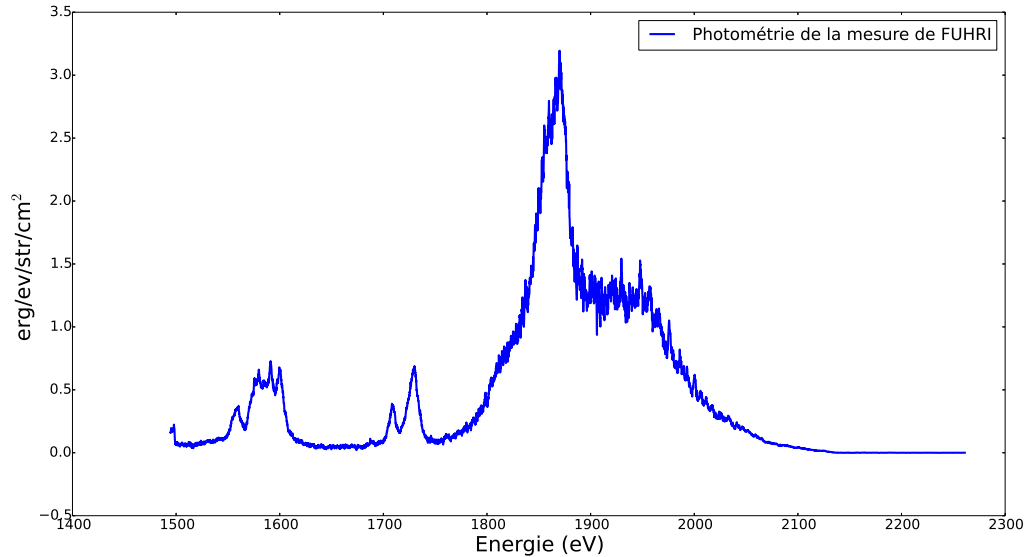


FIGURE 10.29 – Estimation du spectre du signal arrivant sur le détecteur en sortie de FUHRI.

10.4 Résultats expérimentaux

10.4.1 Résultats à une longueur d'onde

10.4.1.1 Présentation de l'expérience

Le diagnostic Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI) a été déployé pour la première fois sur l'installation LULI2000 [66] en janvier 2015 lors de la campagne 14-PS-F4. Cette expérience a été menée dans le cadre de la physique des lasers à Ultra Haute Intensité (UHI, de 10^{17} à 10^{19} W/cm²). Le but est de produire des électrons rapides pour chauffer la matière. On pourra ainsi faire des mesures des propriétés radiatives du plasma avec des températures supérieures à 100 eV avec de très hautes densités, ce qui n'a pas ou peu été fait auparavant. Ces résultats sont pertinents pour de nombreux domaines comme la fusion par confinement inertiel (FCI) ou l'astrophysique. Ainsi, par exemple, les mesures d'opacité des matériaux à l'équilibre thermodynamique local (ETL) sont très intéressantes pour l'étude des structures stellaires. Il est alors nécessaire de bien caractériser le plasma dense obtenu puisqu'on se trouve dans un nouveau régime thermodynamique. Un des diagnostics intéressant dans ce cadre est un imageur X, car il permet plusieurs mesures sur la dimension du plasma et permet d'avoir des informations sur, par exemple, les points chauds. Lors de la campagne de tir 13-TW-F5 effectuée en Décembre 2013 sur l'installation ELFIE (LULI, France), un double sténopé à filtre de Ross a été utilisé pour imager le plasma issu d'un tir de laser sur une cible d'aluminium. Il est apparu que la résolution spatiale d'un tel système était trop basse pour pouvoir imager correctement les détails de l'interaction laser-plasma dans les conditions actuelles. De plus la sélection spectrale avec les filtres est approximative et ne permet pas de conclure quant à la gamme d'énergie que l'on observe. Il est nécessaire d'utiliser un autre diagnostic pour cela : FUHRI.

Lors de cette expérience, FUHRI a été utilisé en configuration à une couleur afin de permettre l'observation de la taille de la zone d'émission de la raie He β de l'aluminium située à 1850 eV. La lentille utilisée est celle présentée dans le tableau 10.1, elle ne possède cependant pas de stop au centre. On a utilisé une caméra CCD Andor DX420 de type BN compatible avec le vide. Elle dispose de pixels (Pixel Well Depth : 100 000 e⁻) mesurant 13 μ m x 13 μ m sur une surface de 13,3 mm x 13,3 mm, son efficacité quantique est présentée sur la figure 10.31.

Comme on peut le voir sur la figure 10.30, les éléments ont été positionnés sous vide avec un axe optique quasiment normal à la cible se trouvant au centre chambre (TCC) et en face arrière. Les longueurs nominales sont les suivantes : p (distance source-LZF) = 250 mm, q (distance LZF-détecteur) = 3550 mm. Le miroir multicouche travaille avec une incidence rasante de $\theta = 4^\circ$ à une distance de 30 mm de la CCD.

La distance p a du être ajustée car elle ne correspond pas à la distance idéale de fonctionnement donnée par la formule de conjugaison des lentilles. La distance théorique idéale p est alors de 269 mm. Cependant, cette distance idéale n'a pas pu être atteinte pour des raisons d'encombrement mécanique et l'expérience a été réalisée avec une

Déploiement de FUHRI sur le luli2000

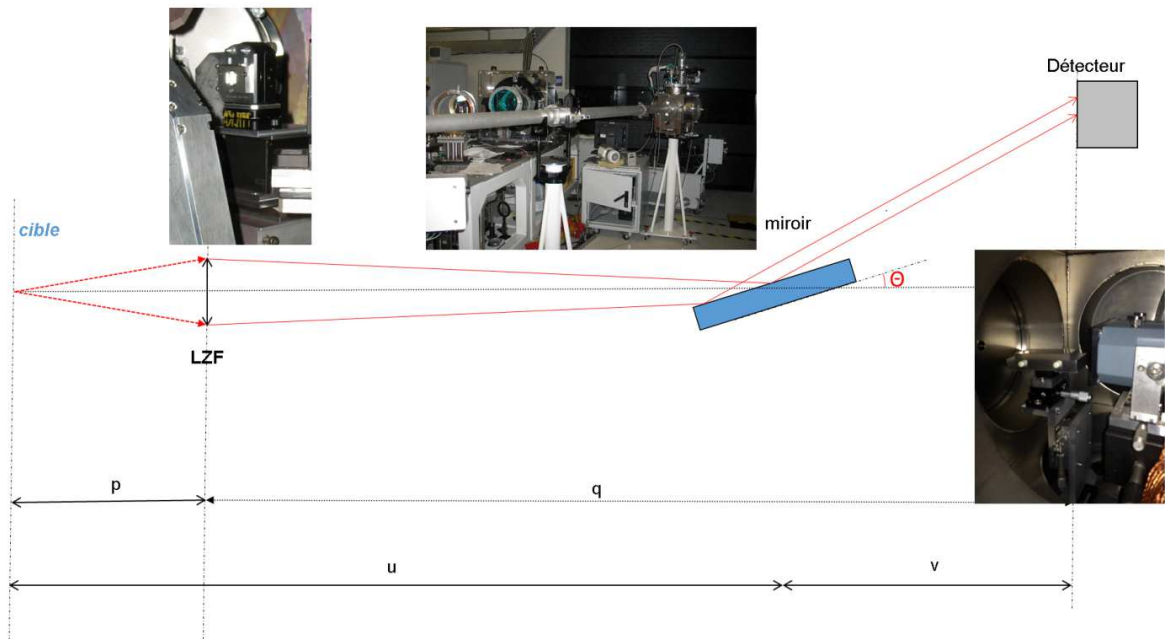


FIGURE 10.30 – Déploiement de FUHRI sur l’installation LULI2000.

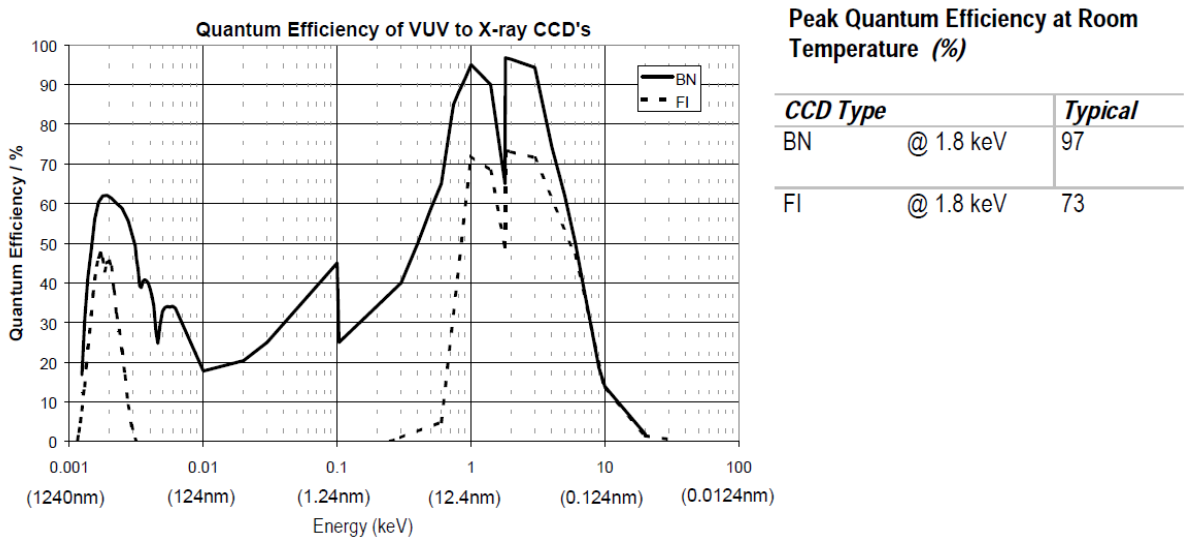


FIGURE 10.31 – Efficacité quantique de la caméra CCD Andor DX420.

distance $p = 252,5$ mm. Cela donne un grandissement théorique de 14.

10.4.1.2 Alignement

Une procédure d’alignement standard de la lentille a été définie pour notre système. On commence par définir un axe laser avec un laser HeNe passant par le centre du hublot

situé en face de la LZF par rapport au Centre Chambre (TCC), une pointe simulant ce dernier et arrivant au centre du MMC et de la caméra CCD. Ensuite, on centre juste le support de la lentille sur cet axe afin d'y faire passer le laser avant de faire de même avec la lentille. Ensuite, pour vérifier la position du signal dans le domaine des rayons X, on a dû réaliser des tirs d'alignement avec une cible d'aluminium. Cette procédure avait déjà été mise en place sur EQUINOX sans MMC, on présente sur la figure 10.32 un exemple d'image obtenue. L'une des améliorations qui a été apportée à la LZF depuis cette expérience a été de rajouter une couche d'or pour supprimer le signal transmis par le support en silicium (cadre rouge).

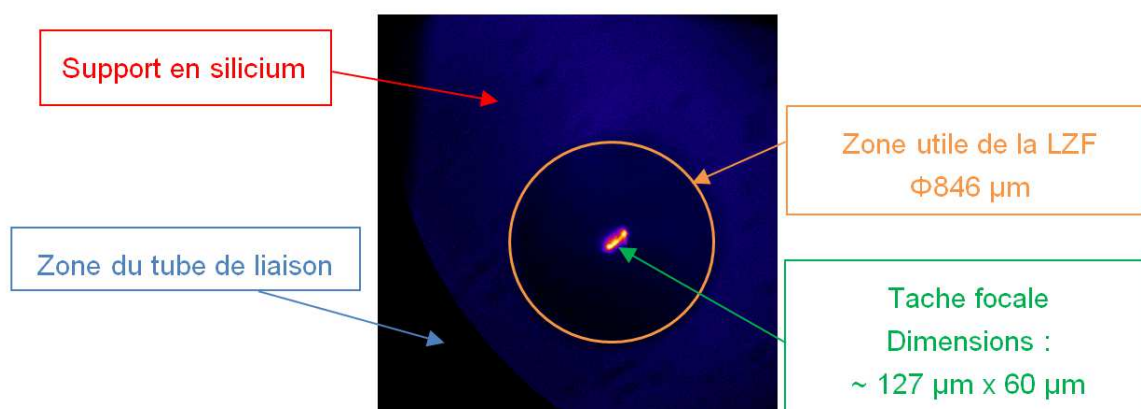
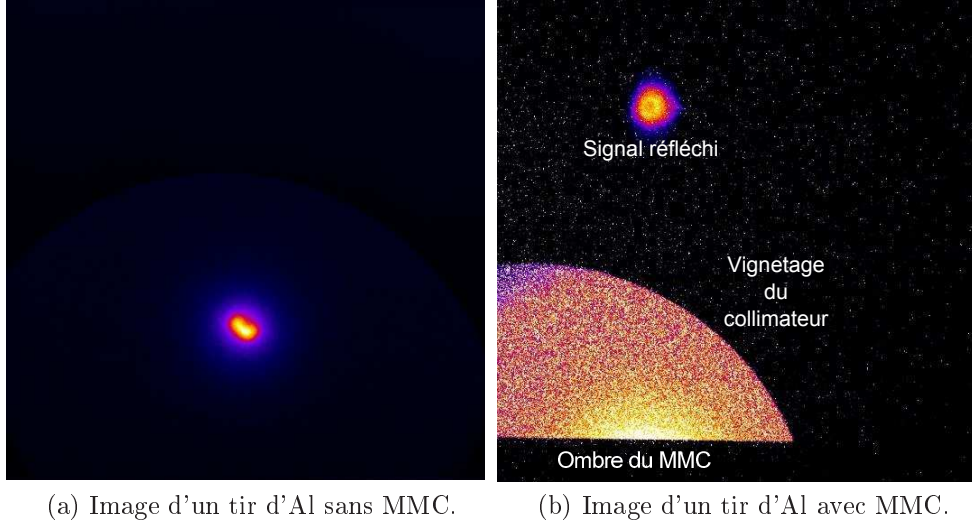


FIGURE 10.32 – Image obtenue lors d'un tir d'alignement sur de l'aluminium massif. La zone de noir à gauche correspond au tube liant la caméra à l'enceinte. Le filtre utilisé est composé de $1,5 \mu\text{m}$ de Mylar et $0,15 \mu\text{m}$ d'aluminium.

Afin de s'assurer de l'alignement du miroir, on a dû effectuer une série de tirs durant l'expérience au LULI2000. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 10.33a, on a d'abord centré le signal sur la caméra CCD sans MMC. Le vignetage circulaire que l'on observe est dû au collimateur situé juste avant le MMC (visible sur l'image en bas à droite de la figure 10.30). Ensuite on a inséré le MMC et on a réajusté la caméra CCD pour enlever tout risque que le signal soit coupé. On obtient alors la figure 10.33b. On peut y voir distinctement l'emplacement du miroir, ce qui permet d'estimer l'endroit où les rayons X vont arriver, ainsi que le signal une fois réfléchi. C'est donc ce dernier qui va être intéressant tout au long de l'expérience. Finalement, pour optimiser la résolution, il a fallu changer la distance frontale. Pour des raisons mécaniques, on a dû opter pour un compromis pour cette distance qui est donc de $252,5 \text{ mm}$.

Lors de l'alignement, on a remarqué qu'il y avait une forte saturation de la caméra CCD par le signal focalisé par la lentille. On a donc ajouté des filtres permettant d'atténuer le signal. Selon le type de cible et l'intensité laser, on a utilisé un filtre avec une épaisseur comprise entre 10 et $30 \mu\text{m}$ de polypropylène ce qui correspond respectivement à une atténuation allant de 25% à 40% du signal. Cette mesure met en évidence l'ouverture importante du diagnostic FUHRI. Cela démontre ses capacités à



travailler avec des flux assez faibles.

10.4.1.3 Mesure de la résolution

Pour déterminer la résolution, on continue à utiliser la méthode du bord franc décrite dans la partie précédente avec le même critère (20 % de la LMH). Cette méthode est directe et nécessite moins de ressources que d'autres méthodes comme par exemple celle utilisant la fonction de transfert de modulation (FTM).

En pratique, on a utilisé une grille d'or placée à l'arrière de la cible et orientée perpendiculairement par rapport à l'axe optique de la lentille. La grille d'or mesure $11\text{ }\mu\text{m} \times 6\text{ }\mu\text{m}$, i.e. 1500 lpi ; elle a deux utilités : mesurer le grandissement et permettre un calcul statistique de la résolution en fonction de la position dans le plan objet. L'image du tir est présentée figure 10.33 et une coupe dans une des directions de la grille sur la figure 10.34. La dérivée de cette coupe avec les tailles des largeurs à 20% (rouge) est présentée sur la figure 10.35. On peut donc estimer la résolution de FUHRI grâce à cette mesure. On résume tous les résultats dans le tableau 10.9.

Les résultats que l'on trouve sont assez cohérents et la reproductibilité est assez bonne. On peut donc s'assurer que dans la zone qui est intéressante, c'est-à-dire là où se formera l'image, on peut assurer une résolution égale à $3,8 \pm 0,6\text{ }\mu\text{m}$. Cette résolution convient donc parfaitement à la résolution recherchée pour FUHRI. Il est à noter que la distance à laquelle était placée la LZF n'était pas optimale, cette résolution peut donc être optimisée en ajustant et en améliorant la mécanique du système pour des expériences futures. De plus, on a pu mesurer le grandissement G grâce à la connaissance de la taille de la grille. On trouve un $G = 14,4$, proche du grandissement théorique de 14.

Sur la figure 10.34, on observe un piédestal en forme de gaussienne (en rouge).

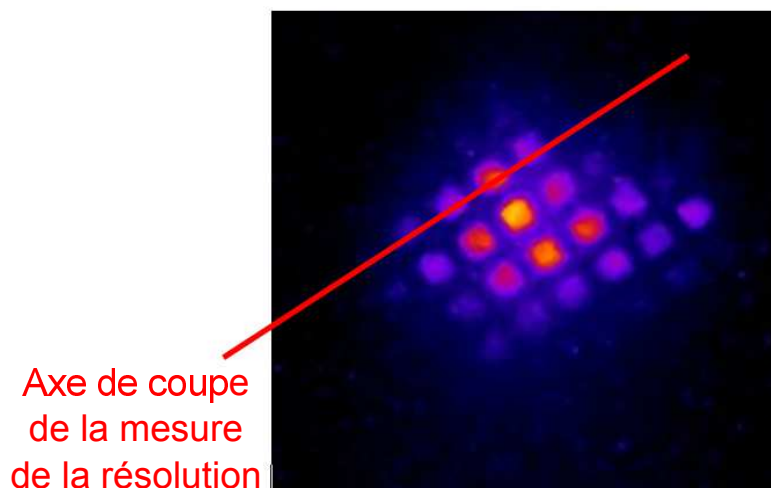


FIGURE 10.33 – Image du tir de la radiographie d’une grille d’or (1500 lpi), avec une source X d’aluminium massif, pour le calcul de la résolution de FUHRI.

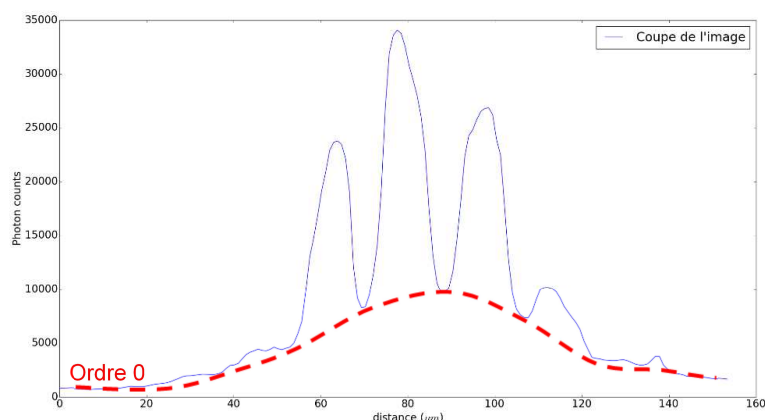


FIGURE 10.34 – Coupe de l’image de la grille réalisée par FUHRI présenté sur la figure 10.33.

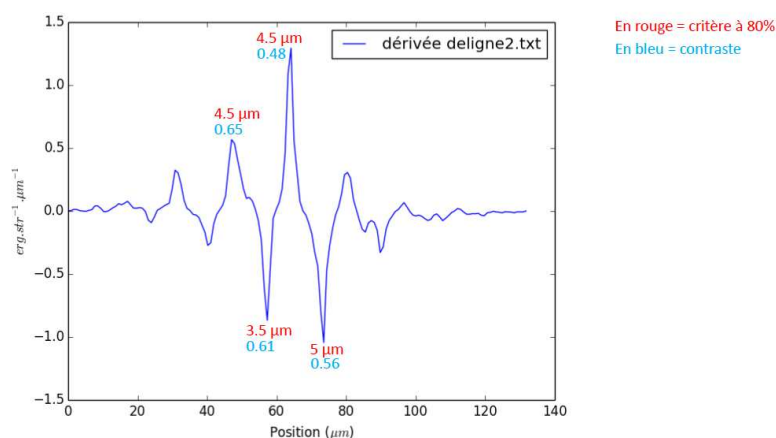


FIGURE 10.35 – Dérivée de la coupe présentée sur la figure 10.34.

	Largeur à 20% de la hauteur (μm)
Moyenne totale	4,8
Variance	1,3
Ecart type	1,1
Moyenne au centre de l'image	3,8
Variance	0,4
Ecart type	0,6
Moyenne sur les bords	6,0
Variance	0,4
Ecart type	0,6

TABLE 10.9 – Résumé des résultats de calcul de la résolution.

Ce dernier correspond à l'ordre 0 qui a été transmis par la lentille et réfléchi par le miroir. Ce pied a déjà été observé lors du test de la LZF sur l'installation EQUINOX et est de l'ordre de 20% de l'ordre 1 ce qui n'est pas négligeable dans les conditions expérimentales. L'ordre 0 est problématique pour deux raisons : il correspond majoritairement à des rayons X durs qui ne sont pas intéressants ; de plus, même s'il est faible comparé à l'ordre 1, il fausse le calcul de la taille des zones de rayonnement X. On ne peut pas être sûr de la contribution absolue de l'ordre 1 à la mesure d'émission X effectuée par FUHRI. L'interprétation faite des images FUHRI doit donc en tenir compte.

On peut aussi remonter à la résolution de la LZF grâce à l'image 10.33b. En effet, le miroir crée un bord franc pour la caméra CCD ; on peut donc appliquer la même méthode que pour les lentilles à la caméra CCD pour obtenir sa résolution après grandissement. On trouve alors une résolution $\sigma_{CCD} = 1,7 \mu\text{m}$. En connaissant la taille des pixels ($t = 13 \mu\text{m}$) et le grandissement (G), il est possible d'en déduire une résolution théorique de la caméra CCD $\sigma_{CCD-theorique}$ pour la comparer à la valeur mesurée :

$$\sigma_{CCD-theorique} = \frac{G * 1(\mu\text{m})}{t} = 1,17 \mu\text{m}. \quad (10.6)$$

On trouve donc une résolution de la caméra CCD proche de la valeur théorique. La résolution totale de FUHRI est alors la somme quadratique de la résolution de la LZF et de la caméra CCD soit :

$$\sigma_{FUHRI} = \sqrt{\sigma_{LZF}^2 + \sigma_{CCD}^2} \quad (10.7)$$

Ce qui donne alors $\sigma_{LZF} = 3,4 \mu\text{m}$. On obtient donc un résultat encore meilleur que ce qui a été obtenu lors de la métrologie de la lentille sur l'installation EQUINOX (partie 10.2.1). Cette amélioration est en grande partie due à la filtration du MMC qui permet de réduire la gamme spectrale du signal focalisé par la lentille et ainsi de réduire les aberrations chromatiques dégradant la résolution.

10.4.1.4 Résultats

Au total, 85 tirs ont été effectués. Ceux-ci comprennent : les tirs d'alignement, les tirs de timing pour les CBF des autres diagnostics, les tirs de résolution et les tirs physiques. Les tirs les plus intéressants sont les tirs sur des cibles enterrées composées soit de CH/Al/CH, soit de CH/Ti/CH/Al/CH avec diverses épaisseurs de CH, Ti et Al. L'un des objectifs de FUHRI a été d'observer s'il y avait des différences entre deux types de cibles : "Infinite Buried Layer" (IBL) qui ont des dimensions transverses très grandes ($500\text{ }\mu\text{m}$) par rapport au diamètre de la tâche focale ($\approx 5\text{ }\mu\text{m}$), les "Reduced Mass Target" (RMT) qui ont un diamètre 10 fois inférieur ($50\text{ }\mu\text{m}$). En effet, V. Dervieux a mis en évidence dans sa thèse [67] le lien entre la variation du rayon de la zone émissive d'un plasma et celle du rapport de raies pour des conditions hydrodynamiques identiques. C'est ce qu'on va chercher à observer ici.

Dans un premier temps, on va vérifier la cohérence des résultats obtenus avec FUHRI pour différents types de cible. On présente les résultats pour différentes intensités du laser pour des cibles CH/Al/CH ($5\mu\text{m}/0,25\mu\text{m}/2\mu\text{m}$) de type IBL sur la figure 10.36 et de type RMT sur la figure 10.37.

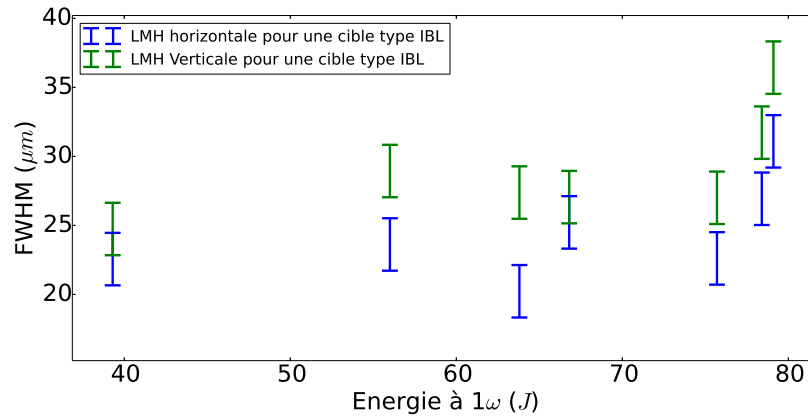


FIGURE 10.36 – LMH horizontale(bleu) et verticale (vert) mesurée par FUHRI en fonction de l'énergie laser à 1ω pour une même focalisation du faisceau laser pour une cible de type IBL.

On peut faire les mêmes observations pour les deux types de cible. Il est évident qu'il y a une différence significative entre la focalisation horizontale et la focalisation verticale lorsque l'on regarde les LMH mesurée. On pense que cela est en grande partie dû à la forme de la tâche focale qui n'est pas tout le temps homogène, on le voit sur un exemple sur la figure 10.38. Plus l'énergie est grande plus la taille de la zone émissive de la raie $\text{He}\beta$ va être grande. Ce résultat attendu correspond au fait que le plasma est plus chaud et donc plus émissif.

Enfin, si l'on compare les LMH pour les deux types de cible (figures 10.39a et 10.39a),

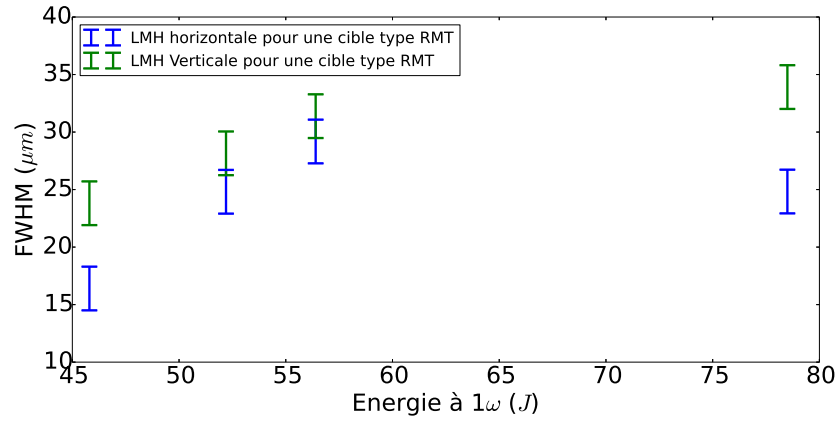


FIGURE 10.37 – LMH horizontale(bleu) et verticale (vert) mesurée par FUHRI en fonction de l'énergie laser à 1ω pour une même focalisation du faisceau laser pour une cible de type RMT.

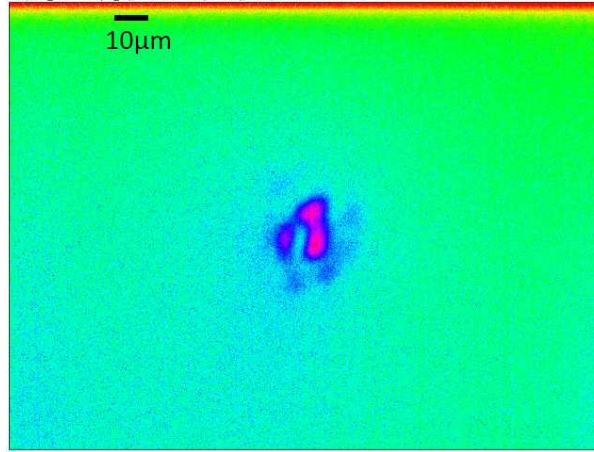


FIGURE 10.38 – Image de la tache focale lors d'un tir.

on voit qu'à énergie comparable, la différence est très faible et peu significative. On s'attendrait à voir une différence plus marquée entre les deux types de cible. L'une des explications les plus probables serait que l'ordre 0, qui n'a pas ici été bloqué, change significativement la taille de la zone émissive. En effet, quel que soit le type de cible, l'ordre 0 représente la partie du signal qui n'est pas focalisée par la LZF. Donc pour une source ponctuelle, on peut appliquer le théorème de Thalès pour calculer le diamètre de l'ordre 0 dans le plan de la caméra CCD.

$$\frac{\Phi_{LZF}}{\Phi_{Ordre\ 0}} = \frac{1}{G} \quad (10.8)$$

Avec Φ_{LZF} le diamètre de la LZF, $\Phi_{Ordre\ 0}$ le diamètre de l'ordre 0 dans le plan de la caméra CCD et G le grandissement de FUHRI. On obtient alors : $\Phi_{Ordre\ 0} = 12,9$ mm. Évidemment, FUHRI se trouve dans le plan équatorial de la cible, la répartition de l'ordre 0 n'est pas homogène et va lui aussi suivre une gaussienne. Il est donc très difficile d'estimer exactement à quel point il affecte le calcul de la LMH de l'ordre 1. On

verra dans la partie suivante que les résultats sont très différents lorsque l'on ajoute un bloqueur d'ordre 0 aux lentilles pour éviter cela.

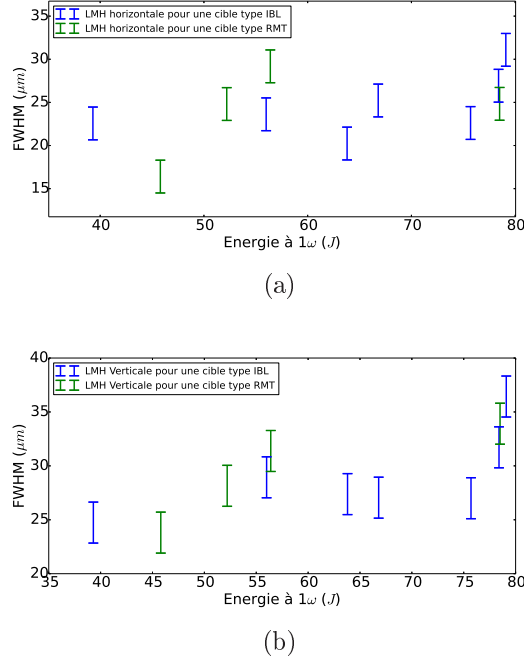


FIGURE 10.39 – Comparaison des LMH (a) horizontales et (b) verticales pour des cibles IBL et RMT de CH/Al/CH

Si l'on trace les mêmes courbes pour les cibles de CH/Ti/CH/Al/CH (figures 10.40a et 10.40b), on peut faire strictement les mêmes observations.

10.4.1.5 Conclusions

On a montré au cours de cette expérience que le diagnostic FUHRI était capable de réaliser une image dans le domaine des rayons X. Il répond aux besoins de l'expérience : une résolution de $3,8 \mu\text{m}$ à une énergie de $1850 \text{ eV} \pm 50 \text{ eV}$ et une grande ouverture ($O = \Phi/D \approx 4 \text{ mrad}$). On peut cependant noter que les performances peuvent encore être améliorées en optimisant la distance entre la LZF et le TCC. De plus, sur la figure 10.34, on voit que l'ordre 0 n'est pas négligeable et va modifier les valeurs de LMH que l'on mesure avec FUHRI.

La mesure du spectre en sortie de FUHRI n'a pas été faite. Dans l'idéal, il serait évidemment plus rigoureux d'avoir la possibilité d'observer le spectre de l'image que l'on mesure. Cependant, l'étalonnage du MMC et son alignement rigoureux lors de la mise en place permet d'assurer que l'erreur commise sur la gamme spectrale que l'on mesure ne dépasse pas $\pm 0,015^\circ$, ce qui correspond à une variation de $\pm 5 \text{ eV}$ ce qui est

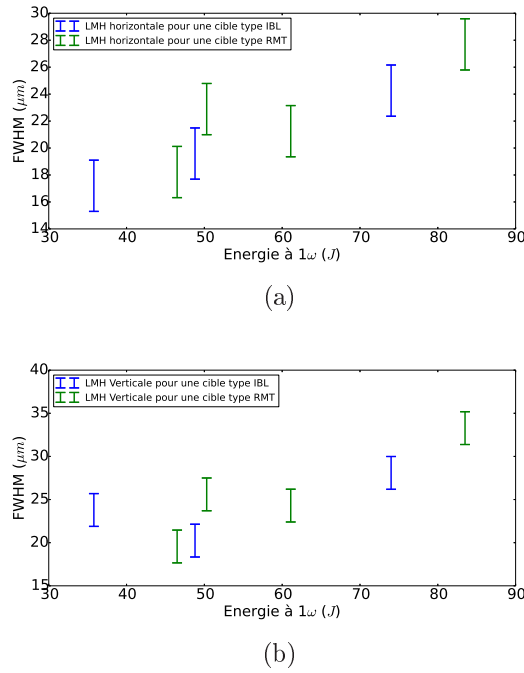


FIGURE 10.40 – Comparaison des LMH (a) horizontales et (b) verticales pour des cibles IBL et RMT de CH/Ti/CH/Al/CH

plus qu'acceptable.

10.4.2 Résultats à deux longueurs d'onde

Lors de l'expérience à une seule longueur d'onde, certaines faiblesses de FUHRI ont été mises en évidence. La plupart des défauts ont été corrigés lors de cette expérience : on a ajouté un bloqueur d'ordre 0 et la distance LZF-TCC a été réajustée. En plus de cela, le diagnostic a reçu plusieurs améliorations : l'ajout d'une lentille supplémentaire et la motorisation d'un MMC permettant de changer la longueur d'onde observée tir à tir. Les centres des LZF sont séparés l'un de l'autre de 1 mm, ce qui permet, en tenant compte du grandissement de FUHRI, de placer deux MMC différents derrière chacune des lentilles pour sélectionner deux gammes de longueurs différentes. On a appelé cette version : FUHRix2. Son schéma de principe est donné sur la figure 10.41.

La LZF-Ti a été dimensionnée pour travailler à 4700 keV, ce qui correspond à la raie He_α du Ti. Ses caractéristiques sont données dans le tableau 10.2. Elle a été associée à un miroir multicouche à pas variable travaillant à un angle de rasance de 2° afin de réaliser la sélection spectrale.

La LZF-Al est identique à celle de l'expérience précédente (tableau 10.1). La nouveauté consiste ici dans la motorisation du MMC. Cela permet d'explorer d'autres longueurs d'onde que la valeur nominale initiale. En effet, comme on peut le voir sur la figure 10.27,

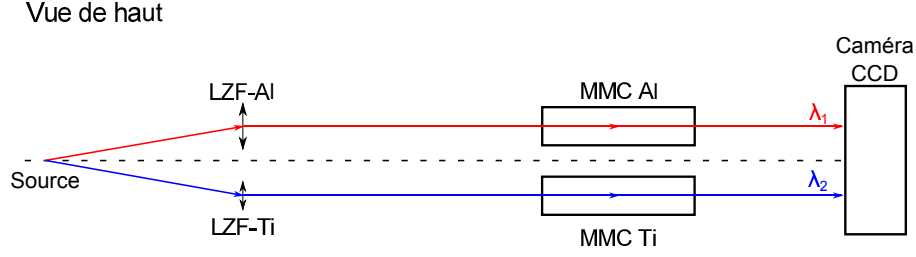


FIGURE 10.41 – Schéma du principe de fonctionnement de FUHRIx2.

en changeant l'angle, il est possible de changer la gamme de longueur d'onde observée. Bien sûr, la distance focale de la LZF étant liée à sa longueur d'onde, on devra ajuster le couple (p, q) en conséquence. On utilisera cette propriété pour aller observer les raies Ly_α (1750 eV) et Ly_β (≈ 1950 eV).

L'une des principales motivations à l'ajout d'une voie supplémentaire de mesure a été de démontrer la capacité de FUHRI de démultiplier les voies de mesures. Avec un nombre suffisant de voies, il pourra alors être utilisé comme un diagnostic plasma permettant de remonter aux paramètres de température et de densité électronique. Les simulations atomiques permettent de prédire la taille et l'intensité de la zone émissive pour chaque raie d'un plasma à partir des conditions hydrodynamiques. Le système que l'on propose ici suit le chemin inverse : en partant des tailles de zones émissives et du rapport de l'intégral de l'intensité de plusieurs raies d'émission du plasma, on en déduirait ces paramètres. Plus le nombre de raies mesurées est grand, plus fiable sera la détermination des conditions hydrodynamiques. FUHRIx2 a été pensé comme un démonstrateur de ce principe, c'est pour cela qu'on a limité son nombre de voies simultanées à 2.

La distance entre les deux LZF dans leur plan crée une distance entre les deux images d'environ 15 mm. La caméra CCD utilisée lors de l'expérience précédente n'a qu'une zone de détection de 13,3 mm, il a donc été nécessaire de la remplacer avec une caméra CCD plus grande. On a choisi d'utiliser une caméra Princeton Instruments "PI-MTE In-Vacuum", avec un chip de 2048x2048 pixels de $13,5 \times 13,5 \mu\text{m}$. Tout au long de l'expérience, une filtration de MyAl ($2 \mu\text{m}$ / $0,15 \mu\text{m}$) et de $10 \mu\text{m}$ de Polypropylène a été utilisée pour protéger la lentille.

Afin d'améliorer la résolution du diagnostic, on a cherché à augmenter le grandissement de FUHRI, on s'est donc placé à $q = 4100$ mm, cela impose alors $p = 266,2$ mm et donne un grandissement théorique de $G = 15,4$.

FUHRIx2 a été déployé sur l'installation LULI2000 [66] en janvier 2016 lors de la campagne 15-PS-F8. On a utilisé un nouveau type de cibles dites "mixing" : CH/Al+Ti/CH. On a toujours les cibles dites "classiques" : CH/Al/CH/Ti/CH. Avec cette convention, le laser arrive toujours sur le côté gauche de la cible. Par exemple si l'on a une cible mixing CH($2 \mu\text{m}$)/Al-Ti($0,2 \mu\text{m}$)/CH($4 \mu\text{m}$), le laser arrive sur le CH($2 \mu\text{m}$) en premier. On définit pour une facilité de lecture les notations suivantes :

- CH(2 μm)/Al-Ti(0.2 μm)/CH(2 μm) : cible mixing type A
- CH(2 μm)/Al-Ti(0.2 μm)/CH(4 μm) : cible mixing type B
- CH(2 μm)/Al(0.2 μm)/CH(2 μm)/Ti(0.2 μm)/CH(2 μm) : cible classique type A
- CH(2 μm)/Al(0.2 μm)/CH(2 μm)/Ti(0.2 μm)/CH(5 μm) : cible classique type B

On avait observé avec FUHRI que la forme de la tâche focale avait une forte influence sur la forme et l'intensité de l'imagerie réalisée par FUHRI. Pour vérifier cette observation, on a voulu associer une imagerie à 4ω lors de l'expérience. Malheureusement il n'y a pas eu de résultats probants qui permettrait de confirmer ou d'infirmer cette observation.

10.4.2.1 Remarques sur la résolution

On distingue 3 configurations différentes pour les gammes spectrales de FUHRIx2 :

- Configuration Nominale (CN) : LZF-Al à 1850 ± 50 eV (Al He_β) et LZF-Ti à 4700 ± 50 eV (Ti He_α);
- Configuration Max (CM) : LZF-Al à 2050 ± 50 eV (Al Ly_β) et LZF-Ti à 4700 ± 50 eV (Ti He_α).

Dans la configuration CN, la résolution est optimale pour les deux voies. Le manque de temps n'a pas permis de mesurer à nouveau cette résolution. On supposera, pour les calculs, une résolution similaire à celle calculée pour FUHRI soit 3,8 μm . Cette valeur est sûrement sous-estimée par rapport à la valeur réelle, mais elle permet déjà une analyse semi-quantitative des résultats.

Pour la configuration CM, nous n'avons pas pu atteindre, pour des raisons de mécaniques, le couple de paramètre optimal. On a un écart $\Delta p = 2,3$ mm entre la valeur idéale et la valeur expérimentale. On peut estimer la dégradation de la résolution en utilisant la formule 10.7 et en se basant sur les mesures des résolutions effectuées à BESSY II : une différence de 2,3 mm sur la distance focale donne une différence de résolution de 1 μm . On trouve pour la résolution de la configuration CM $r_{CM} \approx 5,1$ μm .

On a résumé la résolution en fonction de la configuration dans le tableau ??.

Configuration	Raies observées	Résolution (μm)
CN	Al He_β et Ti He_α	3,8
CM	Al Ly_β	5,1

TABLE 10.10 – Résolution des différentes configurations.

10.4.2.2 Résultats

Les images se présentent toutes sous la même forme (figure 10.42) avec d'un côté la voie LZF-Ti, de l'autre la voie LZF-Al. Le décalage en hauteur est dû à la différence

d'angle d'incidence sur les MMC, respectivement 2° et 4° . On observe aussi une fraction du signal direct en bas de l'image.

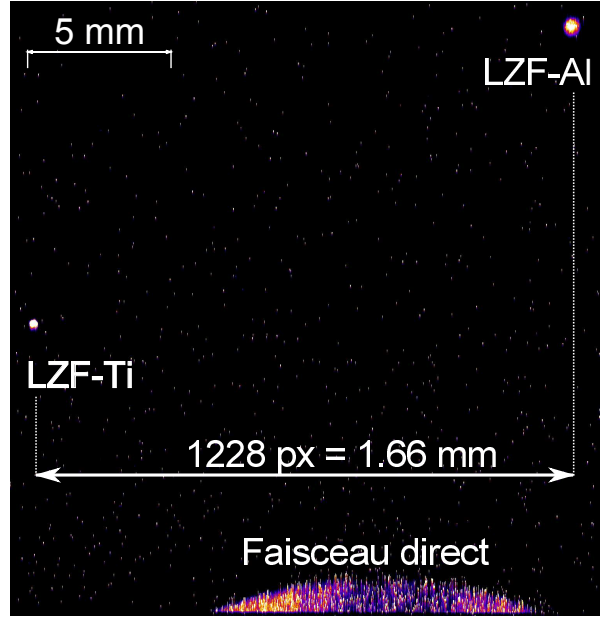


FIGURE 10.42 – Exemple de l'image d'un tir mesuré par FUHRIx2 pour une cible de type IBL mixing CH/Al-Ti/CH à $1,6 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^2$.

La méthode d'analyse des résultats est similaire à celle de l'expérience de 2015 : on va isoler l'image créée par chaque voie de FUHRIx2 et on va réaliser un ajustement de courbe à deux dimensions par une gaussienne. Cela va permettre d'estimer les LMH dans les deux directions.

Résultats sur la variation de l'enterrement des cibles

On a étudié l'effet de différents enterrements sur la taille des zones que l'on mesure pour les cibles classiques (figure 10.44). On observe alors que selon les raies, l'évolution des LMH est très différentes. En effet, pour la raie He_β de l'Al, il n'y a pas de différences significatives sur les tailles de la zone émissive entre les types A et B alors que pour la raie He_α du Ti, il y a une forte diminution de la taille lorsque l'enterrement est plus important. On n'a pas encore d'explication détaillée de ce phénomène. Cependant on propose ici une piste à explorer pour le comprendre. Pour cela, on va examiner deux spectres X de l'aluminium correspondant à deux enterrements (type A et type B) différents pour la même intensité laser. On présente sur la figure 10.43 ces spectres sans aucune normalisation. On peut faire l'observation que pour ces spectres, la raie He_β de l'Al ne bouge quasiment pas, alors qu'il y a une légère baisse de l'intensité de la raie $\text{Ly}_{\alpha\beta}$ entre les cibles de type A et celles de type B. Cela va dans le sens de notre observation avec FUHRIx2. Cependant ces observations restent à nuancer car on dispose de peu de tirs analysés, la répétabilité de ces mesures n'est donc pas assurée. De plus, l'analyse complète des résultats de la campagne est encore en cours, les remarques

que l'on peut faire sur ce comportement en sont encore au stade préliminaire. Cela a néanmoins le mérite de donner une direction d'analyse des résultats.

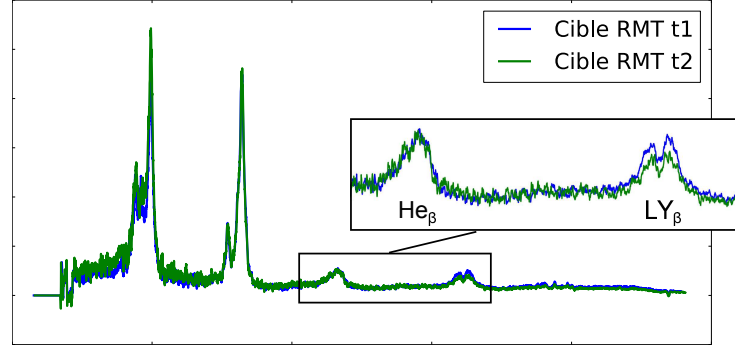


FIGURE 10.43 – Comparaison entre un spectre mesuré lors d'un tir sur une cible de type A (bleu) et lors d'un tir sur une cible de type B (vert).

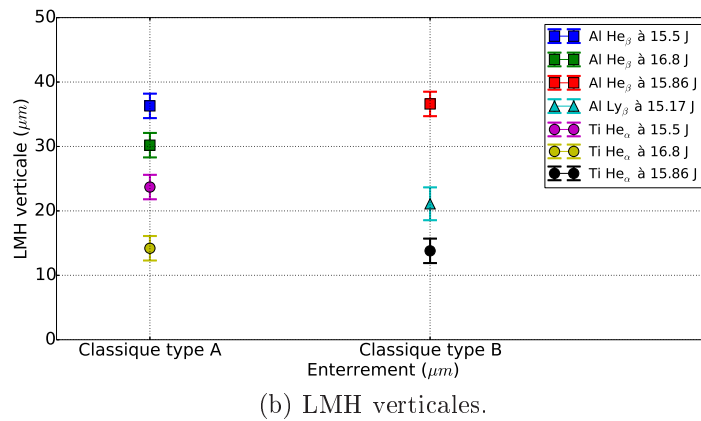
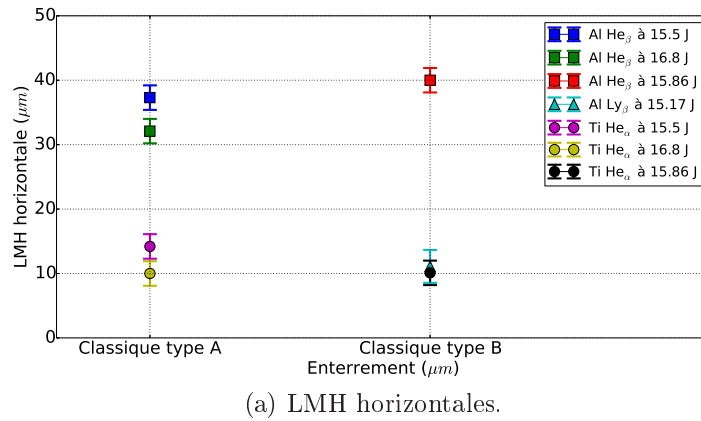
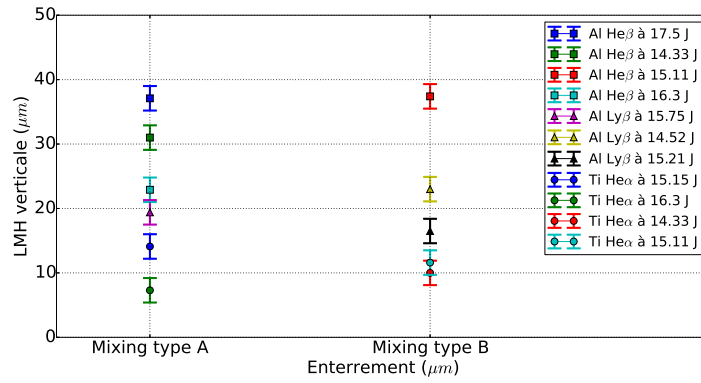


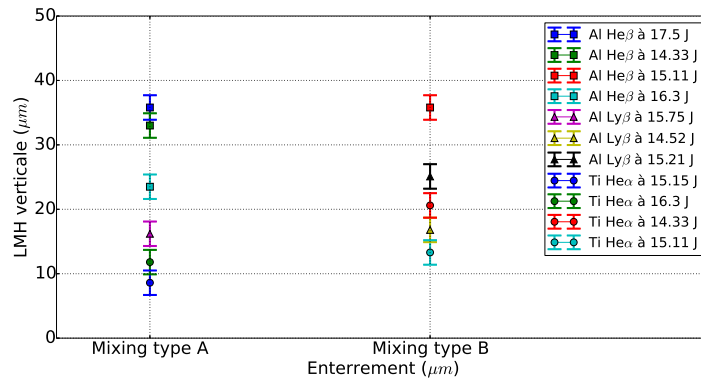
FIGURE 10.44 – Comparaison des LMH pour des cibles "classiques" pour différentes raies.

Les résultats sur les cibles "mixing" (figure 10.45) sont un peu différents. Cette fois-ci, taille de la zone émissive pour la raie $\text{He}\beta$ est nettement différente selon l'enterrement. Elles restent néanmoins dans le même ordre de grandeur que pour les cibles classiques.

La raie $\text{He}\alpha$ du Ti se comporte elle de la même façon que pour les cibles classiques. On observe aussi que la raie $\text{Ly}\beta$ de l'Al voit sa taille de zone émissive diminuer entre les cibles de type A et de type B.



(a) LMH horizontales.



(b) LMH verticales.

FIGURE 10.45 – Comparaison des LMH pour des cibles RMT mixing pour différentes raies.

Au final, on peut définir une hiérarchie des tailles de zone d'émission des raies que l'on a mesurées. Il est intuitif de supposer que pour une température électronique donnée, les zones de production des photons de plus faibles énergies vont être plus étendues que pour des photons à haute énergie. On s'attend donc à avoir : $S(\text{Ti} - \text{He}\alpha) > S(\text{Al} - \text{Ly}\beta) > S(\text{Al} - \text{He}\beta)$. Si l'on reprend les figures précédentes, on remarque que cette affirmation est vraie.

10.4.2.3 Conclusions

On a donc montré qu'on était capable, avec FUHRIx2, de mesurer des tailles de zones émissives avec une résolution inférieure à $5\text{ }\mu$ pour deux longueurs d'onde simultanément. On a aussi vu qu'il a été possible de changer la longueur d'onde que l'on regardait d'un tir à l'autre grâce aux MMC. Cependant ce changement de paramètre a induit une dégradation de la résolution que l'on a su quantifier grâce à la métrologie qu'on a réalisée au préalable. On peut voir que le bloqueur d'ordre 0 a eu un effet positif sur la mesure de la taille des zones émissives puisqu'on est passé, pour la raie $\text{He}\beta$ de l'Al, de LMH inférieures à $30\text{ }\mu\text{m}$ avec FUHRI à des LMH supérieurs pour FUHRIx2. Il sera cependant nécessaire de réaliser une analyse plus poussée pour pouvoir interpréter les résultats obtenus, notamment en les couplant aux résultats des autres diagnostics.

Cette expérience pose les bases de l'utilisation des futures versions de FUHRIx2 comme diagnostic plasma. Il est possible, grâce à des codes de cinétique atomique, d'estimer les tailles de zones d'émission des différentes raies. En comparant ces tailles calculées avec les résultats expérimentaux, on serait alors capable de remonter à des paramètres hydrodynamiques. Si l'on s'intéresse à l'intégrale du signal d'une image FUHRIx2, on peut supposer qu'on pourrait obtenir les rapports d'intensités des différentes raies.

Cela dit, on est encore loin de cette utilisation de FUHRIx2 car de nombreuses études sont encore à mener avant d'en arriver là. La plus importante est une étude qui consisterait à reproduire les spectres d'émission avec un code de cinétique atomique pour déterminer les tailles de zones émissives théoriques et de comparer ces dernières aux résultats de FUHRIx2. Il faudra aussi calculer les rapports des intégrales de l'intensité du signal de ce dernier et voir s'ils correspondent aux rapports d'intensité des raies correspondantes. Il sera nécessaire de pouvoir reproduire à l'identique les résultats que l'on a présentés pour valider la répétabilité du diagnostic.

CHAPITRE 11

APPLICATION DES LZF AU LASER MEGAJOULES (LMJ)

La réussite de FUHRI sur les expériences réalisées au LULI2000 a motivé le lancement d'un projet de microscope utilisant LZF pour une utilisation sur le LMJ.

Il a été décidé de tester les LZF sur un diagnostic déjà existant sur le LMJ [68] (DP1) afin d'imager des électrons provenant d'un plasma de Ti autour d'une énergie de 4,7 keV. Ce dernier est composé de 8 voies réalisant une imagerie grâce à des microscopes de Kirkpatrick-Baez et de 4 voies sténopés.

On a remplacé la partie comprenant les 4 sténopés par un système de 4 LZF identiques, que l'on appellera multi-LZF. Ces dernières auront le même rôle que les sténopés avec en théorie une meilleure ouverture et une meilleure résolution. Les performances demandées ont été présentées dans le paragraphe 9.2.

On va présenter dans ce chapitre le calcul des caractéristiques des LZF utilisées à partir des contraintes expérimentales d'une telle installation.

11.1 Les contraintes géométriques

Le diagnostic étant déjà présent sur le LMJ, les distances cible-LZF (p) et LZF-détecteur (q) sont imposées. Comme on peut le voir sur la figure 11.1, on a $p = 597,5$ mm et $q = 2681$ mm soit un grandissement $G = 4,5$. En reprenant la formule 9.26, cela impose donc une distance focale, sans tenir compte de la différence de hauteur, pour les LZF de $f = 488,6$ mm.

On présente sur la figure 11.2 la géométrie des sténopés déjà en place. Les centres des LZF doivent être placés aux mêmes endroits que ceux des sténopés afin que les images soient formées aux mêmes positions. On voit que les centres sont séparés l'un de l'autre

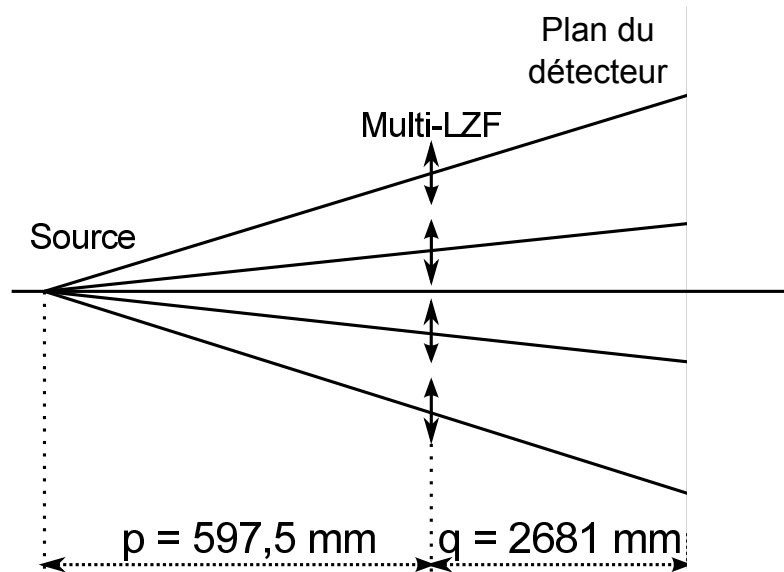


FIGURE 11.1 – Schéma du positionnement des LZF par rapport à la source et au détecteur.

de 15,4 mm. Cela signifie que les rayons des LZF ne pourront pas excéder 7 mm.

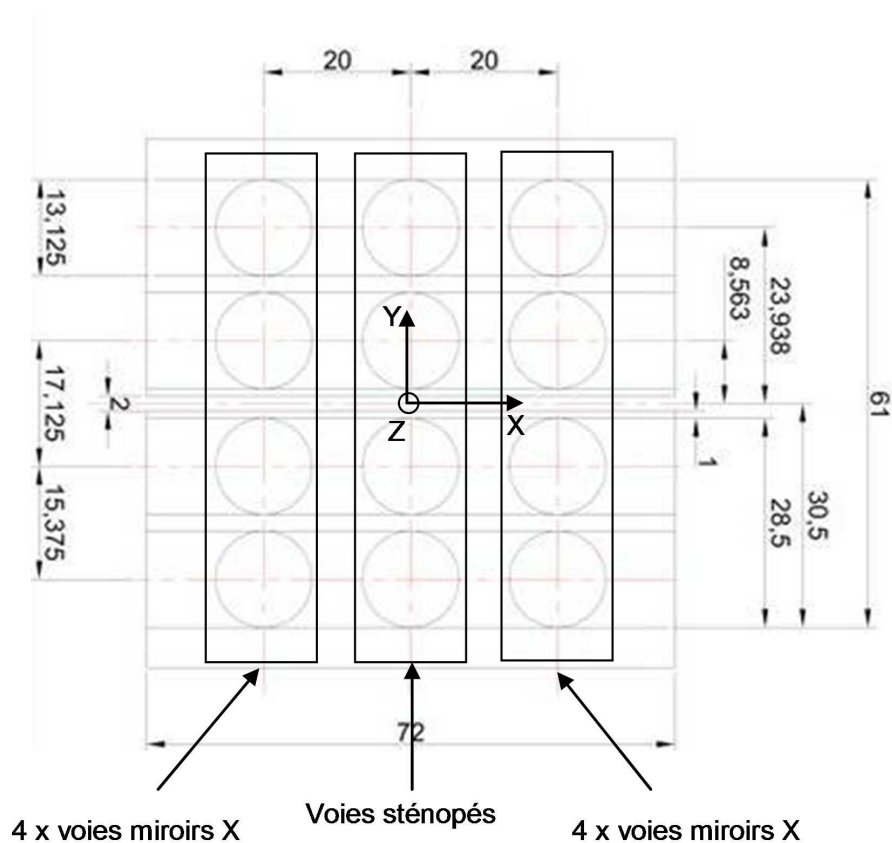


FIGURE 11.2 – Géométrie des voies de mesures du DP1, les LZF remplaceront les sténopés situés dans l'axe centrale. Les distances sont données en mm.

11.2 Calcul des caractéristiques des LZF

Les quatre LZF seront strictement identiques, on ne présente les calculs que pour une seule. Connaissant la longueur d'onde ($E = 4,7 \text{ keV}$, $\lambda = 0,264 \text{ nm}$) et la distance focal pour l'ordre 1 f , on peut alors calculer le premier rayon de la LZF avec la formule 9.21 : $R_1 = 11,3 \text{ }\mu\text{m}$.

On a choisi d'imposer la taille du dernier anneau des lentilles (Δr_n) à 200 nm qui permet d'atteindre de bonnes résolutions tout en limitant le coût de la multi-LZF. On calcule alors un nombre de zones $N = 806$ et donc le diamètre de la LZF vaut $D = 2R_n = 644,45 \text{ }\mu\text{m}$.

Le dernier paramètre à fixer est l'épaisseur de la couche d'or qui va former les anneaux des LZF. Ce dernier a été déterminé grâce au même code python utilisé dans la partie précédente et vaut $e = 0,88 \text{ }\mu\text{m}$. L'efficacité de cette épaisseur est présentée sur la figure 11.3. Elles possèdent toutes un bloqueur d'ordre 0 au centre d'un diamètre de $200 \text{ }\mu\text{m}$ et d'une épaisseur de $3 \text{ }\mu\text{m}$. On verra par la suite qu'une épaisseur de $10 \text{ }\mu\text{m}$ aurait été plus judicieuse pour ce dernier.

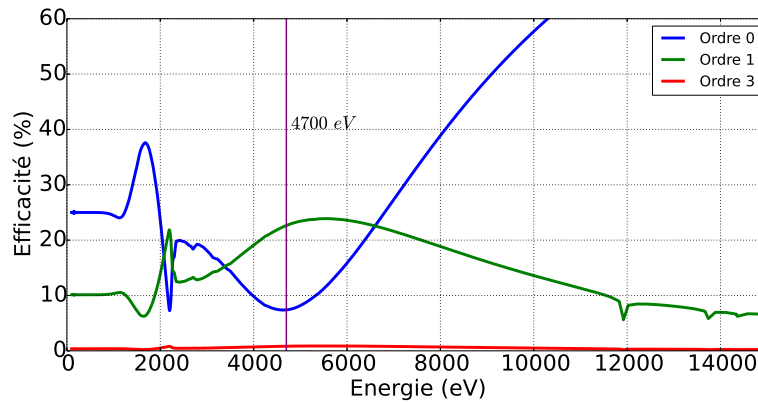


FIGURE 11.3 – Efficacité théorique d'une LZF avec une épaisseur $e = 0,88 \text{ }\mu\text{m}$ d'Au.

La différence de la distance δp due à l'angle d'attaque ($\theta_{a,max}$) des lentilles les plus excentrées peut être calculée puisqu'on connaît la hauteur de ces dernières ($10,5 \text{ mm}$). Celle-ci vaut $\delta p = 0,1 \text{ mm}$. Cette variation est très faible et peut donc être négligée.

11.3 Photométrie

On a réalisé une étude photométrique pour un spectre de titane (Ti) disponible sur la figure 11.4, afin de sélectionner la raie à 4749 eV , un filtre de Ti a été ajouté. On a aussi représenté l'efficacité d'un filtre d'or de $10 \text{ }\mu\text{m}$, les efficacités de la LZF et la sensibilité

du détecteur. On voit bien que l'efficacité de l'ordre 1 est supérieure à celle de l'ordre 0 dans la gamme de longueur d'onde 4 keV - 6 keV, là où il y a des raies d'émission du Ti. On peut alors tracer les spectres théoriques de l'ordre 0, de l'ordre 1 et de l'ordre 0 qui passe à travers le bloqueur d'ordre 0 qui a une épaisseur de 3 μm d'or sur la figure 11.5. L'ordre 1 a une intensité plus grande que l'ordre 0 d'un facteur environ égal à 3. De même, le bloqueur d'ordre 0 a réduit d'un facteur 100 le spectre le traversant ce qui semble être suffisant.

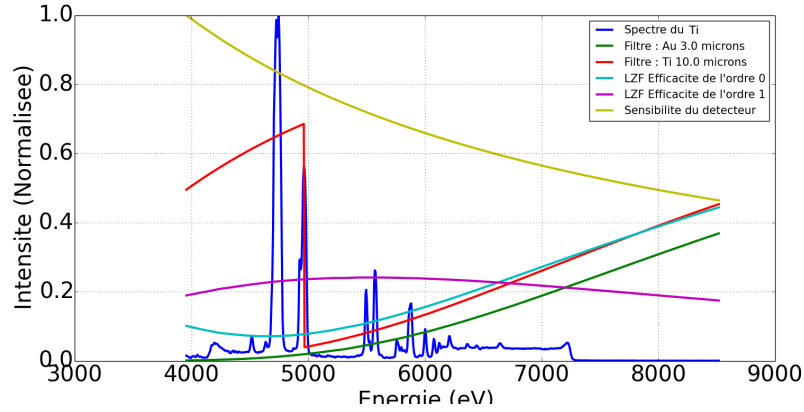


FIGURE 11.4 – Comparaison entre un spectre de Ti (bleu), la transmission d'un filtre de 3 μm de Au (vert) et de 10 μm de Ti (rouge), l'efficacité de la LZF à l'ordre 0 (cyan) et 1 (violet) et la sensibilité du détecteur (jaune).

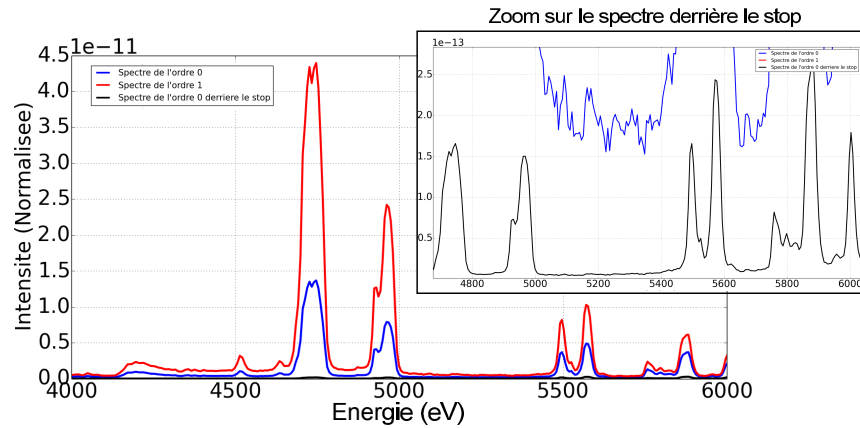


FIGURE 11.5 – Comparaison entre un spectre mesuré par le détecteur de l'ordre 0 (bleu), l'ordre 1 (rouge) et l'ordre 0 traversant le stop (noir).

11.4 Résultats et conclusions

Le multi-LZF a été implémenté sur le LMJ en novembre 2015, on ne peut pas présenter les images obtenues, mais on peut les présenter schématiquement (figure 11.6).

On a remarqué que l'ordre 0 est très important et empêche de distinguer correctement l'ordre 1. Le bloqueur d'ordre 0 n'a pas marché.

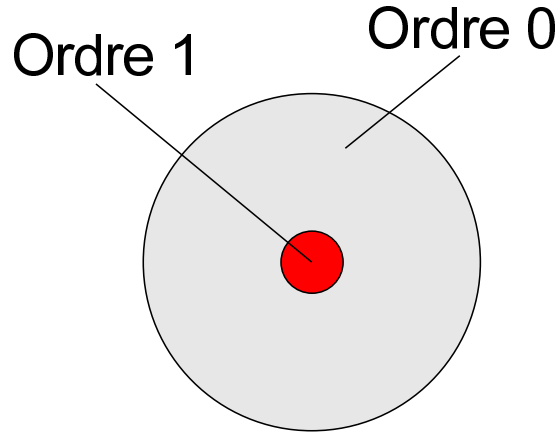


FIGURE 11.6 – Représentation schématique des résultats obtenus lors de tirs au LMJ.

On explique cela par une erreur de dimensionnement du bloqueur de notre part. Tout d'abord si l'on trace l'absorption de la couche d'or du bloqueur d'ordre 0 (figure 11.7), on voit que les photons de l'ordre 0 avec une énergie supérieure à 5 keV vont traverser le stop et vont venir se superposer au signal d'ordre 1. Ensuite, la source que l'on image à une taille approximative de 1 mm, l'image de cette source dans le plan détecteur sera de $G * 1$ mm soit 4,5 mm. Or l'ombre du stop sera elle approximativement de l'ordre de $G * 200$ μm soit presque 0,9 mm, cela veut dire que toute la partie extérieure de l'image sera noyée d'ordre 0.

On pouvait s'attendre à ce résultat car, comme dit dans le paragraphe 9.6.5, pour qu'une LZF fonctionne correctement, il est nécessaire que la taille de la source soit inférieure à celle de la lentille ce qui n'est pas le cas ici.

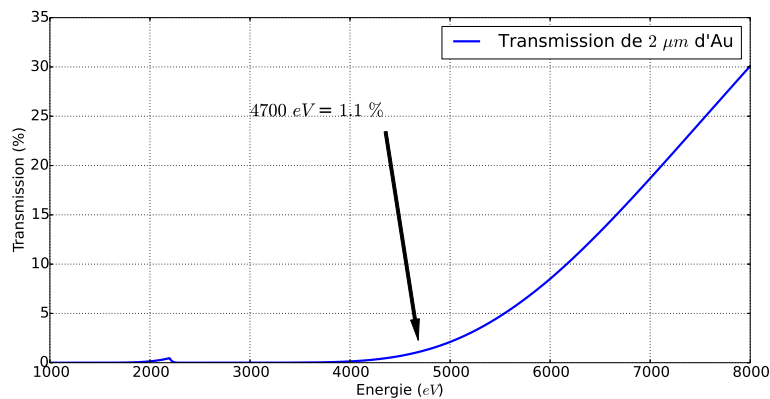


FIGURE 11.7 – Transmission de 3 μm d'or.

En conclusion, si l'on souhaite utiliser des LZF pour le LMJ, il sera nécessaire

d'augmenter l'épaisseur et le diamètre du stop. Cela impliquera entre autre d'augmenter la taille de la lentille pour avoir un flux suffisant. Un exemple de dimensionnement de LZF qui pourrait fonctionner est donné dans le tableau 11.1. La principale limitation technologique vient ici de la taille de la dernière zone qui, actuellement, ne peut être plus petite que 50 nm.

Énergie d'optimisation (E)	4700 eV (0,26 nm)
Distance focale (f) (à 4700 eV)	488,6 mm
Épaisseur (ϵ)	0,88 μm
Taille du premier rayon (R_1)	11,3 μm
Taille de la dernière zone (ΔR_n)	50 nm
Nombre de zones (N)	12769
Diamètre de la lentille (ϕ)	2,55 mm
Materiel	Or
Diamètre du bloqueur d'ordre 0	1 mm
épaisseur du bloqueur d'ordre 0	supérieure à 10 μm

TABLE 11.1 – Caractéristiques d'une LZF optimisée pour fonctionner à 4700 eV.

Quatrième partie

Conclusion et perspectives

11.5 conclusion

Le lien entre les expériences de spectroscopie et les modèles théoriques sont très étroits et il est nécessaire d'avoir un transfert d'information permanent entre ces deux domaines. La mesure et l'étude des spectres, qu'ils soient d'émission ou d'absorption, permet d'apporter des informations complémentaires aux théoriciens pour que ces derniers puissent valider leurs modèles ou les réajuster en conséquence. Une fois ces codes assez affinés, ils peuvent être utilisés pour déterminer très précisément les paramètres hydrodynamiques tels que la température électronique, la densité électronique ou encore la taille de la zone d'émission du plasma étudié. Et ainsi de suite...

Cette thèse s'est inscrite dans la continuité du travail présenté dans la thèse de A.-C. Bourgaux sur l'étude de l'émission X de plasmas chauds et denses créés par laser à partir de cibles solides composées d'éléments de numéro atomique moyen à élevé : Nobium (Nb, $Z = 41$), Tantale (Ta, $Z = 73$), Tungstène (W, $Z = 74$). Ces études ont permis de mettre en place une procédure pour ce type d'expériences qui a servi de base pour l'étude de l'émission X d'autres éléments. Elles ont permis, entre autres, l'optimisation du diamètre des cibles que l'on a utilisées ce qui était censé améliorer le caractère mono-dimensionnel de la détente hydrodynamique du plasma.

Lors de nos expériences au LULI2000 (LULI), on s'est intéressé à l'émission de couche L d'un plasma HETL composé d'un élément avec un Z moyen (Br, $Z = 35$) et l'émission de couche K pour un plasma d'Al créée par une impulsion laser (10^{13} - 10^{14} W · cm⁻²). Ce type de plasma est difficile à caractériser et est donc mal connu. On a montré que l'on arrivait à avoir des mesures indépendantes de la densité électronique reproductibles. On a même comparé les résultats de cette expérience avec un diagnostic d'ombroscopie réalisé sur une expérience identique quelques années auparavant toujours avec le même accord. L'estimation de la température électronique à quant à elle été réalisée avec un seul diagnostic; ces résultats n'ont donc pas pu être validés par une mesure annexe. Les simulations hydrodynamiques à une dimension réalisées avec MULTI ont montré qu'on arrivait à reproduire, avec une marge d'erreur acceptable, les gradients de densité électronique et de température électronique longitudinaux.

Dans le cas de l'Al, on a pu reproduire, que ce soit avec les simulations *oneshot* ou *post-processing*, assez correctement les rapports d'intensité de la raie Ly $_{\alpha}$ avec ses satellites, mais pas ceux des raies provenant des raies auto-ionisantes Al XI(3p-1s). Dans le cas du KBr, quasiment aucun rapport de d'intensité de raie n'a pu être reproduit correctement. L'explication la plus probable est que lors des simulations hydrodynamiques, on ne tient pas du tout compte de l'évolution transversale des paramètres hydrodynamiques. Or les mesures de l'interféromètre et les simulations 2D réalisées avec DUED ont montré que pour la densité électronique, ces gradients n'étaient pas négligeables. Afin de rendre compte de ces gradients, nous avons réalisé une simulation *post-processing* pour l'Al d'une coupe transversale d'une simulation DUED. On n'a pas pu effectuer le même travail pour le KBr par manque de temps. Cette fois-ci on a

remarqué que les rapports d'intensité entre la raie Ly_α et ses satellites n'étaient plus bien reproduits alors que ceux des raies de l'Al XI (3p-2s et 3p-2p) l'étaient. L'intérêt d'utiliser des simulations 1D est de permettre des calculs rapides ; cependant on a vu que dans les conditions expérimentales présentées, il n'était pas pertinent de les utiliser pour calculer les spectres d'émissions X.

Ces conclusions nous ont amenés à réduire la durée de l'impulsion laser pour limiter l'expansion hydrodynamique du plasma à une seule dimension. Cela a eu comme conséquence de nous amener à changer de gamme de longueur d'onde à étudier. On souhaite obtenir un plasma HETL plus homogène et qui pourra, en théorie, être décrit plus aisément avec des simulations hydrodynamiques 1D. Pour valider cette méthode, nous avons réalisé une expérience sur l'installation laser ELFIE (LULI) avec une intensité laser comprise entre $2 \cdot 10^{15}$ et $2 \cdot 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ avec des cibles d'Al et de C. On a choisi une géométrie particulière de ces cibles afin de n'avoir une expansion que dans la direction longitudinale et qui devrait permettre de limiter les gradients transversaux.

On a montré qu'on avait réussi à avoir une configuration expérimentale permettant de minimiser les gradients transversaux de densité électronique. De plus, lors de l'expérience précédente, on a vu sur les simulations que la température électronique variait peu dans cette direction. Les cibles d'Al avaient été dimensionnées pour une expérience différente et n'ont pas permis d'avoir une mesure des spectres d'émission satisfaisants. Par contre, on a pu observer plusieurs raies d'émission de couche K du C et pour ces dernières des simulations *one shot* ont suffi à reproduire assez fidèlement ces spectres. Cela prouve donc qu'on a réussi à créer un plasma HETL homogène dont l'évolution des paramètres hydrodynamiques peut être reproduit par une simulation hydrodynamique à une dimension.

Comme on a pu le voir, il est important d'avoir des mesures indépendantes des paramètres hydrodynamiques lors des études spectroscopiques de plasmas HETL. C'est pourquoi il est important de développer de nouveaux diagnostics plasma de plus en plus performants. Dans cette optique, il a été décidé d'étudier le potentiel de l'utilisation des LZF dans un diagnostic d'imagerie X quasi-monochromatique à haute résolution spatiale. Cette étude a deux objectifs avoués : tout d'abord développer un nouvel outil pour les expériences d'interaction laser-matière, ensuite permettre l'étude de la faisabilité des LZF sur une installation du type LMJ.

Un premier jeu de spécification a été retenu pour le développement d'un nouveau diagnostic d'imagerie X : résolution de $5 \mu\text{m}$, champ supérieur à $500 \mu\text{m}$, gamme spectrale de 100 eV. On a donc conçu le diagnostic FUHRI utilisant des LZF afin de réaliser une imagerie X quasi-monochromatique à haute résolution spatiale. La métrologie des éléments optiques de FUHRI a été réalisée sur des installations synchrotron (BESSY II, SOLEIL) et laser (EQUINOX). On a pu mesurer la résolution intrinsèque de la LZF à la fois avec une source monochromatique ($\approx 2 \mu\text{m}$) et une source étendue expérimentale ($\approx 5,2 \mu\text{m}$). On a pu étudier l'évolution de la résolution de la LZF selon la distance focale et ainsi définir une profondeur de champ ($\approx 1 \mu\text{m}$). On a aussi pu observer qu'il y avait une évolution de la résolution selon l'énergie et qu'on pouvait définir une énergie optimale de fonctionnement. La bande passante de 92 eV du MMC a pu être confirmée

par la mesure de sa réflectivité.

On a déployé FUHRI pour la première fois sur une expérience d'interaction laser-matière au LULI2000 pour mesurer la taille de la zone d'émission pour des cibles d'Al. La résolution du diagnostic a été mesurée à une valeur de $3,8 \pm 0,6 \text{ } \mu\text{m}$ pour un champ de quelques centaines de microns. Ces performances répondent à la plupart des spécifications et valident donc notre diagnostic. Malgré le bon fonctionnement du diagnostic, quelques défauts ont été notés et devront être soumis à modifications. On a fait évoluer ce diagnostic en ajoutant une voie de mesure supplémentaire pour pouvoir mesurer simultanément deux longueurs d'ondes différentes. On a donc fait fabriquer deux LZF gravées sur un même support dont les centres étaient séparés l'un de l'autre d'un millimètre. De plus, l'ordre 0 étant très présent lors de l'expérience précédente, nous avons ajouté un bloqueur d'ordre 0 au centre de nos deux lentilles. Ce diagnostic, appelé FUHRix2, a montré l'accordabilité d'un système composé d'une LZF et d'un miroir MMC : il a été possible de changer de longueur d'onde d'un tir à l'autre sur une même campagne avec peu ou pas de dégradation de la résolution spatiale. On a mesuré des tailles de zones émissives différentes pour des longueurs d'onde différentes, ce qui tend à prouver que la sélection spectrale que l'on a réalisée avec les MMC est correcte. L'étude complète des résultats n'ayant pas encore été faite, nous ne pouvons pas encore donner une interprétation des résultats même si ceux-ci semblent prometteurs.

Au vu des bonnes performances des LZF, nous avons décidé de tester leur utilisation sur le LMJ en lieu et place de sténopés. Les résultats que nous avons alors obtenus ont été assez décevants. La principale cause de cette déception vient du fait que les LZF aient été mal dimensionnées pour des plasmas créés au LMJ. Ces derniers sont de tailles millimétrique et donc plus grand que les LZF, ce qui sort des paramètres limites d'utilisation de celles-ci. Cette expérience nous a donc permis de définir un dimensionnement idéal si l'on souhaite réutiliser des LZF au LMJ.

11.6 Perspectives

Que ce soit dans l'étude spectroscopique ou dans le développement de FUHRI, il y a de nombreuses questions auxquelles on doit encore répondre.

Tout d'abord, lors de l'étude de l'émission de couche L du Br, on a donné une piste d'exploration pour expliquer les raisons pour lesquelles on n'a pas réussi à reproduire ces spectres par des calculs de cinétique atomique : la prise en compte des effets de refroidissement à 2D et donc des gradients transversaux. Actuellement, il n'existe pas d'interface entre les codes DUED et SPECT3D. Il serait intéressant de pouvoir en réaliser une pour permettre de confirmer si l'hypothèse que l'on a formulée suffirait à expliquer les différences que l'on trouve entre le spectre et nos simulations. Et si ce n'est pas le cas trouver les autres causes qui pourraient l'expliquer. Une fois qu'on aura conclu cette étude sur l'émission du KBr, il serait alors intéressant de se pencher sur son

absorption dans le même domaine d'énergie.

Suite à l'expérience qui a permis de démontrer qu'on était capable de créer un plasma quasi-homogène sur l'installation laser ELFIE, il est prévu de réaliser en octobre 2016 une expérience similaire mais cette fois ci avec un plasma HETL de KBr. L'expérience précédente nous a permis d'améliorer le design des cibles : d'irradier simultanément une cible de KBr et une cible d'Al toutes deux de forme rectangulaire. L'objectif est encore une fois de réaliser une mesure indépendante des diagnostics hydrodynamiques de ce plasma afin de très bien le caractériser simultanément à une mesure du spectre d'émission de la couche K pour l'Al et la couche L pour le KBr. Suite aux résultats du FDI et au changement de gamme spectrale, on a dû changer certains diagnostics : le spectromètre sera du type Von Hamos, le FDI a été supprimé et on a ajouté à la place deux sténopés avec des filtres de Ross.

On a démontré les performances et l'utilité de FUHRI comme imageur X quasi-monochromatique à haute résolution spatiale. Cependant, il est encore possible d'aller plus loin avec ce diagnostic. Il est possible d'ajouter une caméra CBF pour obtenir une résolution temporelle au diagnostic (en réduisant la mesure à une dimension). Cela permettrait de comparer en parallèle l'évolution de la taille de la zone d'émission avec les autres paramètres hydrodynamiques ce qui permettrait de valider un lien entre les deux. Ensuite, une étude plus poussée est nécessaire pour utiliser remonter à la température électronique et à la densité électronique à partir de FUHRIx2. On a montré au cours de cette thèse qu'il y avait des similarités entre l'évolution de la taille de la zone d'émission et celle du spectre d'émission de l'Al. Cependant, l'analyse complète des données n'a pas encore été réalisée et sera nécessaire pour parvenir à une conclusion rigoureuse. Il est aussi possible d'augmenter encore le nombre de voies pour pouvoir observer plus de raies différentes et donc obtenir un échantillonnage plus élevé des rapports d'intensité de ces raies. Comme on a pu le voir durant notre étude spectroscopique, un seul rapport d'intensité de raie ne peut pas suffire à conclure sur les conditions hydrodynamiques d'un plasma. Multiplier le nombre de voies revient donc à augmenter la précision du diagnostic et permettre une comparaison plus aisée avec les spectres d'émissions.

La mise en place des LZF sur le LMJ a mis en évidence les limites de ces dernières lors de ce type d'expérience. Cela nous a permis de mieux comprendre le fonctionnement de ces optiques et de proposer des alternatives pour les futurs diagnostics qui seront développés pour le LMJ.

Bibliographie

- [1] National Nuclear Data Center (nndc). Energie de liaison en fonction du nombre de masse. <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [2] Richard F. Post. Controlled fusion research—an application of the physics of high temperature plasmas. *Rev. Mod. Phys.*, 28 :338–362, Jul 1956.
- [3] J D Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 70(1) :6, 1957.
- [4] J. M. Rax. *Physique des Tokamaks*. les Éd. de l'École polytechnique, 2011.
- [5] G. Laval. *L'Energie bleue : une histoire de la fusion nucléaire*. Odile Jacob Collection Sciences, 2007.
- [6] R. Arnoux et J. Jacquinot. *Iter le chemin des étoiles*. Edisud Col. Energies alternatives, 2006.
- [7] I. García J.M. Del Río T. Rummel E. Jauregi, D. Ganuza. Power supply of the control coils of wendelstein 7-x experiment. *Fusion Engineering and Design*, 58–59 :79 – 86, 2001.
- [8] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, and J. Oreg. Hullac, an integrated computer package for atomic processes in plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 71(2–6) :169 – 188, 2001. Radiative Properties of Hot Dense Matter.
- [9] J. Howell. Monte carlo method in radiative heat transfer. *Journal of Heat Transfer*, 120 :547–560, 1998.
- [10] Dan Winske, Lin Yin, Nick Omid, Homa Karimabadi, and Kevin Quest. *Hybrid Simulation Codes : Past, Present and Future—A Tutorial*, pages 136–165. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [11] R. D. Cowan. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. 1981.
- [12] D. Salzman. *Atomic Physics in Hot Plasmas*. 1998.
- [13] H. R. Griem. *Phys. Rev.*, 131 :1170, 1963.
- [14] H. R. Griem. *Spectral Line Broadening by Plasmas*. 1974.
- [15] W. L. Kruer. *The physics of laser plasma interactions*. 2003.
- [16] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn. Multi — a computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49(3) :475 – 505, 1988.
- [17] R. Ramis, K. Eidmann, J. Meyer ter Vehn, and S. Hüller. Multi-fs – a computer code for laser–plasma interaction in the femtosecond regime. *Computer Physics Communications*, 183(3) :637 – 655, 2012.

-
- [18] *SESAME : THE LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY EQUATION OF STATE DATABASE.*
 - [19] R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young, and G. B. Zimmerman. A new quotidian equation of state (qeos) for hot dense matter. *Physics of Fluids*, 31(10), 1988.
 - [20] L. Spitzer and R. Härm. Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas. *Physical Review*, 89 :977–981, March 1953.
 - [21] *Physics of Fully Ionized Gases : Second Revised Edition.*
 - [22] Y. T. Lee and R. M. More. An electron conductivity model for dense plasmas. *Physics of Fluids*, 27 :1273–1286, May 1984.
 - [23] H. Brysk, P. M. Campbell, and P. Hammerling. Thermal conduction in laser fusion. *Plasma Physics*, 17 :473–484, June 1975.
 - [24] K. Eidmann. Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas. *Laser and Particle Beams*, 12 :223, 1994.
 - [25] Stefano Atzeni. 2-d lagrangian studies of symmetry and stability of laser fusion targets. *Computer Physics Communications*, 43(1) :107 – 124, 1986.
 - [26] S. Atzeni, A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, D. Del Sarto, T.V. Liseykina, A. Macchi, and F. Pegoraro. Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas. *Computer Physics Communications*, 169(1–3) :153 – 159, 2005. Proceedings of the Europhysics Conference on Computational Physics 2004CCP 2004Europhysics Conference on Computational Physics 2004.
 - [27] Ludovic Lecherbourg. *X-ray ultra-fast absorption spectroscopy to study the matter in transient regime.* Theses, Ecole Polytechnique X, December 2007.
 - [28] Dustin H. Froula, Siegfried H. Glenzer, Neville C. Luhmann, and John Sheffield. In *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation (Second Edition)*. Academic Press, Boston, second edition edition, 2011.
 - [29] Jean-Raphael Marques. *Creation de plasmas homogenes pour l’excitation d’ondes plasma relativistes par battement d’ondes laser.* PhD thesis, Paris XI, 1992.
 - [30] Anaïs Castan. *laser pulses propagation in under dense plasma and proton radiography numerical modelling.* Theses, Université Paris-Saclay, January 2016.
 - [31] I. H. Hutchinson. *Principle of plasma diagnostics.* 2002.
 - [32] S. R. Sanderson. Simple, adjustable beam splitting element for differential interferometers based on photoelastic birefringence of a prismatic bar. *Review of Scientific Instruments*, 76(11), 2005.
 - [33] Matthew M. Biss, Gary S. Settles, Matthew E. Staymates, and Simon R. Sanderson. Differential schlieren-interferometry with a simple adjustable wollaston-like prism. *Appl. Opt.*, 47(3) :328–335, Jan 2008.
-

-
- [34] V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, and F. Amiranoff. Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets. *Review of Scientific Instruments*, 71(6), 2000.
 - [35] V. Dervieux, B. Loupiau, S. Baton, L. Lecherbourg, K. Glize, C. Rousseaux, C. Reverdin, L. Gremillet, C. Blancard, V. Silvert, J.-C. Pain, C.R.D. Brown, P. Allan, M.P. Hill, D.J. Hoarty, and P. Renaudin. Characterization of near-lte, high-temperature and high-density aluminum plasmas produced by ultra-high intensity lasers. *High Energy Density Physics*, 16 :12 – 17, 2015.
 - [36] T A Hall. A focusing x-ray crystal spectrograph. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 17(2) :110, 1984.
 - [37] E. Martinolli, M. Koenig, J. M. Boudenne, E. Perelli, D. Batani, and T. A. Hall. Conical crystal spectrograph for high brightness x-ray $k\alpha$ spectroscopy in subpicosecond laser–solid interaction. *Review of Scientific Instruments*, 75(6), 2004.
 - [38] L. V. Hámos. Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren. I. Geometrisch-optische Betrachtungen. *Annalen der Physik*, 409 :716–724, 1933.
 - [39] Frédéric Pérez. *Study of suprathermal electron transport in solid or compressed matter for the fast-ignitor scheme*. Theses, Ecole Polytechnique X, November 2010.
 - [40] Virginie Nagels-Silvert. *Spectroscopie X de plasmas hors équilibre thermodynamique*. Theses, Ecole Polytechnique X, September 2004.
 - [41] Yurchak Roman. *Experimental and numerical study of accretion-ejection mechanisms in laboratory astrophysics*. Theses, Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, November 2015.
 - [42] Bourgaux Anne-Claire. *EMISSION X DE PLASMAS CHAUDS HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL CREEES PAR LASER*. Theses, Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique, October 2015.
 - [43] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry, and Rodney J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. *Physics of Plasmas*, 1(5), 1994.
 - [44] J.-Ph. Champeaux, Ph. Troussel, B. Villier, V. Vidal, T. Khachroum, B. Vidal, and M. Krumrey. Development and realization of non-periodic w/si multilayer mirrors for 5–14 kev x-ray plasma diagnostic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(3) :687 – 694, 2007.
 - [45] F. Bridou, F. Delmotte, Ph. Troussel, and B. Villette. Design and fabrication of x-ray non-periodic multilayer mirrors : Apodization and shaping of their spectral response. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 680 :69 – 74, 2012.
-

-
- [46] Noël Fleurot, Claude Cavailler, and J.L. Bourgade. The laser mégajoule (lmj) project dedicated to inertial confinement fusion : Development and construction status. *Fusion Engineering and Design*, 74(1–4) :147 – 154, 2005. Proceedings of the 23rd Symposium of Fusion TechnologySOFT 23.
 - [47] A. Casner, T. Caillaud, S. Darbon, A. Duval, I. Thfouin, J.P. Jadaud, J.P. LeBreton, C. Reverdin, B. Rosse, R. Rosch, N. Blanchot, B. Villette, R. Wrobel, and J.L. Miquel. Lmj/petal laser facility : Overview and opportunities for laboratory astrophysics. *High Energy Density Physics*, 17, Part A :2 – 11, 2015. Special Issue : 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics.
 - [48] A. Fresnel. *Œuvres complètes d’Augustin Fresnel : Phares et appareils d’éclairage*.
 - [49] Rabah Benbalagh, Jean-Michel André, Robert Barchewitz, Philippe Jonnard, Gwénaëlle Julié, Laurent Mollard, Guy Rolland, Christian Rémond, Philippe Troussel, Rémy Marmoret, and Elena O. Filatova. Lamellar multilayer amplitude grating as soft-x-ray bragg monochromator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 541(3) :590 – 597, 2005.
 - [50] H. Maury, F. Bridou, Ph. Troussel, E. Meltchakov, and F. Delmotte. Design and fabrication of supermirrors for (2–10 keV) high resolution x-ray plasmas diagnostic imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 621(1–3) :242 – 246, 2010.
 - [51] Rabah Benbalagh, Jean-Michel André, Robert Barchewitz, Marie-Françoise Ravet, Alain Raynal, Frank Delmotte, Françoise Bridou, Gwaénäelle Julié, Alain Bosseboeuf, René Laval, and Philippe Troussel. Fabrication and characterization of a mo/si multilayer monochromator with a narrow spectral bandwidth in the xuv domain. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 458(3) :650 – 655, 2001.
 - [52] C. Esnouf. *Caractérisation microstructurale des matériaux : Analyse par les rayonnements X et électronique*. Presses polytechniques et universitaires Romandes, 2011.
 - [53] L. Mertz. Focusing behavior of fresnel zone plates having various central phases. *Optics Communications*, 11(2) :148 – 149, 1974.
 - [54] LeRoy R. Price. Optically subtracted background in fresnel zone-plate imaging. *Optics Communications*, 16(2) :230 – 233, 1976.
 - [55] G. MÖLLENSTEDT, K.H. VON GROTE, and C. JÖNSSON. Production of fresnel zone plates for extreme ultraviolet and soft x radiation. In H.H. PATTEE, V.E. COSSLETT, and ARNE ENGSTRÖM, editors, *X-ray Optics and X-ray Microanalysis*, pages 73 – 79. Academic Press, 1963.
 - [56] Yu. N. Denisiuk. On the reflection of the optical properties of object in optical field scattered on it. *Opt. Spectrosc. (USSR)*, 1963.
-

-
- [57] V.V. Aristov, G.A. Bashkina, and A.I. Erko. Holography of microobjects in soft x-rays. *Optics Communications*, 34(3) :332 – 336, 1980.
 - [58] P. Dhez, A. Erko, E. Khzmalian, B. Vidal, and V. Zinenko. Kirkpatrick-baez microscope based on a bragg-fresnel x-ray multilayer focusing system. *Appl. Opt.*, 31(31) :6662–6667, Nov 1992.
 - [59] Paul Kirkpatrick and A. V. Baez. Formation of optical images by x-rays. *J. Opt. Soc. Am.*, 38(9) :766–774, Sep 1948.
 - [60] H. Friesen, H. F. Tiedje, D. S. Hey, M. Z. Mo, A. Beaudry, R. Fedosejevs, Y. Y. Tsui, A. Mackinnon, H. S. McLean, and P. K. Patel. Kirkpatrick-baez microscope for hard x-ray imaging of fast ignition experiments. *Review of Scientific Instruments*, 84(2), 2013.
 - [61] P. Fleury et J.P. Mathieu. *Images Optiques*. Editions Eyrolles, 1962.
 - [62] MURIEL PICHET THOMASSET. *Imagerie a haute resolution spatiale dans le domaine x-uv a l'aide de lentilles a zones de fresnel*. PhD thesis, 1998. Thèse de doctorat dirigée par DHEZ, PIERRE Physique Paris 6 1998.
 - [63] Albéric Boivin. On the theory of diffraction by concentric arrays of ring-shaped apertures. *J. Opt. Soc. Am.*, 42(1) :60–64, Jan 1952.
 - [64] A G Michette, P C Cheng, R W Easons, R Feder, F O'Neill, Y Owadano, R J Rosser, P Rumsby, and M J Shaw. Soft x-ray contact microscopy using laser plasma sources. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 19(3) :363, 1986.
 - [65] M. Young. Zone plates and their aberrations. *J. Opt. Soc. Am.*, 62(8) :972–976, Aug 1972.
 - [66] Luli2000.
 - [67] Vincent Dervieux. *Characterization of near-LTE, high-temperature and high-density plasmas produced by ultra-high intensity lasers*. Theses, École doctorale de Polytechnique, September 2015.
 - [68] R. Rosch, J. Y. Boutin, J. P. le Breton, D. Gontier, J. P. Jadaud, C. Reverdin, G. Soullié, G. Lidove, and R. Maroni. X-ray imaging with grazing-incidence microscopes developed for the lil program. *Review of Scientific Instruments*, 78(3), 2007.
-

Appendices

.1 Annexe A : Processus général de fabrication des LZF

On présente dans cette annexe, le processus général de fabrication des LZF utilisé par notre fabricant Applied Nanotools INC.¹ sur la figure .1.1.

- (étape 1) le support de la lentille est constitué d'une plaque de silicium (Si) vierge,
- (étape 2) la plaque est recouverte par une couche de 100 nm de nitrure de silicium (Si_3N_4) grâce à un procédé de dépôt chimique en phase vapeur²,
- (étape 3) une couche sensible au faisceau d'électron, sur lequel va être gravé le masque des anneaux de la LZF, est déposée par une méthode centrifuge sur le Si_3N_4 ,
- (étape 4) un faisceau d'électron est utilisé pour réaliser la lithographie du masque de la LZF sur la couche sensible,
- (étape 5) le développement est fait à froid,
- (étape 6) l'or est déposé par électrodéposition,
- (étape 7) la couche sensible et la couche de Si sont retirés dans la zone arrière de la LZF,
- (étape 8) la couche d'or qui servira de bloqueur d'ordre 0 et de filtre est déposée.

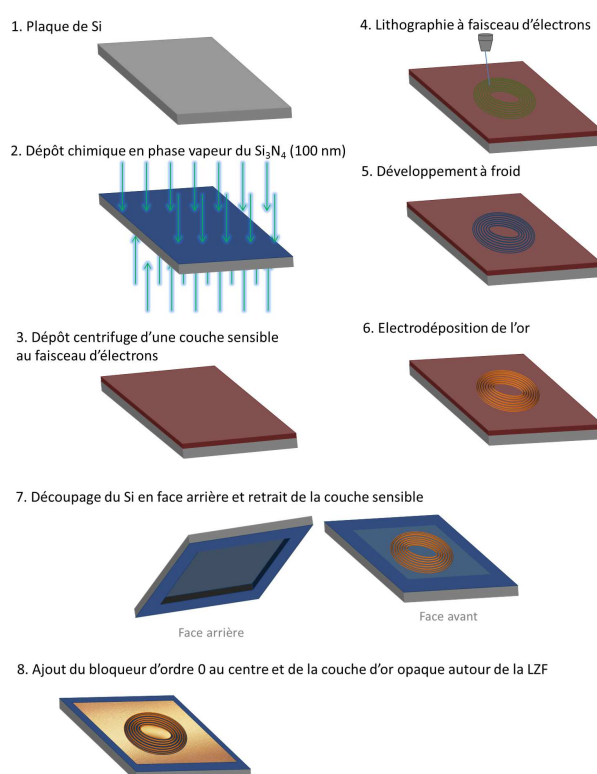


FIGURE .1.1 – Processus de fabrication des LZF.

1. www.appliednt.com

2. Voir **Dépôts physiques : techniques, microstructures et propriétés**, Lech Pawlowski, Presses polytechniques et universitaires romandes, 2003

Title : Plasma X-ray emission : spectroscopy and high-resolution imaging

Keywords : Atomic physics, laser-matter interaction, X-ray spectroscopy, instrumentation, Fresnel zone plate, X-ray imaging, inertial confinement fusion

Abstract : Most of plasmas created in laboratories for experiments in domains such as inertial confinement fusion are non-LTE plasmas. The modeling of the atomic kinetics of these plasmas is crucial to understand the radiative properties of these environments. There is a strong demand for experiments in which the plasma is characterized by independent X-ray spectroscopy diagnostics. Thus the development of new diagnostics for these experiments is also a major stake.

In line with previous experiments, we studied L-shell X-ray emission of aluminum ($Z_{Al} = 13$) and potassium bromide (KBr , $Z_K = 19$, $Z_{Br} = 35$). The goal here is to simultaneously obtain the measurement of the plasma's X-ray emission and the most accurate characterization possible of the hydrodynamic parameters of this emitting plasma. However it has been difficult to reproduce these experimental results with simulation codes because the electron density and temperature spatial gradients were too important. A new preliminary experiment was performed on ELFIE installation for lower Z targets, Al and C ($Z = 6$). Its aim is to show that we were able to better control the plasma's hydrodynamic parameters in order for it to be more homogeneous and thus easier to model.

Following the results of this experiment, we could adjust the various geometries (diagnostics and

For the Laser MegaJoule project (LMJ) X-ray imagers will observe the target surfaces. The resolutions requirements will reach the order of a few microns.

We conducted a preliminary study of Fresnel zone plate (FZP) as new X-ray microscope with very high spatial resolution. Metrology measurements of FZP were performed on synchrotron facilities (SOLEIL, BESSY II) and laser (EQUINOX): its resolution was measured to be less than 3 microns for a monochromatic beam. Adding a multilayer mirror (MMC) to the FZP provides a spectral selection of 100 eV centered on $He\beta$ line of aluminum (1860 eV). This diagnostic was named Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI) and was used on LULI2000 installation: we measured a 3.8 microns total resolution in January 2015. The diagnostic was upgraded in 2016 by adding a second measurement channel, so called FUHRIx2, which provides the simultaneous measurement of the size of the emission zone of two different wavelengths. This experiment is a first step to show that it is possible to measure the hydrodynamic parameters of a laser-created plasma with high-resolution measurement of this size for multiple lines.

In parallel, LZFI the LMJ is also tested to investigate their potential and define their terms of use with the restriction of such a facility.

Titre : Emission X de plasma : Spectroscopie et Imagerie à Haute Résolution

Mots clés : Physique atomique, interaction laser-matière, spectroscopie X, instrumentation, lentille à zone de Fresnel, imagerie X, fusion par confinement inertiel

Résumé : La plupart des plasmas créés en laboratoire dans des expériences relevant, par exemple, de la fusion à confinement inertiel sont des plasmas Hors Equilibre Thermodynamique Local (ETL). La modélisation de la cinétique atomique de ces plasmas est cruciale pour comprendre et diagnostiquer les propriétés radiatives de ces milieux. Il y a une forte demande pour la réalisation d'expériences de spectroscopie X dans lesquelles le plasma est caractérisé par des diagnostics indépendants. Et donc le développement de nouveaux diagnostics pour ces expériences est aussi un enjeu majeur.

Dans la continuité d'une série d'expériences précédentes, on a réalisé l'étude spectroscopique de la couche K d'aluminium (Al , $Z_{\text{Al}} = 13$) et de la couche L du bromure de potassium (KBr , $Z_{\text{K}} = 19$, $Z_{\text{Br}} = 35$). Le but est d'obtenir simultanément la mesure de l'émission X du plasma et une caractérisation la plus complète possible des paramètres hydrodynamiques du plasma émetteur. Cependant il a été difficile de reproduire ces résultats expérimentaux par les codes de simulations car les gradients de densité électronique et de température électronique étaient trop importants.

Une nouvelle expérience préliminaire a été réalisée sur l'installation ELFIE sur des cibles de Z moins élevé, d'Al et de C pour montrer qu'il était possible de mieux contrôler les paramètres hydrodynamiques du plasma afin que ce dernier soit plus homogène et donc plus facile à modéliser. Suite aux résultats de cette expérience, on a pu ajuster les différentes géométries (diagnostics et cibles) afin de la reproduire sur un plasma de KBr.

Dans le cadre du projet Laser MégaJoule (LMJ) des imageurs X devront observer la surface de microballons. Les résolutions à atteindre seront de l'ordre de quelques microns.

On a réalisé une étude préliminaire des Lentilles à Zone de Fresnel (LZF) comme composant optique d'un nouveau microscope X à très haute résolution spatiale. On a dans un premier temps réalisé la métrologie des LZF sur des installations synchrotrons (SOLEIL, BESSY II) et laser (EQUINOX) et mesuré des résolutions inférieure à $3 \mu\text{m}$ pour un faisceau monochromatique. En ajoutant un miroir multicouche (MMC) à la LZF, on réalise une sélection spectrale de 100 eV centré sur la raie $\text{He}\beta$ de l'aluminium (1860 eV). Ce système constitue le diagnostic Fresnel Ultra High Resolution Imager (FUHRI) a été utilisé sur l'installation LULI2000 : sa résolution a été mesurée à $3,8 \mu\text{m}$ en janvier 2015. Le diagnostic a été amélioré en 2016 par l'ajout d'une seconde voie de mesure, appelé FUHRIx2 qui permet de mesurer simultanément la taille de la zone d'émissions de deux longueurs d'onde différentes. Cette expérience est un premier pas pour montrer qu'il est possible de remonter aux paramètres hydrodynamiques grâce à la mesure à haute résolution des tailles de zones émissives des différentes raies d'un plasma.

En parallèle, on a aussi testé les LZF sur le LMJ afin d'étudier leur potentiel et définir leurs conditions d'utilisation avec les restrictions d'une telle installation

