



**HAL**  
open science

# Spectroscopie X de plasmas chauds et denses générés par lasers UHI et XFEL

Florian Condamine

► **To cite this version:**

Florian Condamine. Spectroscopie X de plasmas chauds et denses générés par lasers UHI et XFEL. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS310 . tel-02864801

**HAL Id: tel-02864801**

**<https://theses.hal.science/tel-02864801>**

Submitted on 11 Jun 2020

**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.



Sorbonne Université  
ED564 - Physique en Ile-de-France  
*Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses*  
*Physique Atomique des Plasmas Denses*

# Spectroscopie X de plasmas chauds et denses générés par lasers UHI et XFEL

Par Florian Condamine  
Thèse de doctorat de Physique

Dirigée par Frank Rosmej

Présentée et soutenue publiquement le 03 Décembre 2018

Devant un jury composé de :

<b>J-M. Rax</b>	Professeur	Président
<b>F. Dorchies</b>	Directeur de recherche	Rapporteur
<b>G. Maynard</b>	Directeur de recherche	Rapporteur
<b>T. Blenski</b>	Directeur de recherche	Examineur
<b>S. Starikovskaya</b>	Directrice de recherche	Examineur
<b>F. Rosmej</b>	Professeur	Directeur
<b>S. Glenzer</b>	Professeur	Invité

## Résumé

Cette thèse est centrée sur l'étude fondamentale de la distribution des états de charges, des populations et des fréquences dans un plasma dense par l'utilisation de méthodes spectroscopiques X de pointe. Ces recherches sont fondamentales dans de nombreux domaines. Les études autour des plasmas fortement couplés, la science de la fusion ou l'astrophysique sont des exemples d'applications.

De nombreux défis restent à relever. A citer, la publication de Bailey et al. [Nature 517, 56 - 2015] qui démontre que les modèles d'opacité permettant de décrire l'évolution des étoiles et le transport radiatif en leur sein semble présenter des failles. Ces dernières pourraient être expliquées par de nombreux modèles de physique atomique jamais testés. C'est le cas de l'impact de l'ensemble des effets créés par l'élargissement Stark, et des redistributions de fréquences et des états d'excitation. Celles-ci demandent une extrême précision pour être étudiées de manière rigoureuse. La complexité des modèles atomiques associés au couplage intermédiaire et aux interactions de configuration, le tout au sein d'un plasma, rend tous les phénomènes dépendant les uns des autres : du transfert de population à l'élargissement Stark.

Afin de réaliser ces études, les plasmas générés par lasers Ultra-Haute Intensité (UHI) ou photo-pompés par Laser X à Électrons Libres (XFEL) sont des outils de pointe parfaitement adaptés à ces différentes problématiques.

Cette thèse présente un travail expérimental agrémenté de simulations dans un but de confrontation des résultats.

Ce travail a été dirigé par Frank Rosmej, Professeur à Sorbonne Université, financé par le Labex Plas@par, réalisé au sein du Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) dans l'équipe de Physique Atomique des Plasmas Denses (PAPD) menée par Frank Rosmej. Cette thèse a également profité d'une étroite collaboration avec l'équipe High-Energy Density Science (HEDS) dirigée par Siegfried Glenzer au SLAC National Accelerator Laboratory, localisé à Menlo Park en Californie.

L'originalité de ce travail a été récompensée par l'attribution de la Bourse Interdisciplinaire du centre France-Stanford dépendant de l'ambassade de France aux États-Unis et de l'Université de Stanford.

Tous les travaux de cette thèse ont également été présentés au cours de multiples conférences internationales, et ont fait ou feront l'objet de publications scientifiques.

Au cours de deux stages précédant cette thèse, l'étude de l'émission X des états de charge de couche M du Cuivre chauffé par laser *nanoseconde-kiloJoule* (ns-kJ) a montré un phénomène peu étudié. Ce dernier, réclamant une étude très poussée, a initialement motivé une partie de ce travail expérimental et est lié au décalage vers le rouge de la raie  $K_{\alpha}$  des éléments de Z intermédiaires lors d'un chauffage laser.

Après différentes simulations effectuées, il est apparu que ce qui avait été observé découlait de la présence importante de l'émission X des états de charge de couche 3d ouverte, seuls capables

d'expliquer ce décalage. Outre ce phénomène, ces états de charge, par leurs faibles potentiels d'ionisation, sont idéaux pour étudier les premiers instants du plasma généré, lorsque la température électronique  $k_b T_e$  est toujours faible et la densité  $n_e$  haute. Cette période est particulièrement difficile à modéliser du point de vue de la physique atomique et des plasmas.

L'étude des raies X générées par l'action des électrons suprathérmiques ( $K^1L^8M^x \rightarrow K^2L^7M^x$ ) est idéale pour cela. L'utilisation de cristaux sphériques comme optiques dispersives offre quant à elle d'excellentes résolutions spatiale ( $\delta x < 10 \mu\text{m}$ ) et spectrale ( $E/\Delta E > 5000$ ).

L'expérience reliée à cette étude a eu lieu sur l'installation ns-kJ NANO2000 du LULI sur le campus de l'École Polytechnique à Palaiseau. Cette installation a été choisie afin d'obtenir des électrons suprathérmiques d'énergie supérieure à 50 keV et pour que le plasma soit dans un état quasi stationnaire de par la longue impulsion laser.

Au cours de ce temps de faisceau, l'étude spectrale et spatiale des états de charge de la couche M du Cuivre a été réalisée. Les résultats de très haute résolution spatiale témoignent de manière détaillée de l'impact des électrons suprathérmiques sur l'émission X de la cible, ainsi que des très forts gradients de température au bord du plasma. Ces résultats démontrent la capacité de décrire à la dizaine de microns près un plasma ns-kJ au début de son évolution.

L'impact de ces données ne se limite pas à la communauté kJ mais représente un moyen simple de décrire n'importe quel plasma de température relativement faible. En effet, dans l'exemple du Cuivre, 19 états de charge se répartissent dans une gamme de température électronique inférieure à quelques centaines d'eV. Dans le cas des couches 3s et 3p, il est aisé de déterminer les facteurs de population associés à chaque état, ceux-ci étant directement reliés à la température électronique du plasma et son évolution.

Dans l'optique d'élargir les études de populations aux raies de la couche 3d via l'émission des raies  $K_\beta$  ( $K^1L^8M^x \rightarrow K^2L^8M^{x-1}$ ) du Cuivre, une expérience a été proposée sur une installation laser d'un tout autre type, le laser JETI40 UHI ( $I_\omega > 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$ ) situé à Iéna, en Allemagne. A ces intensités, un nombre très élevé d'électrons chauds, responsables de l'émission X des faibles états de charge, sont générés. Contrairement au travail engagé au LULI2000, la courte durée d'impulsion de ce laser ( $\Delta t \approx 30 \text{ fs}$ ) et sa faible énergie ( $I_\omega \approx 1 \text{ J}$ ) rendent l'ionisation des états de charge élevés impossible à réaliser par l'action des électrons de masse (*bulk electrons*). Il s'agit donc de conditions idéales pour une étude de l'impact des électrons suprathérmiques sur les plasmas tièdes et denses. En ajout de ce complément à l'étude menée au LULI2000, il est possible d'enrichir la recherche menée dans différents phénomènes encore mal compris, comme, par exemple, la distribution des états de charges induits par les électrons chauds.

Cette courte durée d'impulsion permet des test critiques de la gestion de la physique atomique par les codes *Particle-In-Cell* (PIC). Dans ceux-ci, la physique atomique, bien que critique pour décrire l'évolution d'un plasma, est en général assez peu développée.

Dans ces régimes laser, la physique est non maxwellienne et la distribution des états de charge au sein du plasma est inconnue. Certains codes, tels que FLYCHK, sont, par exemple, certes de

très bons outils pour une étude de première approche, mais peu fiables dans la description précise de données expérimentales.

Les résultats obtenus, outre la capacité à décrire de manière précise l'évolution des facteurs de population des états de charge, dépassent les espérances initiales. Ils peuvent servir d'étalon dans la mise au point de codes plus performants. En effet, aucun des programmes testés n'a été capable de reproduire avec une bonne précision les résultats expérimentaux.

Grâce aux efforts fournis pour utiliser une caméra CCD près de notre cible de Cuivre et à l'usage parallèle d'une technique de comptage de photons uniques (SPC), développée tout au long de cette thèse, il a été possible de mesurer une largeur de distribution des états de charge allant bien au-delà de la couche M et encore jamais observée. Les électrons suprathermiques ont ainsi la capacité d'ioniser des atomes de Cuivre jusqu'à l'état Héliumöide ( $\text{Cu}^{27+}$ ) alors même que la température électronique du plasma ne dépasse pas la valeur suffisante, ou de manière trop brève, pour franchir la couche M et décrire une émission X.

De plus, la capacité à focaliser le signal provenant du cristal avec une précision de l'ordre de la centaine de microns, grâce aux caméras CCD, permet de décrire très précisément l'émission du plasma et la propagation des électrons suprathermiques le long de la cible.

Les deux résultats précédents dans différents régimes lasers ouvrent de nombreuses perspectives. Certes pour les plasmas ns-kJ et UHI, mais au-delà, il est possible d'imaginer les défis physiques à relever lors de la combinaison entre les hautes énergies et les temps courts. Les lasers multi-PW tels qu'Apollon ou ELI vont permettre aux physiciens des plasmas d'atteindre des intensités supérieures à  $10^{22}$  W.cm<sup>-2</sup>.

A ces valeurs, et au vu des résultats obtenus durant cette thèse, d'aucuns ne peuvent douter de l'avenir des études de physique atomique et de spectroscopie X dans les plasmas chauds et denses. Par ailleurs, les défis techniques à surmonter, notamment liés à l'intensité attendue du rayonnement de freinage, vont pousser au développement de nouvelles techniques spectroscopiques. Le travail réalisé dans cette thèse pour utiliser une caméra CCD couplée à un spectromètre de très haute résolution est un premier pas dans cette direction.

La fin de cette thèse a été consacrée à l'étude de la photo-absorption et de la redistribution de fréquences au sein d'un plasma chaud et dense, à des conditions proches des intérieurs stellaires. Ces modèles de physique atomique n'ont jamais été testés expérimentalement. Ce manque de données mène à des imprécisions ou à des erreurs dans différents domaines de la physique des plasmas, notamment lors de l'interprétation de mesures d'opacité. Cependant, l'impact ne s'arrête pas à cette communauté mais touche potentiellement toute la physique XFEL et HEDS.

Le meilleur outil pour étudier ces phénomènes est l'utilisation d'un XFEL en *seeded* mode (HXRSS) pour lequel la largeur de bande du laser atteint environ 1 eV, inférieure à la largeur des raies atomiques étudiées. Cette précision extrême dans l'irradiation d'un plasma préalablement créé par laser optique permet la réalisation d'un photo-pompage par très petits pas (2 eV) autour de différentes raies atomiques.

Grâce à la forte collaboration établie avec le SLAC et à un travail rigoureux de préparation incluant de multiples séjours de plusieurs mois à Stanford, il a été possible d'obtenir 5 journées de faisceau XFEL à l'installation LCLS. Afin d'avoir un laser optique à disposition, l'expérience a été réalisée au hall *Matter in Extreme Conditions* (MEC).

Pour ses propriétés atomiques, l'élément Vanadium ( $Z = 23$ ) et l'étude de sa série de Rydberg Hélioïde ( $1s^1nl \rightarrow 1s^2$ ) ont été choisis. Cette série est parfaite pour des études fondamentales de haute précision car non "polluée" par la superposition de raies d'états de charge inférieurs.

Pour la première fois dans l'histoire de la physique atomique, une cible chauffée par laser a été scannée par *seeded* XFEL afin de mettre à l'épreuve nos modèles. Les résultats obtenus sont de très haut impact scientifique et indiquent une mauvaise compréhension de différents phénomènes.

En effet, les fortes asymétries remarquées lors de la redistribution de fréquences doivent faire s'interroger sur la façon de modéliser la photo-absorption. De plus, et de manière tout aussi surprenante, il a été possible d'observer une redistribution de populations à des énergies supérieures à celle du XFEL. Notamment, lors du pompage de la raie  $\text{He}_\delta$  ( $1s5p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2$ ), toutes les raies de  $\text{He}_\epsilon$  ( $1s6p \ ^1P_1 \rightarrow 1s^2$ ) jusqu'au continuum sont également impactées alors que la différence d'énergie entre raie pompée et continuum atteint quelques centaines d'eV.

L'obtention de tels résultats a été rendue possible par l'expérience acquise tout au long de ces 3 ans, la participation à de nombreuses expériences dans le monde entier et à d'étroites collaborations.

Cette thèse montre l'impact majeur que peut avoir l'utilisation des méthodes spectroscopiques d'émission de pointe dans l'étude des plasmas chauds et denses.

Cette thèse montre que la physique atomique, utilisée dans le cadre de ces mêmes méthodes de très hautes résolutions, a un avenir dans la description des plasmas.

Cette thèse montre que les nouveaux instruments de très hautes intensités tels qu'Apollon ou ELI devront être associés à la spectroscopie X de très haute précision pour exploiter leur plein potentiel.

Finalement, cette thèse montre que les futurs XFEL en Allemagne (EU-XFEL), en Suisse (SwissFEL) et en Californie (LCLS-II et LCLS-II HE) seront des outils de prédilection pour tester certains aspects critiques des modèles et permettre à de nombreux domaines de la physique d'améliorer la compréhension des résultats obtenus.

## Remerciements

Comment commencer ces remerciements ? Pour être honnête c'est très difficile et j'ai mis beaucoup de temps avant de me lancer.

C'est parti !

Mes premiers mots iront ma famille et plus particulièrement à mes parents qui ont toujours cru en moi. J'espère vous avoir rendu fier tout au long de mes études et particulièrement avec cette thèse.

Maman, merci d'avoir relu et amélioré le français de cette thèse en si peu de temps.

Mathilde. Tu avais déjà eu un paragraphe dans les remerciements de mon stage de M2. Et je sais que tu es impatiente de lire les lignes qui suivent.

Depuis 9 ans, j'essaie de te rendre fière. Ça a été difficile au début. Puis je pense y être enfin arrivé. Sans cette envie, tu ne lirais pas ces lignes aujourd'hui. Tu as toujours su me remettre sur le chemin quand il le fallait, aussi au cours de ces 3 dernières années.

Tu as accepté mes départs à l'étranger pour des expériences. Tu es venue, aussi. Ces 3 mois passés en Californie avec toi sont les meilleurs de ma vie et le resteront probablement.

J'ai pris tellement de plaisir à te faire faire le tour de San Francisco dès ton arrivée et malgré ta fatigue. Évidemment, je continuerai de te dire que l'aller-retour au Lac Tahoe était de trop. Car au-delà du fait que c'est vrai, ça reste une belle expérience que je veux garder en mémoire.

Merci d'avoir accepté mon départ pour Prague en post-doctorat. Je sais que c'est difficile pour toi. ... Je n'arrive pas à en dire plus. Pourtant je pensais être capable d'écrire une page entière sur toi. Mes sentiments sont trop forts pour être mis sur papier.

Je t'aime. Tout simplement.

-----

Je remercie bien évidemment tous les membres de mon jury et particulièrement Fabien Dorchies et Gilles Maynard qui ont rapporté ce travail.

Merci à toute l'équipe de Plas@par et notamment Xavier pour votre sympathie et pour avoir accepté de financer ce projet.

Frank ... Cela fait depuis 2013 que nous nous connaissons. Grâce à toi, j'ai pu en arriver là. Je ne pense pas pouvoir te remercier suffisamment un jour. Les 5 ans passés sous ton encadrement depuis mon stage de M1 ont été excessivement formateurs. Tous les jours n'ont pas été faciles mais à chaque fois, cela m'a appris quelque chose sur moi.

Notre relation va au-delà du simple thésard - directeur de thèse. Je te considère comme un ami. J'ai toujours pu te parler librement de mes doutes et nous avons toujours été francs l'un envers l'autre.

Merci encore.

Oldrich. Thank you. You taught me so much about X-ray spectroscopy and the FSSR. Almost everything actually. I am extremely thankful for all the confidence you placed in me. You have been a second advisor and supervisor for me. I will never forget it and I know that I will still learn a lot from you.

Siegfried. Thank you for all the trips to SLAC and for the experiments I made part of. I learnt a lot by participating to them and I know that our collaboration will be extremely fruitful in the future.

Frédéric. Merci pour l'accueil et pour les conseils très précieux à Prague pendant mon stage de M1. Je les applique toujours et c'est un immense plaisir de te parler de physique (ou autre).

Paulo et Jean-Louis, merci pour votre disponibilité, votre écoute et vos précieux conseils depuis 5 ans.

Merci à tous les collègues avec qui j'ai pu travailler durant cette thèse pour leurs conseils, les moments passés ensemble et les expériences réalisées. Je pense tout particulièrement à Maylis, Robert, Ingo, Evgeny, Ondrej, Emma, Maxence, Adrien, Will, Félicie, Guilhem, Benjamin, Michal, Pierre, Lucas.

-----

Passons aux amis collègues de tous les jours ...

Fabien, je vais être honnête, je ne te sentais pas quand je t'ai rencontré en M2. Je ne sais pas pourquoi, j'avais un a priori.

Quelle erreur ! On a passé que du bon moment pendant ces 3 ans. Ils sont bons ces beignets, c'est vrai.

Merci car sans toi, ça n'aurait vraiment pas été pareil. Et ce n'est pas près de s'arrêter.

De toute façon, tu n'as pas le choix, la 4L est pas encore prête.

Samuel. Mon ami. On se connaît de vue depuis pas mal d'années, 5 ou 6. Ça a été très agréable de partager avec toi le bureau du PAPD. Merci pour les bons moments et pour avoir supporté mon chant et mes danses.

Noémie. DÔHHHHH. C'est incroyable à quel point, sans le faire exprès et sans en parler, on a réussi à se retrouver aux mêmes endroits. Pour une expérience au SLAC et pour une école à Trieste. Les deux fois, on a toujours autant ri. De toute façon, on rigole toujours ensemble. J'espère que notre amitié ne fera pas F5.

Dimitri. L'homme mystère si je puis dire. L'homme dont vous entendez parler dans les couloirs. L'homme de l'ombre. On se connaît finalement que depuis un peu plus d'un an.

Mais merci.

Sans toi, l'expérience au LCLS n'aurait pas été la même. Les souvenirs d'El Grullense resteront gravés dans mon estomac. C'est vrai que ces quesadillas étaient bonnes. Merci aussi pour le soutien moral quand j'en avais besoin ! Je sais que ce n'est pas fini entre nous.

Eric. Merci de m'avoir accueilli avec tant de sympathie au MEC quand j'y étais. Ton expérience a été précieuse lors de mes séjours. Et tu restes le premier contact que j'ai eu au LULI en arrivant. Ta thèse était posée sur mon bureau. Tu m'as donc initié à ce que je fais maintenant. On a encore beaucoup de travail à faire ensemble.

Basil. Merci pour l'expérience que tu m'as apportée lorsque j'étais seulement un jeune doctorant dans ses premiers mois de recherche. Merci aussi pour les bons moments passés ensemble en dehors du cadre professionnel.

Je remercie évidemment également tous mes amis externes à la physique.

Vous vous reconnaissez !

# Table des Matières

<b>Résumé</b>	<b>i</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Table des Figures et des Tableaux</b>	<b>xii</b>
<b>Table des Abréviations</b>	<b>xviii</b>
<b>État de l'art</b>	<b>1</b>
<b>1. La spectroscopie</b>	<b>2</b>
<b>2. La spectroscopie X</b>	<b>3</b>
<b>3. Applications dans les plasmas</b>	<b>5</b>
a. Définition	5
b. La spectroscopie d'émission X (XES) des plasmas	6
<b>4. Quels défis pour la XES dans les plasmas chauds et denses ?</b>	<b>8</b>
<b>Références</b>	<b>10</b>
<b>Méthodes spectroscopiques pour l'étude des plasmas</b>	<b>12</b>
<b>1. Les dispositifs à transfert de charge (CCD) en milieu fortement radiatif</b>	<b>13</b>
a. Fonctionnement du capteur	14
b. Intérêt en spectroscopie X pour l'étude des plasmas chauds et denses	14
i. Avantages des caméras CCD	15
ii. Inconvénients des caméras CCD	16
<b>2. Procédé algorithmique de mesure de signaux de très faibles intensités</b>	<b>17</b>
a. Principe général du comptage de photons uniques (SPC)	18
b. "Fast Photon Analysis" (FPA), développement d'un code rapide et flexible	18
i. Paramètres de FPA, entrées et sorties	21
ii. Précision de FPA	23
iii. Vitesse de FPA	24
<b>3. La géométrie de Johann</b>	<b>27</b>
a. Principe général	27
b. Focusing Spectrometer with Spatial Resolution (FSSR), un spectromètre pratique et de hautes résolutions	28

i.	<i>FSSR-1D</i>	30
ii.	<i>FSSR-2D</i>	31

**Références** **33**

**Étude spatiale des états de charge de couche M en milieu plasma  
généralisé par laser de haute énergie (ns-kJ)** **34**

**1. Propriétés des lasers de haute énergie** **36**

a.	Temps d'impulsion long (ns)	37
i.	<i>Expansion du plasma</i>	37
ii.	<i>Équilibre Thermodynamique Local (ETL) et Équilibre Collisionnel Radiatif (ECR)</i>	38
b.	Haute énergie (kJ)	40

**2. Décalage de l'émission X des états de charge de couche  
3d-ouverte** **42**

a.	Caractéristiques du Prague Asterix Laser System (PALS)	42
b.	Électrons suprathérmiques et ionisation collisionnelle	43
i.	<i>Définition</i>	43
ii.	<i>Distribution non-maxwellienne</i>	43
iii.	<i>Ionisation collisionnelle et raies <math>K\alpha / K\beta</math></i>	46
c.	Procédé expérimental	48
d.	Dépendance angulaire de l'émission des états de charge de la couche M	50
i.	<i>Structure d'un spectre X de plasma chaud et dense</i>	50
ii.	<i>Cinétique atomique du plasma</i>	51
iii.	<i>Structure M froide</i>	53
iv.	<i>Dépendance angulaire de l'émission de la structure froide M</i>	55

**3. Simulation de l'émission des états de charge** **57**

a.	Méthode Multi-Configuration-Hartree-Fock (MCHF)	57
b.	Synthétisation du spectre	58
c.	Simulation d'un spectre X de Cuivre	58
i.	<i>Constitution du fichier de niveaux atomiques</i>	58
ii.	<i>Interprétation des structures simulées</i>	61
iii.	<i>Simulation du spectre total</i>	64
iv.	<i>Observation du décalage vers les basses énergies de la structure M froide</i>	66

**4. Une seconde expérience de précision** **67**

a.	Caractéristiques du laser NANO2000	67
b.	Procédé expérimental	67
i.	<i>Une configuration spectroscopique particulière (FSSR HiSp-1D)</i>	68
ii.	<i>Implémentation en chambre expérimentale</i>	70
c.	Résolution spatiale de la structure M froide.	72
i.	<i>Structure spatiale</i>	72

ii.	<i>Synthétisation du spectre</i>	75
d.	Comparaison avec des conditions expérimentales différentes	79
e.	Perspectives	82
	<b>Références</b>	<b>84</b>
	<b>Étude d'une distribution d'états de charge en milieu plasma généré par laser UHI</b>	<b>85</b>
1.	<b><i>Propriétés des lasers Ultra-Haute Intensité (UHI)</i></b>	<b>86</b>
a.	Temps d'impulsion court (fs)	86
i.	<i>Expansion de l'émission X du plasma</i>	86
ii.	<i>Cinétique des plasmas hors équilibre</i>	87
b.	Haute puissance	88
c.	Caractéristiques du laser JETI40	89
2.	<b><i>Procédé expérimental</i></b>	<b>89</b>
a.	Impact des impulsions électromagnétiques (IEM)	90
b.	Configuration expérimentale	91
i.	<i>Cibles</i>	91
ii.	<i>Optiques du laser</i>	91
iii.	<i>Implémentation du FSSR</i>	92
3.	<b><i>Extrême largeur de la distribution d'états de charge</i></b>	<b>94</b>
a.	Mesure et reconstruction spectrale	94
b.	Extrême largeur de la distribution des états de charge	98
c.	La raie $K\beta$ comme séparateur de l'émission M froide	105
i.	<i>Spectre expérimental</i>	105
d.	Perspectives	111
	<b>Références</b>	<b>112</b>
	<b>Première étude de la redistribution de fréquences et de populations par seeded XFEL dans un plasma dense</b>	<b>113</b>
1.	<b><i>Les Lasers X à Électrons Libres (XFEL) : d'excellents outils pour la physique atomique</i></b>	<b>115</b>
a.	Propriétés des XFEL	116
i.	<i>Self-Amplified Spontaneous Emission (SASE)</i>	116
ii.	<i>Hard X-Ray Self-Seeding (HXRSS)</i>	118
b.	Interaction avec la matière	119
i.	<i>Photo-ionisation</i>	119
ii.	<i>Photo-excitation</i>	120
iii.	<i>Photo-pompage résonant</i>	121
c.	Un exemple d'étude : la cinétique des plasmas	121
2.	<b><i>Contexte scientifique de l'expérience</i></b>	<b>122</b>

a.	Levée de dégénérescence et effet Stark	122
b.	Étude des redistributions et confrontation de la théorie	125
i.	<i>Contexte scientifique</i>	125
ii.	<i>Photo-pompage résonant et redistribution de fréquences</i>	126
<b>3.</b>	<b><i>Expérience préliminaire de mesure de l'émission X du Vanadium (Z = 23)</i></b>	<b>128</b>
a.	Intérêt scientifique de l'expérience	128
i.	<i>Une CCD comme outil de comparaison</i>	128
ii.	<i>Étude de l'état de charge Héliumoïde du Vanadium (<math>Z = 23</math>)</i>	128
b.	Procédé expérimental	130
<b>4.</b>	<b><i>Préparation et configuration expérimentale de l'expérience au LCLS</i></b>	<b>132</b>
a.	Paramètres du XFEL	132
b.	Paramètres du laser optique	133
c.	Design de la cible	135
d.	Installation des optiques	138
i.	<i>Lentilles de Béryllium (Be lenses)</i>	138
ii.	<i>Optiques de transport du laser</i>	139
iii.	<i>Imagerie en contraste de phase</i>	140
iv.	<i>Contraintes géométriques posées</i>	140
e.	Diagnosics spectroscopiques	141
i.	<i>Le FSSR comme outil de mesure de la série de Rydberg</i>	142
ii.	<i>Un spectromètre de Von Hamos comme outil de surveillance</i>	144
<b>5.</b>	<b><i>Étude des raies de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium (Z = 23) par seeded XFEL dans un plasma dense</i></b>	<b>147</b>
a.	Étude du gradient de densité électronique $n_e$ au sein du plasma	148
b.	Étude de la redistribution de populations	152
i.	<i>Cas de la raie <math>He_\delta</math></i>	152
ii.	<i>Cas de la raie <math>He_\gamma</math></i>	156
c.	Redistribution de fréquences au sein de la raie $He_\gamma$	157
d.	Comparaison de la redistribution des raies de la série entre plasma optique et photo-pompé	160
e.	Perspectives	162
	<b><i>Références</i></b>	<b>163</b>
	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>164</b>
	<b>Annexes</b>	<b>169</b>

## Table des Figures et des Tableaux

Figure 1.1 : a) Schéma montrant le principe d'une optique en réflexion, dite de Bragg. b) Schéma montrant le principe d'une optique en transmission, dite de Laue.	5
Figure 2.1 : Nombre de publications recensées sur le registre Web of Science ayant pour sujet les termes "X-ray" et "CCD".	13
Figure 2.2 : Schéma de principe de la lecture des électrons contenus dans chaque pixel.	14
Figure 2.3 : Matrice 3 X 3 utilisée pour déterminée la présence de Frappes Simples (FS).	19
Figure 2.4 : a) Image brute d'un spectre X sans traitement additionnel, b) Image traitée par FPA. Le spectre présenté est issu de l'expérience présentée dans le Chapitre 4.	20
Figure 2.5 : Interface graphique (GUI) de FPA.	21
Figure 2.6 : a) Cas où le bruit rémanent dû à l'écart-type n'est pas supprimé. b) Cas où le bruit est abaissé à 0.	22
Figure 2.7 : Dispersion du signal réel sur le détecteur en fonction du bruit simulé. Plus le bruit est dispersé, plus le signal l'est par simple cause à effet.	24
Figure 2.8 : Corrélation entre l'évolution du temps de calcul et le nombre de pixels potentiels en fonction du nombre de photons uniques présents sur le détecteur.	26
Figure 2.9 : Schéma géométrique d'un spectromètre de Johann.	28
Figure 2.10 : Photo d'un FSSR.	29
Figure 2.11 : Schéma géométrique d'un FSSR.	29
Figure 2.12 : Représentation géométrique d'une configuration FSSR-2D.	32
Tableau 2.1 : Score F1 pour différents rapports signal/bruit dans les cas de simple frappe, double frappe et les deux associés. L'écart-type est exprimé en pourcentage à la valeur ADU du signal.	23
Tableau 2.2 : Différentes implémentations de l'algorithme de SPC. Une implémentation Cython permet d'être 20 fois plus rapide qu'une implémentation naïve.	25
Tableau 2.3 : Efficacité et temps de calcul de FPA en fonction du nombre de photons uniques présents sur le détecteur.	25
Figure 3.1 : Front d'ablation et expansion causés par l'interaction entre un laser d'impulsion longue (0,2 ns) et une cible de Cuivre. Cette mesure a été réalisée dans le cadre de l'expérience présentée au Chapitre 5.	37
Figure 3.2 : Hall laser de l'installation LULI2000 à Palaiseau, France	40
Figure 3.3 : Distribution en énergie des électrons de masse pour différentes valeurs de température $k_B T_e$ en considérant une distribution maxwellienne.	41
Figure 3.4 : Simulation FLYCHK démontrant l'influence de la température électronique d'un plasma dans la distribution des états de charges présents en son sein.	41
Figure 3.5 : Hall laser du PALS à Prague, République tchèque.	43

Figure 3.6 : Simulation MARIA du rapport d'intensité entre les raies J et $Ly_{\alpha}$ de l'Argon dans un plasma non maxwellien pour différentes fractions d'électrons chauds ( $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $k_b T_{\text{hot}} = 20 \text{ keV}$ )	45
Figure 3.7 : Diagramme de désexcitation des raies $K_{\alpha}$ et $K_{\beta}$ .	47
Figure 3.8 : Schéma expérimental de l'expérience menée au PALS.	49
Figure 3.9 : Chambre d'interaction du PALS.	49
Figure 3.10 : Spectre expérimental obtenu sur le spectromètre M en fausses couleurs.	50
Figure 3.11 : Spectre X de Cuivre typique lorsque l'interaction laser-matière a lieu en utilisant un laser kJ-ns.	51
Figure 3.12 : Zoom sur la structure M froide. Le spectre expérimental est lissé en rouge.	54
Figure 3.13 : Zoom sur la structure froide. Le tir est le même que la Figure 3.12. L'angle de vue du spectromètre est ici de $0^{\circ}$ (tangential à la cible).	56
Figure 3.14 : a) Représentation des structures générées par le module de synthétisation du code MARIA. b) Zoom sur les spectres issus de la couche 3d.	63
Figure 3.15 : Courbe d'énergie du maximum d'intensité des pics $K_1$ et $K_2$ de chaque état de charge dans la couche M.	64
Figure 3.16 : Spectre expérimental de l'émission X du Cuivre dans un plasma chaud et dense. La courbe rouge est le spectre simulé.	65
Figure 3.17 : Cible de Cuivre sur son porte-cible utilisé lors de l'expérience.	68
Figure 3.18 : Schéma expérimental de l'expérience au LULI2000.	71
Figure 3.19 : FSSR-2D équipé avec un cristal q(223) et installé en chambre expérimentale à l'installation LULI2000.	72
Figure 3.20 : Spectre en fausses couleurs. Les zones de plus grande intensité sont en rouge.	73
Figure 3.21 : Spectre spatialement résolu par intégration de $20 \mu\text{m}$ . Les lignes pointillées sont placées le long de l'énergie des raies $K_{\alpha}$ froides pour rendre le décalage vers les basses énergies plus facile à distinguer.	74
Figure 3.22 : Zoom sur l'émission au tout début de la plume. La résolution spatiale est de $7 \mu\text{m}$ .	75
Figure 3.23 : Spectre intégré spatialement sur une longueur de $35 \mu\text{m}$ . La courbe bleue représente l'expérience. La courbe rouge est le spectre synthétique.	76
Figure 3.24 : Spectre expérimental intégré sur une zone de $35 \mu\text{m}$ . Les contributions des différentes sous-couches de la couche M sont séparées.	76
Figure 3.25 : Simulation FLYCHK de la distribution d'état de charge dans un plasma tiède et dense de Cuivre.	78
Figure 3.26 : Spectre expérimental en bleu. La courbe rose donne la contribution totale de la couche 3d. Les contributions ne sont pas à l'échelle pour rendre le schéma plus lisible.	78
Figure 3.27 : A gauche - Spectre total résolu par intégrations successives de $30 \mu\text{m}$ . La durée d'impulsion est ici de $5 \text{ ns}$ . A droite - Spectre résolution par intégrations successives de $15 \mu\text{m}$ . La durée d'impulsion est de $1,5 \text{ ns}$ et la cible est recouverte par $5 \mu\text{m}$ de plastique.	80
Figure 3.28 : Spectre intégré spatialement sur une longueur de $30 \mu\text{m}$ localisée dans la zone d'émission la plus intense.	81

Figure 3.29 : Spectre intégré spatialement sur une longueur de 30 $\mu\text{m}$ localisée dans la zone d'émission la plus intense. La durée d'impulsion de 1,5 ns et avec une cible plastifiée.	82
Tableau 3.1 : Constantes d'écrantage (modèle de Faussurier).	55
Tableau 3.2 : Schéma de construction du fichier de niveaux pour les simulations présentées dans cette thèse.	59
Tableau 3.3 : Nombre de raies dipolaires électriques (E1) générées lors du calcul par le code de Cowan pour chaque état de charge.	61
Tableau 3.4 : Facteurs de population $f_k$ associés aux états de charge de la couche L dans le spectre présenté sur la Figure 3.16.	65
Tableau 3.5 : Liste d'éléments pour lesquels une étude HiSp-1D est possible. Les cristaux associés sont indiqués ainsi que leur distance interplans.	69
Tableau 3.6 : Facteurs de population $f_k$ associés à chaque état de charge des couches 3s et 3p lors de la synthétisation du spectre de la Figure 3.23.	77
Figure 4.1: Densité électronique $n_e$ en $\text{m}^{-3}$ dans un plasma généré par laser UHI calculée par le code EPOCH <sup>[1,2]</sup> à $t = 35$ fs pour une impulsion laser d'énergie 0,2J et une longueur d'onde de 400nm.	87
Figure 4.2 : Boite de Faraday utilisée pour protéger la caméra CCD dans la chambre expérimentale (Crédit photo : O. Renner).	90
Figure 4.3 : Cible de Cuivre après plusieurs centaines de tirs réalisés.	91
Figure 4.4 : Schéma de l'implémentation des optiques permettant d'amener le faisceau laser sur cible <sup>[8]</sup> .	92
Figure 4.5 : Implémentation du spectromètre en chambre expérimentale. Le même FSSR a été utilisé avec deux cristaux différents pour diverses applications.	94
Figure 4.6 : Spectre expérimental traité par FPA en bleu. Un lissage sur 3 points par FFT est réalisé sur la courbe rouge. 1 185 tirs sont accumulés.	94
Figure 4.7 : Spectre FPA tracé en fausses couleurs. Le spectre est intentionnellement élargi pour plus de visibilité.	95
Figure 4.8 : Somme de 1 185 spectres sans traitement par FPA.	96
Figure 4.9 : Spectre reconstruit et calibré de manière absolue.	98
Figure 4.10 : Distribution des états de charge du Titane ( $Z = 22$ ) dans un plasma de température électronique $k_b T_e = 100$ eV. FLYCHK est utilisé pour ces simulations.	99
Figure 4.11 : Distribution des états de charge du Titane ( $Z = 22$ ) dans un plasma de température électronique $k_b T_e = 100$ eV. Le code MARIA est utilisé pour ces simulations.	99
Figure 4.12 : Facteurs de population obtenus par le code EPOCH <sup>[1,2]</sup> .	101
Figure 4.13 : Spectre synthétique en rouge superposé au spectre expérimental lissé par FFT 2 points.	101
Figure 4.14 : Zoom de la Figure 3.14b sur l'émission de l'aile rouge X des états Cu V à Cu VII.	102
Figure 4.15 : Spectre synthétisé avec inclusion des satellites $n = 3$ superposé au spectre expérimental.	103
Figure 4.16 : Comparaison entre les facteurs de population déterminés par EPOCH et ceux déterminés par la corrélation de la synthétisation au spectre expérimental.	104

Figure 4.17 : Spectre de la raie $K_{\beta}$ du Cuivre obtenu expérimentalement. 3 700 tirs sont accumulés.	106
Figure 4.18 : Représentation des structures générées par le module de synthétisation du code MARIA après calculs effectués sur le Cowan. La résolution spectrale considérée est de $E/\Delta E \approx 5\,000$ .	108
Figure 4.19 : Spectre synthétisé de la structure $K_{\beta}$ superposé au spectre expérimental.	109
Figure 4.20 : Comparaison entre les facteurs de population déterminés par EPOCH et ceux déterminés par la corrélation de la synthétisation au spectre expérimental. La zone appelée $K_{\alpha}$ correspond aux facteurs de population déterminés sur la Figure 4.17 via l'émission $K_{\alpha}$ .	110
Tableau 4.1 : Facteurs de population associés à chaque état de charge de la couche L et de la raie $K_{\alpha}$ .	103
Tableau 4.2 : Facteurs de population associés à chaque état de charge des couches 3d et 3p.	109
Figure 5.1 : Principe de fonctionnement du mode SASE d'un XFEL.	117
Figure 5.2 : Principe de fonctionnement du mode HXRSS d'un XFEL	118
Figure 5.3 : Spectre X moyenné du LCLS en mode SASE (rouge) et HXRSS (bleu) tiré à $E = 8,3$ keV. Tiré de l'article d'Amann [Nature Photonics, 6, 693-698 (2012)]	119
Figure 5.4 : État de charge Carbonoïde du Cuivre photo-pompé par XFEL à différents retards.	122
Figure 5.5 : Levée de dégénérescence du niveau $n = 4$ en ml. L'effet Stark agit sur la levée de dégénérescence de ces niveaux.	123
Figure 5.6 : Profil Stark de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium pour différentes densités électroniques $n_e$ .	124
Figure 5.7 : Mesure d'opacité du Fer en milieu proche du Soleil (noir) comparée à 3 modèles différents. Extrait de Bailey et al., Nature <b>517</b> , 56 (2015) <sup>[1]</sup>	126
Figure 5.8 : Profil d'une raie en noir comparé à la largeur de pompe d'un XFEL en mode seeded.	127
Figure 5.9 : Distribution d'état de charge pour différents métaux de transition pour un plasma de température $kbT_e = 700$ eV et de densité $n_e = 1021$ cm <sup>-3</sup> . La simulation est effectuée avec FLYCHK.	129
Figure 5.10 : Schéma expérimental simplifié de l'expérience au PALS.	130
Figure 5.11 : Spectre intégré spatialement ( $\delta x \approx 35\mu\text{m}$ ) de l'émission de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium obtenu dans un plasma chaud et dense généré par le PALS.	131
Figure 5.12 : Simulations hydro-2D d'une plume plasma produite par laser ps de paramètres similaires à celui du MEC. L'échelle de température est différente pour chaque temps.	134
Figure 5.13 : Schéma explicatif sur le design de la cible cylindrique.	136
Figure 5.14 : Réglage de la verticalité du cylindre.	136
Figure 5.15 : Intérieur de la chambre d'interaction du MEC au SLAC. (Crédit photo : D. Khaghani)	138
Figure 5.16 : Schéma d'implémentation des optiques en chambre expérimentale.	139

Figure 5.17 : Schéma simplifié montrant l'implémentation des spectromètres par rapport à la cible.	140
Figure 5.18 : Schéma simplifié de l'emplacement et de l'angle de vue des spectromètres. Les distances et longueurs ne sont pas à l'échelle.	141
Figure 5.19 : FSSR sur sa monture avec la PI-MTE installée. (Crédit photo : D. Khaghani)	143
Figure 5.20 : Principe de fonctionnement d'un spectromètre de Von Hamos.	144
Figure 5.21 : Spectre de l'émission X du Vanadium dans la gamme $K_{\alpha}$ -> $K_{\beta}$ . Ici XFEL et laser optique fonctionnent correctement.	145
Figure 5.22 : Cas de figure où le XFEL ne fonctionne pas.	146
Figure 5.23 : Le laser optique ne fonctionne pas ici. Seules les raies $K_{\alpha}$ et $K_{\beta}$ sont visibles.	146
Figure 5.24 : Spectre où le XFEL et le laser optique sont désalignés.	147
Figure 5.25 : Accumulation de 60 tirs individuels réalisés en présence unique du laser optique du MEC.	148
Figure 5.26 : Spectre de la raie $He\delta$ photo-pompée à son énergie de résonance ( $E = 6588$ eV) à différentes positions dans le plasma. Le pixel entre 0 et $25\mu\text{m}$ représente le centre d'interaction. Le XFEL vient de la direction opposée et "rentre" dans le plasma par le pixel $75\text{-}100\mu\text{m}$ .	149
Figure 5.27 : Spectre présentant la série de Rydberg à partir du niveau $n = 6$ par pas de $25\mu\text{m}$ . $E_{\text{XFEL}} = 6588$ eV.	151
Figure 5.28 : Spectre photo-pompé à l'énergie de XFEL égale à $6588$ eV.	152
Figure 5.29 : Évolution du spectre de la série de Rydberg du Vanadium en fonction de l'énergie de pompage du XFEL. Chaque spectre est normalisé par rapport à son intensité maximale.	154
Figure 5.30 : Schéma d'excitation et de désexcitation tel que visible sur le spectre.	156
Figure 5.31 : Spectre de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium lorsque photo-pompée à l'énergie de résonance de la raie $He\gamma$ .	157
Figure 5.32 : Évolution du spectre de la série de Rydberg du Vanadium en fonction de l'énergie de pompage du XFEL.	159
Figure 5.33 : Comparaison entre spectre optique et spectre photo-pompé à $E_{\text{XFEL}} = 6588$ eV. La raie $He\gamma$ est ici représentée.	160
Figure 5.34 : Comparaison entre spectre optique et spectre photo-pompé à $E = 6588$ eV. La raie $He\epsilon$ est ici représentée.	161
Figure 5.35 : Comparaison entre spectre optique et spectre photo-pompé à $E = 6588$ eV. Les raies des niveaux $n = 7$ à $11$ sont ici représentées.	161
Figure annexe 1 : Courbes de calibration de la densité optique sur film Kodak AA-400 selon l'énergie des photons incidents.	172
Figure annexe 2 : Spectre de Zinc ( $Z = 30$ ).	176
Table annexe 1 : Liste non exhaustive des cristaux disponibles pour réaliser des expériences de spectroscopie X à haute de résolution de plasmas chauds et denses.	170
Table annexe 2 : Configuration d'un spectromètre FSSR calculée par le logiciel du MISDC.	171

Table annexe 3 : Potentiels d'ionisation de chaque état de charge pour les éléments utilisés durant cette thèse. les données proviennent du NIST.	173
Table annexe 4 : Caractéristiques et efficacité quantique de la caméra CCD PI-MTE 1300*1340. Les données proviennent de la documentation de Princeton Instruments.	174
Table annexe 5 : Caractéristiques et efficacité quantique de la caméra CCD PI-MTE 2048*2048. Les données proviennent de la documentation de Princeton Instruments.	175
Table annexe 6 : Énergie des raies de la série de Rydberg du Vanadium. Les valeurs ont été obtenues par un calcul du code FAC.	177

## **Table des Abréviations**

**ADU** - Analog-to-Digital Unit  
**CCD** - Charge Coupled Device  
**CEA** - Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives  
**CPA** - Chirped Pulse Amplification  
**DESY** - Deutsches Elektronen-SYnchrotron  
**ECR** - Équilibre Collisionnel-Radiatif  
**ELI** - Extreme Light Infrastructure  
**EPOCH** - Extendable PIC Open Collaboration  
**ETL** - Équilibre Thermodynamique Local  
**ETLP** - Équilibre Thermodynamique Local Partiel  
**EU-XFEL** - EUropean X-ray Free-Electron Laser  
**FCI** - Fusion par Confinement Inertiel  
**FCM** - Fusion par Confinement Magnétique  
**FEL** - Free-Electron Laser  
**FFT** - Fast Fourier Transform  
**FLASH** - Free-Electron LASer in Hamburg  
**FPA** - Fast Photon Analysis  
**FSSR** - Focusing Spectrometer with Spatial Resolution  
**GUI** - Graphical User Interface  
**HiSp-1D** - High-Spatial 1D  
**HXRSS** - Hard X-Ray Self-Seeding  
**IC** - Interaction de Configuration  
**IEM** - Impulsion ElectroMagnétique  
**IP** - Imaging Plate  
**ITER** - International Thermonuclear Experimental Reactor  
**LASER** - Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation  
**LCLS** - Linac Coherent Light Source  
**LCLS II-HE** - Linac Coherent Light Source II High-Energy  
**LIBS** - Laser-Induced Breakdown Spectroscopy  
**LINAC** - LINear particle ACcelerator  
**LMJ** - Laser MegaJoule  
**MCHF** - Multi-Configuration Hartree-Fock  
**MEC** - Matter in Extreme Conditions  
**MHD** - MagnétoHydroDynamique  
**MISDC** - Multicharged Ions Spectra Data Center  
**NIF** - National Ignition Facility  
**OAP** - Off-Axis Parabola  
**PALE** - Prague Arbitrary Lagrangian Eulerian

**PALS** - Prague Asterix Laser System  
**PAL-XFEL** - Pohang Accelerator Laboratory X-ray Free-Electron Laser  
**PIC** - Particle-In-Cell  
**PPP** - Pim Pam Poun  
**QE** - Quantum Efficiency  
**RXES** - Resonant X-ray Emission Spectroscopy  
**SACLA** - Spring-8 Angstrom Compact free-electron LAser  
**SASE** - Self-Amplified Spontaneous Emission  
**SLAC** - Stanford Linear Accelerator Center  
**SPC** - Single Photon Counting  
**SSRL** - Stanford Synchrotron Radiation Lightsource  
**UHI** - Ultra-Haute Intensité  
**VUV** - Vacuum Ultra-Violet  
**XAS** - X-ray Absorption Spectroscopy  
**XES** - X-ray Emission Spectroscopy  
**XFEL** - X-ray Free-Electron Laser  
**XRF** - X-Ray Fluorescence



# Chapitre I

## *État de l'art*

<b>1. <i>La spectroscopie</i></b>	<b>2</b>
<b>2. <i>La spectroscopie X</i></b>	<b>3</b>
<b>3. <i>Applications dans les plasmas</i></b>	<b>5</b>
a. Définition	5
b. La spectroscopie d'émission X (XES) des plasmas	6
<b>4. <i>Quels défis pour la XES dans les plasmas chauds et denses ?</i></b>	<b>8</b>
<b><i>Références</i></b>	<b>10</b>

## 1. La spectroscopie

La dispersion de la lumière est observée depuis la nuit des temps. Les arcs-en-ciel en sont l'illustration parfaite. Bien que Pline l'Ancien cerne le rôle de la réfraction dans le phénomène au 1<sup>er</sup> siècle<sup>[1]</sup>, il faut attendre de nombreux siècles pour que ces arcs-en-ciel soient compris.

Au cours du Moyen Âge et de la Renaissance, le phénomène de dispersion de la lumière intéresse. Les dioptres en verre, agissant tel un prisme, se trouvent dans les foires et sont considérés comme des curiosités.

C'est entre 1666 et 1704, date à laquelle son traité *Opticks* est publié, que Newton interprète la dispersion de la lumière<sup>[2]</sup>. Dans celui-ci, il prouve que le prisme, ou l'optique diffractante, n'est pas la source de la lumière émise. Mais au contraire que ce dernier se contente de séparer la lumière blanche en composantes monochromatiques. A la suite à ces expériences, il est compris qu'en fonction de la source de lumière utilisée, différents spectres peuvent être obtenus. La spectroscopie est née.

Cependant, l'usage des prismes ne permet pas encore d'observer ce qui déclenchera un engouement important pour cette science.

En 1814, Fraunhofer, un opticien, développe le premier réseau de diffraction de l'histoire et remplace le prisme. Cette innovation majeure lui fournit une résolution spectrale suffisamment grande pour observer les raies d'absorption du Soleil : les *raies de Fraunhofer*. De plus, il est le premier à établir l'échelle absolue de longueurs d'onde. Cette calibration va donner un grand élan à la spectroscopie.

En 1835, Wheatstone démontre que les sels chimiques peuvent s'identifier via leurs raies d'émission. Foucault et Angström sont, en 1849 et 1853, les premiers à montrer que les raies d'absorption et d'émission sont intimement liées, les longueurs d'onde absorbées étant les mêmes que celles émises.

Kirchhoff relie l'absorption et l'émission des corps par sa loi en 1859, bien avant celle de Planck publiée en 1900.

Puis, différents scientifiques cherchent à appliquer ces techniques d'analyse à l'astronomie. Ainsi, Secchi est le premier à compiler un catalogue d'étoiles classées en 4 catégories spectrales. William et Margaret Huggins sont les premiers à calculer la vitesse de rotation d'une étoile en appliquant la relation de Doppler au spectre de Sirius en 1868.

Enfin, Balmer, en 1885, découvre que les raies visibles de l'Hydrogène forment une série spectrale. En 1888, Rydberg publie la formule éponyme permettant de calculer l'énergie des raies atomiques de l'Hydrogène pour n'importe quel niveau de départ  $n_2$  et d'arrivée  $n_1$ . Cette formule est généralisée (pour les atomes Hydrogénoïdes, i.e. ne possédant qu'un électron) par Ritz en 1908 :

$$\frac{1}{c} = RZ^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (1.1)$$

Où  $E$  est l'énergie de la transition en eV,  $R$  la constante de Rydberg (13,6 eV), et  $Z$  son numéro atomique.

En cette fin de XIX<sup>e</sup> siècle, la spectroscopie prouve qu'elle sera l'une des plus grandes techniques dans la recherche de nouveaux phénomènes et dans l'identification des éléments au cours des XX<sup>e</sup> et XXI<sup>e</sup> siècles.

## 2. La spectroscopie X

A la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, un autre phénomène fait s'interroger la communauté scientifique. En 1869, les rayons cathodiques, générés par l'impact de cations sur une cathode, sont découverts par Hittorf et étudiés en détail par Crookes<sup>[3]</sup>. Reprenant l'expérience en 1895, Röntgen rend luminescente une plaque photosensible placée derrière une paroi. Il décide alors de tester différents obstacles et remarque que la luminescence évolue en fonction de leurs épaisseurs. C'est grâce à cette intuition que Röntgen découvre des rayons encore inconnus, invisibles et très pénétrants, qu'il appelle *rayons X* <sup>[4,5]</sup>. S'en suit la première radiographie effectuée sur la main de sa femme. Les premières unités de radiologie ouvrent en 1897, comme celle de Bécquère en France. Röntgen reçoit le premier Prix Nobel de Physique en 1901.

A la suite de cette découverte, il faut attendre les observations de De Broglie en 1913 pour qu'un spectre X soit obtenu<sup>[6]</sup>. Ce décalage de presque 20 ans entre la découverte des rayons X et leur décomposition en spectre est dû à une contrainte technique. Il est en effet impossible d'utiliser des réseaux de diffraction pour ce type de rayonnement. La longueur d'onde des rayons X est trop petite pour être diffractée par des fentes.

Ainsi, l'utilisation de cristaux possédant une structure géométrique parfaite et de distance interatomique du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des rayons X est mise au point. Durant son expérience, De Broglie monte un cristal sur un goniomètre et réussit à diffracter des rayons X de différentes énergies en suivant la loi de Bragg, publiée en 1913<sup>[7-9]</sup> :

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda = n \frac{hc}{E} \quad (1.2)$$

Où  $d_{hkl}$  est la distance interatomique du cristal définie par son indice de Miller  $hkl$ ,  $\theta$  l'angle de Bragg,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $E$  l'énergie du rayon incident,  $n$  l'ordre de diffraction et  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  J.s est la constante de Planck ( $hc = 12,3984$  Å.keV).

Il faut noter que par cette formule, chaque longueur d'onde (ou énergie) diffractée l'est pour un angle donné. Il s'agit d'une approximation. Pour être plus juste, il est nécessaire de considérer une largeur angulaire  $\Delta\theta$ , dite de Darwin. C'est au sein de celle-ci qu'une longueur d'onde donnée est diffractée. La théorie de la diffraction dynamique permet de calculer  $\Delta\theta$ <sup>[10,11]</sup>.

Par ces résultats, De Broglie est le premier à mesurer l'absorption des rayons X par le seuil K de l'Argent et du Brome. Ces derniers étaient contenus dans le film photographique utilisé pour enregistrer le spectre.

En 1913 également, Moseley publie sa loi empirique décrivant les énergies de plusieurs raies caractéristiques et établit une proportionnalité en  $Z^2$ . Ces raies, générées par fluorescence X (XRF), sont dénommées  $K_\alpha$  et  $L_\alpha$  selon la notation de Siegbahn<sup>[12]</sup>. Cette étude a pour la première fois mis en avant que la masse atomique n'est pas un paramètre clé pour les propriétés physiques et chimiques des éléments. Mais qu'au contraire ces propriétés dépendent du numéro atomique,  $Z$ . Moseley est ainsi considéré comme le père du tableau périodique des éléments sous sa forme actuelle. En effet, la forme de Mendeleïev classe les éléments par masse atomique.

C'est en 1916 que le premier spectromètre X fonctionnant sous vide est mis au point par Siegbahn et Stenström<sup>[13-15]</sup>. Cet outil permet de grandes avancées dans la mesure des seuils K et L dans les années 1920 et 1930<sup>[16-20]</sup>.

Les premières techniques de mesure de spectres X n'utilisent que des cristaux plans et des schémas géométriques basiques<sup>[21]</sup>. Ces derniers, bien que très pratique car d'utilisation simple, ne permettent d'obtenir ni de bonnes résolutions spectrales ni un signal important sur le détecteur. Ainsi, durant les années 1930, différentes techniques, toujours utilisées de nos jours, sont mises au point par des chercheurs et chercheuses tels que Cauchois, Johann ou Von Hamos<sup>[22-27]</sup>. Ces méthodes sont basées sur l'utilisation d'optiques courbes (sphériques, cylindriques, etc.) en réflexion ou en transmission. Dans le premier cas, on parle d'optique de Bragg (**Figure 1a**). Dans le second, d'optique de Laue (**Figure 1b**).

Jusque dans les années 1970 et l'arrivée des lasers et des synchrotrons, la spectroscopie X d'émission n'est étudiable que dans des milieux solides. Les recherches sont alors uniquement centrées sur l'observation de phénomènes liés à l'ionisation collisionnelle par électrons, ou à la distribution de photons émis par des tubes X ou des sources radioactives.

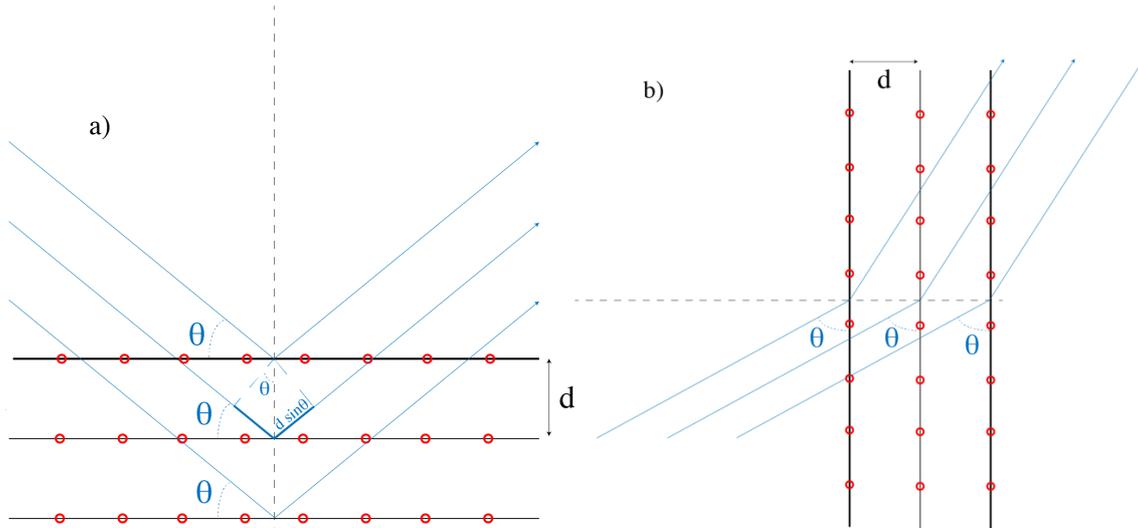


Figure 1.1 : a) Schéma montrant le principe d'une optique en réflexion, dite de Bragg. b) Schéma montrant le principe d'une optique en transmission, dite de Laue.

### 3. Applications dans les plasmas

#### a. Définition

Un plasma peut être défini comme un milieu gazeux suffisamment ionisé pour devenir hautement conducteur électrique. Ainsi, l'influence de champs électriques et magnétiques domine son comportement par des effets collectifs.

Les plasmas se trouvent partout dans la nature dans des conditions de température et de densité très différentes. Sur Terre, les éclairs sont des plasmas dits de décharge et les aurores boréales (ou australes) des plasmas froids très peu denses générés par l'interaction de particules solaires avec l'atmosphère. Ces aurores émettent d'ailleurs des raies dites *interdites* grâce à la quasi-absence de collisions dans ces plasmas.

Dans l'Univers, les nébuleuses sont également des plasmas froids de densité extrêmement faible. A l'opposé, les cœurs des étoiles sont des plasmas chauds et denses où se produisent des réactions de fusion nucléaire.

Les plasmas sont pour la première fois identifiés par Crookes en 1879<sup>[28]</sup> puis décrits une nouvelle fois par Thomson en 1897<sup>[29]</sup>. C'est Langmuir qui en 1928 utilise le nom plasma pour la première fois<sup>[30]</sup>.

La recherche autour des plasmas est devenue en 90 ans un domaine très étudié en physique. La gamme de température de plusieurs millions de degrés Kelvin et la gamme de densité de plusieurs dizaines d'ordres de grandeur rendent le nombre d'applications très important et interdisciplinaire. De la médecine<sup>[31,32]</sup> à la géologie<sup>[33]</sup> en passant par l'industrie<sup>[34,35]</sup> ou encore l'astrophysique<sup>[36,37]</sup> et la fusion nucléaire<sup>[38-42]</sup>.

## ***b. La spectroscopie d'émission X (XES) des plasmas***

Bien qu'au XIX<sup>e</sup> siècle la nature des étoiles soit encore très peu comprise, les premiers spectroscopistes ont réalisé des études liées aux plasmas sans le savoir.

Ainsi, le premier spectre observé de manière détaillée par Fraunhofer est celui du Soleil. Secchi, lui, établit différentes classes d'étoiles.

Cependant, hormis les spectres d'objets stellaires, la spectroscopie de plasmas est restée quasi inexplorée jusqu'à l'arrivée dans les années 1960 de la technologie laser, acronyme anglais de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Einstein énumère le principe en 1916<sup>[43,44]</sup> qui est validé expérimentalement par Winter, Brossel et Kastler en 1952<sup>[45-47]</sup>. Ce dernier obtient d'ailleurs le prix Nobel de physique pour ces travaux en 1966.

A partir de l'invention du laser, il est possible de chauffer la matière en focalisant des impulsions de quelques nanosecondes (ns) sur la cible. Ce chauffage par laser permet ainsi de développer plusieurs techniques pour étudier la composition du matériel chauffé. Parmi elles, la méthode LIBS, *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy*, fait office de référence<sup>[48]</sup>. Cependant, ces techniques ne concernent que les plasmas froids.

L'étude des plasmas chauds et denses par spectroscopie X a nécessité des progrès en science des lasers et la construction de grands instruments spatiaux.

A partir des années 1970 des satellites équipés de spectromètres X à haute résolution sont envoyés en orbite terrestre. Ces derniers récoltent de précieuses données sur les phénomènes se produisant au sein du Soleil, lors desquels de nombreuses raies X peuvent être observées<sup>[49]</sup>. Ces études ne sont pas réalisables depuis la surface terrestre à cause de l'absorption des rayons X par l'atmosphère. Ainsi, depuis ces années, de nombreux spectromètres X sont déployés pour comprendre de multiples phénomènes astrophysiques<sup>[50-52]</sup>.

Dans cette lignée, une nouvelle branche d'étude existe depuis maintenant une vingtaine d'années et ne cesse de se développer. Il s'agit de l'astrophysique de laboratoire dont l'objet est de recréer via des moyens accessibles sur Terre des conditions proches de celles observées dans l'Univers<sup>[53]</sup>. Au sein de cette thématique, l'utilisation de moyens spectroscopiques X est primordiale<sup>[54]</sup>.

L'autre moteur qui fait avancer les études spectroscopiques X des plasmas chauds et denses est lié à la recherche sur la fusion nucléaire. Les *fusions nucléaires par confinement inertiel* (FCI) et par *confinement magnétique* (FCM) sont les plus concernées. L'arrivée d'installations lasers de haute énergie dédiées à cette recherche à partir de la fin des années 1960, notamment L5 au CEA de Limeil, marque la XES et va permettre son développement rapide.

La cible utilisée est chauffée et comprimée par l'action des rayons X<sup>[55]</sup>. Ainsi, la recherche sur la FCI dépend essentiellement de la capacité à mesurer le rayonnement et les phénomènes par lesquels il est induit. Par exemple, la génération d'électrons suprathermiques, ou chauds, lors de l'interaction laser-matière a d'importantes conséquences sur la compression de la cible<sup>[56,57]</sup>.

Les autres techniques de fusion, développées dans des installations telles qu'ITER en France pour la branche magnétique ou la Z-Machine aux États-Unis pour la branche Z-pinch, utilisent toutes la XES pour une partie de leurs diagnostics<sup>[58,59]</sup>.

En 1985, arrive une importante découverte en physique des lasers. Strickland et Mourou réussissent à appliquer la technique d'*Amplification par Dérive de Fréquence* (CPA), déjà utilisée dans les technologies radar, aux lasers de puissance<sup>[60]</sup>. Ils obtiennent le prix Nobel de physique en 2018 pour leurs travaux. Les frontières en termes de puissance laser peuvent ainsi être dépassées. Cette technique basée sur l'étirement puis la recompression d'un faisceau laser permet son amplification sans risque pour les optiques de la chaîne laser.

Depuis cette date, plusieurs régimes de lasers de puissance ont été développés avec des énergies allant de la centaine au million de Joules et des durées d'impulsion de la dizaine de nanosecondes (ns) à la dizaine de femtosecondes (fs). Ces multiples régimes entraînent la création de plasmas aux conditions physiques très différentes.

En complément de ces lasers de puissance, une nouvelle source de rayons X offre des possibilités innovantes pour sonder la matière en condition extrême au début des années 1970 : les synchrotrons.

L'arrivée de telles machines, comme la *Stanford Synchrotron Radiation Lightsource* (SSRL) au SLAC à Stanford, ouvre le champ des possibles dans l'application de la XES: que ce soit pour étudier la matière solide ou un plasma préalablement chauffé à l'aide d'un laser optique.

Pour la première fois, les chercheurs ont à leur disposition une source X de haute brillance, pour laquelle l'énergie des rayons peut être facilement modulée, la polarisation modifiée, etc.<sup>[61]</sup>. De même, il devient possible de focaliser le faisceau X en une tache de quelques microns et d'obtenir des faisceaux monochromatiques avec des dispersions énergétiques très faibles ( $\Delta E/E \approx 0.02\%$ ). Grâce au rayonnement synchrotron, les physiciens atomiques sont ainsi capables d'étudier les phénomènes de *photo-pompage résonant* (RXES) et de création d'ions creux, notamment au sein des plasmas chauds et denses<sup>[62-64]</sup>. Cependant, la durée d'impulsion (de l'ordre de plusieurs dizaines de picosecondes (ps)) ne permet pas de réaliser d'études temporelles d'évolution des plasmas.

Depuis la fin des années 2000, des instruments de pointe sont disponibles pour réaliser de nouvelles études de physique atomique basées sur la spectroscopie X d'émission. Cette source, appelée Laser X à Électrons Libres (XFEL) et dénommée 4<sup>e</sup> génération de source de lumière, offre la possibilité de réaliser des études de dynamique ultra rapide en irradiant un plasma avec une impulsion X.

Les XFEL, descendants des traditionnels FEL tels que FLASH à Hambourg, permettent l'obtention de faisceaux X ultra courts, de l'ordre de la dizaine de femtosecondes (fs)<sup>[65,66]</sup>. Ainsi, l'étude temporelle de plasmas chauds et denses devient possible en modifiant le retard entre laser optique et XFEL<sup>[67]</sup>. De plus, la fluence particulièrement importante ( $>10^{12}$  photons/impulsion) ainsi que la quasi parfaite cohérence spatiale du faisceau ouvrent de nouvelles opportunités quant à l'étude de phénomènes encore jamais observés.

## 4. Quels défis pour la XES dans les plasmas chauds et denses ?

Le premier défi auquel la XES doit répondre est celui du signal collecté et des résolutions spectrale et spatiale atteignables. La spectroscopie d'émission X dépend souvent de la capacité à mesurer de très faibles signaux. Afin de répondre à cette contrainte, le **Chapitre 2** présente les techniques modernes appliquées durant cette thèse, notamment l'élaboration d'un code de comptage de photons uniques (SPC)<sup>[68]</sup>. Ce code ultra rapide analyse de très faibles signaux en direct tout en pouvant être synchronisé avec les serveurs de grandes installations telle que le LCLS.

En appliquant ces techniques modernes aux méthodes spectroscopiques classiques, il est possible de repousser nos limites de détection et de précision.

L'autre défi auquel doit répondre la XES (mais également la XAS et les toutes autres techniques de spectroscopie d'absorption X) est la capacité des équipements spectroscopiques à mesurer le rayonnement émis par les plasmas chauffés par les futurs lasers PetaWatt (PW). Ces derniers vont être disponibles dans plusieurs endroits à travers le monde (Apollon en France, ELI en République tchèque, etc.). Cette nouvelle classe de lasers va offrir à la communauté scientifique la possibilité de tirer sur des cibles à des intensités encore jamais étudiées ( $I_0 > 10^{22}$  W.cm<sup>-2</sup>). Celles-ci vont devoir relever de nombreux défis non seulement par les *impulsions électromagnétiques* (IEM) générées mais principalement à cause du *rayonnement continu de freinage* (Bremsstrahlung) engendré par les électrons suprathermiques lors de l'interaction. Ce rayonnement, par sa grande intensité, risque de saturer tous les détecteurs concernés. La spectroscopie X est un moyen d'étudier l'intérieur d'un plasma dense et les effets des champs radiatifs créés à de telles intensités lasers.

Les **Chapitres 3 et 4** sont en lien direct avec ces futures études.

Ils présentent, par le biais de deux expériences réalisées, l'une sur laser kJ-nS et l'autre sur laser UHI-fs, deux techniques qui pourront être mises en œuvre sur les futurs lasers multi-PW.

Finalement, l'ère des XFEL n'en est qu'à ses débuts. Lors du commencement de ce travail de thèse en 2015, seuls les deux XFEL *Linac Coherent Light Source* (LCLS) en Californie et *Spring-8 Angstrom Compact FEL* (SACLA) au Japon, ouverts en 2009 et 2011, étaient disponibles pour les utilisateurs. De même, en 2015, une seule expérience avait été réalisée en rapport avec une étude RXES d'un plasma chaud et dense généré par laser optique et pompé par XFEL<sup>[67]</sup> (bien que quelques importantes études de XES où le plasma est généré et sondé par XFEL peuvent être mentionnées<sup>[69,70]</sup>).

Comme indiqué précédemment, les paramètres techniques offerts par cette 4<sup>e</sup> génération de source de lumière ouvrent des perspectives pour l'étude des plasmas chauds et denses.

La recherche autour des phénomènes de physique atomique en milieu extrême est aussi très fortement impactée. Parmi ces phénomènes, l'étude des profils de raies, et celles de la redistribution de fréquences et des états de charge n'ont presque jamais été testées

expérimentalement. De récentes publications pointent d'ailleurs le manque d'études et le besoin de les réaliser<sup>[71]</sup>.

Le **Chapitre 5** décrit une expérience réalisée au LCLS dont les résultats démontrent qu'un travail de fond doit être engagé dans les prochaines années afin d'améliorer les modèles de physique atomique.

## Références

- [1] Pline l'Ancien, Histoire naturelle, livre II, Chapitre 58-60, 2, 60 LX (77)
- [2] I. Newton, Opticks (1704)
- [3] W. Crookes, Phil. Trans., 170, p. 135-164 (1878)
- [4] W.C. Röntgen, Sitzungsberichte der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft, 9, 132-141 (1895)
- [5] W.C. Röntgen, Sitzungsberichte der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft, 1, 11-19 (1896)
- [6] M. de Broglie, C. R. Acad. Sci., 157, 924-926 (1913)
- [7] W.L. Bragg, Proc. Cambridge Phil. Soc., 17, 43-57 (1913)
- [8] W.H. Bragg et W.L. Bragg, Proc. R. Soc. Lond. A, 88, 428-438 (1913)
- [9] W.H. Bragg, Proc. R. Soc. Lond. A, 89, 246-248 (1913)
- [10] R. James, Optical principles of the Diffraction of X-rays, G. Bell & Sons Ltd, London (1950)
- [11] D. Taupin, Bull. Soc. Fr. Mineral. Cristallogr., 87, 469 (1964)
- [12] H.G.J. Moseley, Phil. Mag., 26, 1024-1034 (1913)
- [13] W. Stenström, Ann. Phys., 362, 347-375 (1918)
- [14] M. Siegbahn, Ann. Phys., 364, 56-72 (1919)
- [15] M. Siegbahn, Phil. Mag., 37, 601-612 (1919)
- [16] H. Fricke, Phys. Rev., 16, 202-215 (1920)
- [17] G. Hertz, Phys., 3, 19-25 (1920)
- [18] K. Chamberlain, Phys. Rev., 26, 525-536 (1925)
- [19] A.J. O'Leary, Phys. Rev., 37, 873-883 (1931)
- [20] A.S. Rao et K.R. Rao, Proc. Phys. Soc., 46, 163 (1934)
- [21] W.H. Bragg et W.L. Bragg, X-rays and Crystal Structure, G. Bell & Sons Ltd, London (1915)
- [22] J. DuMond et B.B. Watson, Phys. Rev., 46, 316-317 (1934)
- [23] B.B. Watson, Rev. Sci. Instrum., 8, 480 (1937)
- [24] Y. Cauchois, J. Phys. Rad., 3, 320-336 (1932)
- [25] Y. Cauchois, Acad. Sci. Paris, 194, 362 (1932)
- [26] H.H. Johann, Zeitschrift für Physik, 69, 185-206 (1931)
- [27] T. Johansson, Zeitschrift für Physik, 82, 507-528 (1933)
- [28] W. Crookes, lecture à la British Association for the Advancement of Science (1879)
- [29] J.J. Thomson, Phil. Mag., 44, 293-316 (1897)
- [30] I. Langmuir, Proceedings of the Nat. Acad. of Sci., 14, 627-637 (1928)
- [31] M. Keidar et al., Phys. of Plas., 20(5), 057101 (2013)
- [32] S.V. Bulanov et V.S. Khoroshov, Plas. Phys. Rep., 28(5), 453-456 (2002)
- [33] L. Radziemski et al., Spectrochim. Acta Part B-Atom. Spectro., 60(2), 237-248 (2005)
- [34] T.C. Montie et al., IEEE Trans. on Plas. Sci., 28(1), 41-50 (1999)
- [35] H.B. Profijt et al., Journal of Vac. Sci. & Tech. A, 29(5), 050801 (2011)
- [36] F.C. Jones et D.C. Ellison, Space. Sci. Rev., 58(3,4), 259-346 (1991)
- [37] M. Marklund et P.K. Shukla, Rev. of Mod. Phys., 78(2), 591-640 (2006)
- [38] R. Kodama et al., Nature, 412(6849), 798-802 (2001)
- [39] J. Lindl, Phys. of Plas., 2(11), 3933-4024 (1995)
- [40] J.M. Soures et al., Phys. of Plas., 3(5), 2108-2112 (1996)
- [41] J-M Rax, Physique des Tokamaks, Editions de l'Ecole Polytechnique (2011)
- [42] D.D. Ryutov et al., Rev. of Mod. Phys., 72(1), 167-223 (2000)
- [43] A. Einstein, Verhand. der Deuts. Phys. Gesell., 18, 318-323 (1916)
- [44] A. Einstein, Phys. Zeit., 18, 121-128 (1917)
- [45] A. Kastler, J. Phys. Rad., 11, 255 (1951)
- [46] A. Kastler, Physica, 17, 191 (1951)
- [47] J. Brossel et al., J. Phys. Rad., 13, 668 (1952)
- [48] R. Noll, Laser-Induced Breakdown Spectroscopy, Springer (2012)
- [49] K. Tanaka et al., Astrophys. Journal, 282(2), 793-798 (1984)
- [50] K. Nandra et al., Astrophys. Journal, 477(2), 602-622 (1997)
- [51] C.S. Reynolds et A.C. Fabian, Astrophys. Journal, 675(2), 1048-1056 (2008)
- [52] K.J.H. Phillips, Astrophys. Journal, 605(2), 921-930 (2004)
- [53] B.A. Remington et al., Rev. of Mod. Phys., 78(3), 755-807 (2006)
- [54] G. Revet et al., Science Advances, 3(11), e1700982 (2017)
- [55] N.B. Meezan et al., Plasma Phys. Control. Fusion, 59(1), 014021 (2017)
- [56] E.L. Dewald et al., Rev of Sci. Ins., 81(1), 10D938 (2010)
- [57] S.H. Glenzer et al., Phys. Rev. Let., 81(2), 365-368 (1998)
- [58] E. Källne et J. Källne, Phys. Scr., 17(1), 152-165 (1987)
- [59] J.E. Bailey et al., Phys. of Plas., 9(5), 2186-2194 (2002)
- [60] D. Strickland et G. Mourou, Optics Comm., 56(3), 219 (1985)
- [61] P. Pianetta et I. Lindau, Journal of Elec. Spectro. and Relat. Pheno., 11(1), 13-38 (1977)
- [62] F.B. Rosmej et al., Journal of Phys. B, 48(22), 224005 (2015)

- [63] L. Young et al., *Nature*, 466(1), 56-61 (2010)
- [64] F.B. Rosmej et al., *Eur. Phys. Lett.*, 77(2), 24001 (2007)
- [65] J. Feldhaus et al., *Journal of Phys. B*, 38(1), S799-S819 (2005)
- [66] M. Yabashi et al., *Journal of Phys. B*, 46(1), 164001 (2013)
- [67] F.B. Rosmej et al., *J Phys. Conf. Series*, 688(1), 012093 (2016)
- [68] F.P. Condamine et al., *High-speed Single Photon Counting Analysis code (FPA) for the detection of very low signals in multi-Hz rate laser-matter experiments*, en cours de publication
- [69] S. Vinko et al., *Nature*, 482(7383), 59-62 (2012)
- [70] O. Ciricosta et al., *Phys. Rev. Lett.*, 109, 065002 (2012)
- [71] J.E. Bailey et al., *Nature*, 517(1), 56-59 (2015)

# Chapitre II

## *Méthodes spectroscopiques pour l'étude des plasmas*

<b>1. Les dispositifs à transfert de charge (CCD) en milieu fortement radiatif</b>	<b>13</b>
a. Fonctionnement du capteur	14
b. Intérêt en spectroscopie X pour l'étude des plasmas chauds et denses	14
<b>2. Procédé algorithmique de mesure de signaux de très faibles intensités</b>	<b>17</b>
a. Principe général du comptage de photons uniques (SPC)	18
b. "Fast Photon Analysis" (FPA), développement d'un code rapide et flexible	18
<b>3. La géométrie de Johann</b>	<b>27</b>
a. Principe général	27
b. Focusing Spectrometer with Spatial Resolution (FSSR), un spectromètre pratique et de hautes résolutions	28
<b>Références</b>	<b>33</b>

Au cours de ce chapitre, les moyens techniques mis en œuvre durant les 3 expériences présentées dans cette thèse sont expliqués.

Le premier paragraphe s'applique à détailler le fonctionnement des *dispositifs à transfert de charge* (CCD) et leur intérêt par rapport à des détecteurs analogiques comme les *films photographiques X* ou les *plaques phosphores* (IP).

La deuxième partie montre le fonctionnement d'un code *d'analyse de photons uniques* (SPC), écrit durant cette thèse en collaboration avec A. Descamps affilié au SLAC, qui a pour but de détecter des signaux très faibles à de hauts taux de répétition.

Finalement, le chapitre termine par une description détaillée du spectromètre sphérique utilisé durant ce travail, le *Focusing Spectrometer with Spatial Resolution* (FSSR).

## 1. Les dispositifs à transfert de charge (CCD) en milieu fortement radiatif

Les *dispositifs à transfert de charge* (CCD) sont des capteurs que l'on trouve dans une multitude de produits destinés à réaliser la photographie ou la détection de signaux électromagnétiques.

Ils sont inventés en 1970 par Boyle et Smith<sup>[1]</sup> qui obtiennent le prix Nobel de physique en 2009 pour leur découverte. Très vite, de nombreux industriels ont compris le potentiel de ces capteurs. Dans les années 1990, après plus d'une vingtaine d'années de recherche et développement, les appareils photographiques numériques ont commencé à remplacer les appareils analogiques à pellicule.

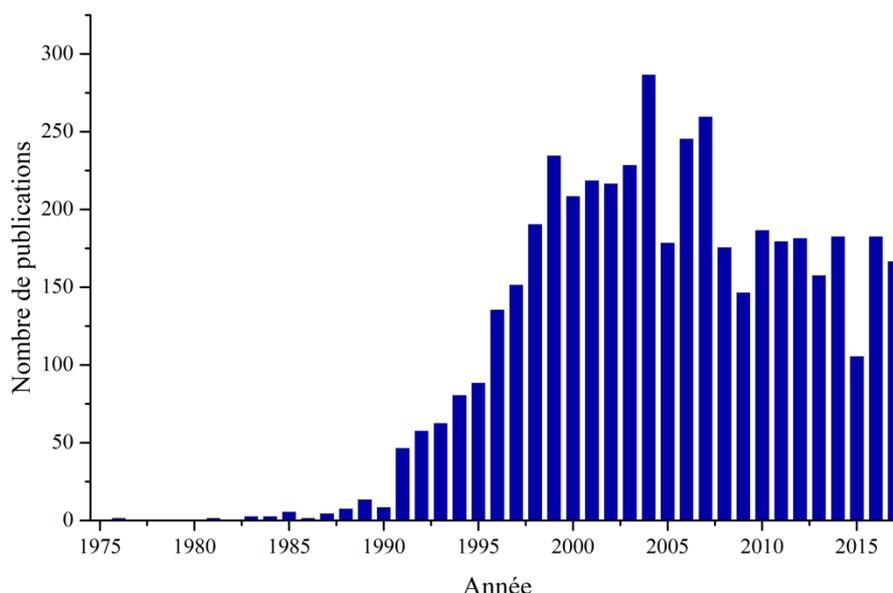


Figure 2.1 : Nombre de publications recensées sur le registre Web of Science ayant pour sujet les termes "X-ray" et "CCD".

Le phénomène est similaire en physique. Les caméras CCD, initialement conçues pour détecter la lumière visible, se révèlent très performantes dans de nombreuses gammes de longueurs d'ondes. Les premières applications d'un capteur CCD pour la détection de rayons X datent de

la fin des années 1970<sup>[2,3]</sup>. Le premier domaine où les capteurs CCD ont été utilisés de manière récurrente est l'astronomie où ils ont permis des prises de données bien plus sensibles que ce que les films photographiques peuvent offrir<sup>[4,5]</sup>.

Mais c'est au cours des années 1990 et 2000, lorsque les technologies et les puissances informatiques ont fait un grand bond en avant, que l'usage quasi systématique des CCD est acté. La **Figure 2.1** montre un graphique présentant un résultat de recherche effectué sur la base de données *Web Of Science* pour lequel les termes *X-Ray* et *CCD* ont été entrés en sujet d'article. Chacun peut voir l'arrivée très rapide des caméras CCD dans le milieu scientifique.

### a. Fonctionnement du capteur

Un capteur CCD est composé de deux parties distinctes : la région photosensible du capteur (le plus couramment un substrat de Silicium) et la région appelée *registre à décalage*. Les photons arrivant sur le détecteur sont "convertis" en électrons par effet photoélectrique dans le substrat. Ils sont ensuite collectés au sein de chaque pixel (ou photosite).

A la fin du temps d'exposition choisi par l'utilisateur, les électrons sont transférés colonne par colonne jusqu'au registre horizontal. Ce registre permet finalement la conversion en *signal numérique* (ADU). Il est alors transféré sur un ordinateur externe pour reconstituer et visualiser l'image obtenue. Le signal ADU est proportionnel à la quantité d'électrons créée pour chaque pixel, donc au nombre de photons incidents et à leur énergie. La **Figure 2.2** schématise le procédé décrit ci-dessus.

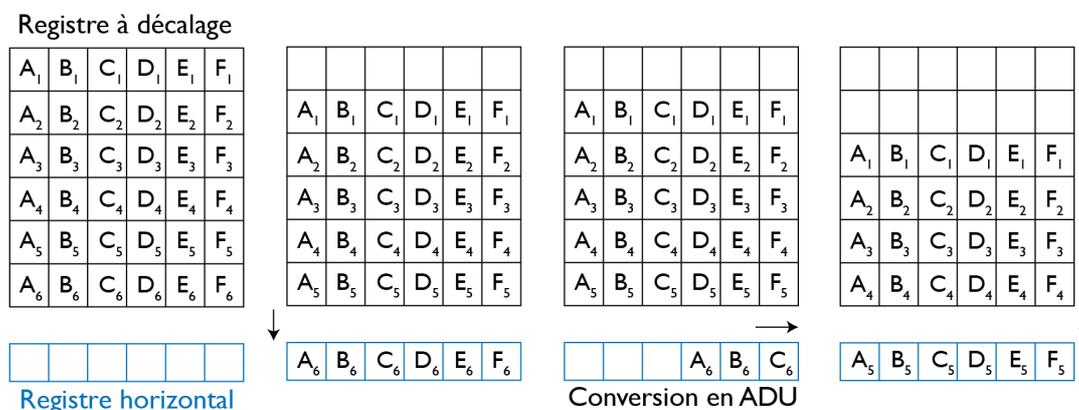


Figure 2.2 : Schéma de principe de la lecture des électrons contenus dans chaque pixel.

### b. Intérêt en spectroscopie X pour l'étude des plasmas chauds et denses

La méthode de prédilection de mesure de spectres X dans les plasmas a été, jusqu'à la fin des années 1990, l'utilisation de films photographiques qui offrent d'excellentes résolutions lorsqu'ils sont couplés à de très bons scanners (< 5 μm). Ils ont permis pendant plus de 50 ans à la communauté de physique atomique de comprendre la façon dont les atomes sont régis. De très importantes bases de données toujours utilisées de nos jours ont été éditées durant ces années. Par

exemple, le *X-ray Data Booklet* a été publié pour la première fois en 1985. Il s'agit d'un carnet de référence, particulièrement utile pour retrouver certaines énergies de raies, notamment lors de la préparation d'une expérience.

Cependant, hormis cet avantage lié à leur très grande résolution, les films photographiques X n'offrent que des inconvénients. Ils doivent être développés en chambre noire rendant leur manipulation compliquée et risquée. De plus, ce développement prend plus d'une dizaine de minutes, ce qui ne permet pas de les utiliser en milieu répétable sauf lors d'une accumulation. Finalement, le rapport signal/bruit qu'il est possible d'obtenir est assez faible ( $\approx 1/20$ ). Cela rend ainsi la détection de signaux de très basse intensité complexe, voire impossible.

Le **Chapitre 3** présente les résultats d'une expérience réalisée en utilisant des films photographiques. Dans celle-ci, l'obtention d'une très grande résolution était indispensable et a rendu obligatoire leur usage.

Une autre technique toujours employée lors d'expériences est l'utilisation de *plaques au phosphore* (IP). Ces dernières doivent être également développées mais directement au sein d'un scanner. Leur principal avantage est d'être relativement peu sensibles à la lumière visible et réutilisables. Un passage de 15 à 20 minutes en face d'une lumière de très forte intensité les "régénère" en effaçant l'empreinte laissée par les rayons X. Cependant, bien que la sensibilité soit plus forte que dans le cas des films X, la résolution offerte par les IP est faible ( $> 50\mu\text{m}$ ). Cela ne permet pas de réaliser des expériences de très hautes résolutions comme cela peut être le cas en physique atomique des plasmas.

L'arrivée de caméras CCD X à des prix raisonnables pour les équipes de recherche à la fin des années 1990 a permis leur démocratisation. Mais bien que les caméras CCD soient devenues abordables, une capacité les a rendues supérieures aux 2 techniques (films X et IP) susmentionnées.

### **i. Avantages des caméras CCD**

Il est une caractéristique que les caméras CCD ont et que les autres moyens de mesure de spectres X n'ont pas : la vitesse de lecture des données.

Lorsqu'un film X ou un IP nécessite une dizaine de minutes de traitement, les caméras CCD n'ont besoin que de quelques secondes, voire de moins d'une seconde pour traiter les données et les mettre à disposition des scientifiques. C'est cette capacité unique qui rend les capteurs CCD si attractifs.

Utiliser un laser à haut taux de répétition, typiquement un laser fs-UHI, avec un autre détecteur qu'une caméra CCD rend le laser moins intéressant d'un point de vue scientifique. De plus, bien que 10 minutes soient nécessaires pour développer les films, il ne faut pas négliger le temps de pompage d'une chambre à vide. Dans de grandes installations, un cycle peut nécessiter plus de 30 minutes.

Par calcul simple, pour une installation laser pouvant tirer à une fréquence de 5 Hz, il est possible d'obtenir 18 000 tirs en 1 heure (à condition que la caméra CCD utilisée ait un taux de lecture de 5 Hz). Alors qu'un film X ou une IP ne permettront que 1 tir.

Malgré la possible accumulation de spectres, le bruit s'additionne lui aussi, créant d'autres problèmes.

Le 2<sup>e</sup> avantage des caméras CCD s'ajoute au premier. Alors qu'un film X ou une IP ne peuvent pas offrir de rapports signal/bruit très satisfaisants, une caméra CCD en a la possibilité. Le **Chapitre 4** montre des données où le contraste offert par la caméra atteint 1/1000. Cette très grande valeur cumulée au haut taux de lecture atteignable fait des capteurs CCD les outils parfaits pour la détection de signaux très faibles comme, par exemple, des raies satellites de très faibles émissivités.

De même, il est possible d'utiliser de puissants algorithmes afin de traiter le bruit d'images provenant de ces capteurs.

Le 3<sup>e</sup> avantage majeur offert par les capteurs CCD est lié à leur simple calibration. Les courbes d'*efficacité quantique* (QE) des différents systèmes sont en général faciles à obtenir. Dans le cas des films X, il est souvent nécessaire de ré effectuer les calibrations. De plus, ils ont tendance à se dégrader assez vite en fonction de la température de conservation et de l'humidité rendant ainsi plus imprécise une calibration absolue.

De même, la conversion d'un pixel de CCD ne dépend que de l'énergie du photon arrivant dessus. Dans le cas d'un film X, en plus de la dépendance en énergie, il faut ajouter celle en densité optique. Cette dernière correspond à l'intensité du signal sur le film et est comparable à la valeur de sortie.

Finalement, un film demande à être scanné ce qui ajoute une autre courbe de calibration à appliquer.

Un dernier avantage conséquent de l'utilisation de caméras CCD est la possibilité de traiter les données tout en conservant un vide dans la chambre d'interaction. Un film (ou une IP) doit être traité manuellement et donc retiré après chaque tir (ou séquence de tirs). Le temps perdu par la ventilation et la remise sous vide de la chambre peut être très conséquent, notamment si la chambre possède un grand volume.

## ii. Inconvénients des caméras CCD

Bien que les caméras CCD soient utilisées dans quasiment toute expérience scientifique moderne, les milieux très fortement radiatifs les rendent délicates à manipuler. L'interaction laser-matière et la création de plasmas chauds et denses peuvent causer de graves problèmes électroniques et entraîner la destruction des capteurs.

Lorsque la puissance et/ou l'énergie du laser utilisé dépassent environ un certain seuil ( $I_{\omega} > 10^{18}$  W.cm<sup>-2</sup> ou  $E > 100$  J), de fortes impulsions électromagnétiques sont générées et des particules rapides sont émises. Ces conditions extrêmes mettent à mal la capacité à placer de tels capteurs

au sein de la chambre d'expérience. Or, pour beaucoup d'applications la caméra CCD doit être près de la cible, parfois à moins de 20 cm.

Au cours de telles expériences, les mesures prises pour assurer la sécurité de l'électronique sont très compliquées à mettre en œuvre. Le **Chapitre 4** de cette thèse présente tout le dispositif expérimental mis en place pour être capable de se servir d'une caméra CCD dans de telles conditions.

Le 2<sup>e</sup> inconvénient est d'ordre géométrique. Un film X est fin et léger. Une caméra CCD est relativement lourde et surtout plus imposante. Lorsqu'elle est utilisée sous vide, un refroidissement par *module Peltier thermoélectrique* et circuit d'eau intégré est absolument nécessaire. Ces contraintes alourdissent les dispositifs expérimentaux et compliquent aussi la mise en place de spectromètres à des distances proches de la cible.

Finalement, un film X peut se couper à la taille souhaitée pour être capable d'enregistrer un spectre de telle ou telle longueur. Cette liberté n'existe pas avec une caméra CCD. Celles possédant les meilleures résolutions ( $\delta x \approx 15 \mu\text{m}$ ) et utilisables sous vide n'ont que de petits capteurs, pas plus grands qu'un carré de 3 cm de côté. Il est très difficile de trouver des CCD de très haute résolution avec de grands capteurs ou alors à des prix particulièrement élevés (> 200 000 €).

Cette contrainte de taille est aujourd'hui le problème majeur pour la mesure de spectres X. Cela oblige à faire des compromis de résolutions spectrales et spatiales pour être capable d'enregistrer la totalité du signal souhaité. Lors d'une préparation d'expérience, cette notion de compromis peut devenir très complexe à gérer, notamment en tenant compte des contraintes géométriques des chambres expérimentales.

## **2. Procédé algorithmique de mesure de signaux de très faibles intensités**

La détection de signaux très faibles, tels que des photons uniques, remonte aux premières expériences de physique utilisant des capteurs CCD<sup>[3]</sup>. Cependant, les moyens modernes de calcul numérique associés à de nouveaux langages de programmation comme *Python* permettent aux chercheurs de spécialiser leurs analyses et de les réaliser à de hauts taux de répétition.

Dans le domaine spécifique de l'interaction laser-matière, la demande pour de nouveaux instruments est très importante. Par exemple, sur une installation comme le LCLS, le taux d'acceptation d'expérience ne dépasse guère les 10 à 15 % par session. Ainsi, de nombreux instruments sont en cours de construction en 2018 pour répondre à cette demande comme, par exemple, le LCLS-II ou l'EU-XFEL. Ces environnements ultra rapides sont nécessaires pour une raison : la difficulté de détecter les signaux recherchés. De nombreuses expériences nécessitent des

centaines de milliers de tirs afin d'obtenir suffisamment de statistiques pour étudier, confirmer (ou infirmer) un phénomène.

Cependant, l'acquisition de données à ces taux de répétition pose plusieurs problèmes qu'il est nécessaire de résoudre avant toute expérience. La première remarque est liée à la capacité des chercheurs à prétraiter les données en cours d'expérience. Les temps de faisceaux attribués sur une grande installation dépassent très rarement les 5 demi-journées alors que ces expériences demandent des mois de préparation par leur difficulté. Les chercheurs doivent ainsi être capables d'analyser en direct les données prélevées afin de pouvoir adapter les conditions expérimentales si besoin.

A ce problème s'ajoute celui causé par la détection de faibles signaux. Bien que les caméras CCD soient de plus en plus sensibles, il devient difficile de différencier le bruit du signal réel sous certains niveaux. L'interaction entre le détecteur et les particules générées durant l'interaction laser-matière est une source de bruit importante, à laquelle il faut ajouter le bruit électronique inhérent aux appareils de mesure.

Ainsi, la possibilité d'analyser rapidement et correctement les données réelles est d'un grand intérêt.

### ***a. Principe général du comptage de photons uniques (SPC)***

Une technique bien connue appelée, *comptage de photons uniques* (SPC), est utilisée depuis plus d'une dizaine d'années pour détecter les signaux très faibles<sup>[6-8]</sup>. Cette procédure algorithmique peut être longue à cause du temps pris pour analyser en détail les pixels du détecteur. Afin d'être utiles en milieu rapide, ces routines doivent être parfaitement optimisées et leurs paramètres facilement modifiables pour les chercheurs.

Les événements recherchés sur le détecteur étant particulièrement rares, seuls quelques photons vont être enregistrés par la CCD. Lorsqu'un photon est absorbé par effet photoélectrique, son énergie est convertie en ADU. En raison du faible signal, les photons d'intérêt n'ont quasiment aucune probabilité de toucher le même pixel plusieurs fois. Ainsi, si un photon unique transmet la totalité de son énergie au même pixel, la valeur ADU est directement proportionnelle à l'énergie du photon. En connaissant l'énergie des photons d'intérêt en ADU, ce qui revient à effectuer la calibration absolue du détecteur, chacun peut chercher les photons uniques d'intérêt en ne sélectionnant que la valeur d'ADU recherchée. Cette recherche est la base de la SPC.

### ***b. "Fast Photon Analysis" (FPA), développement d'un code rapide et flexible***

Au cours de cette thèse, plusieurs expériences ont nécessité l'utilisation d'un code de SPC afin d'être capable d'observer des phénomènes de très faibles intensités. C'est notamment le cas de celle présentée au **Chapitre 4**.

Afin de répondre à ce besoin, le code *Fast Photon Analysis* (FPA) a été développé en collaboration avec A. Descamps affilié au SLAC<sup>[9]</sup>. Partant d'un algorithme des plus basiques, un code flexible et rapide a été mis au point.

*FPA* procède à l'analyse de toutes les images enregistrées durant une expérience ou à une condition expérimentale similaire. Un cas typique peut être 1 000 images enregistrées en 200 s durant une expérience à 5 Hz. Pour chacune de ces images et après la soustraction du bruit moyen de l'image (qu'il soit numérique ou réel), *FPA* considère des bornes ADU entrées par l'utilisateur. Ensuite, le programme cherche tous les pixels correspondant à cette borne et mémorise leurs positions respectives. Il faut noter que dans le cas d'une image ne présentant aucun photon détecté, le code écrit dans un fichier son numéro afin que cette absence puisse être comparée aux données des instruments utilisés. Par exemple, la cible a pu être manquée.

Une fois cette étape réalisée, il faut s'assurer que le photon détecté a bien transféré la totalité de son énergie à un seul pixel. Pour cela, l'étude des photosites l'entourant est réalisée. Ce scénario est appelé *Frappe Simple* (FS). Afin de réaliser cette vérification, une matrice 3 X 3 est considérée.

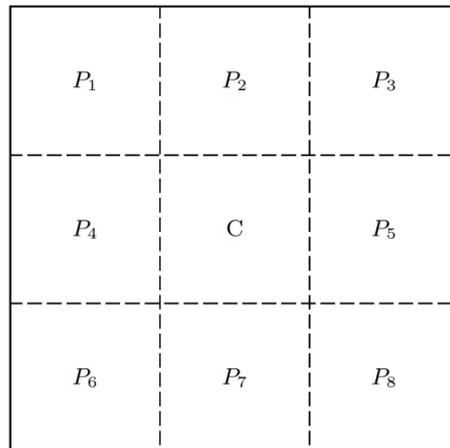


Figure 2.3 : Matrice 3 X 3 utilisée pour déterminée la présence de Frappes Simples (FS).

La **Figure 2.3** montre cette matrice où  $C$  est le pixel central sélectionné par *FPA* auparavant car photon potentiel en accord avec la borne ADU sélectionnée. La comparaison de la valeur de  $C$  avec les pixels  $P_i$  autour peut démontrer une *FS*. Celle-ci est considérée si l'équation suivante est respectée :

$$\frac{C}{C + \sum_{i=1}^8 P_i} \geq x \tag{2.1}$$

Où  $x$  est la valeur discriminante choisie par l'utilisateur. Plus  $x$  est proche de 1, plus le programme sera restrictif.

L'utilisateur doit éviter d'entrer des valeurs supérieures à 0,98. En effet, même si la valeur moyenne du bruit est soustraite et très proche de 0 au moment de l'analyse, des restes sont présents en raison de l'écart-type. Ainsi, en considérant des valeurs de  $x$  trop proches de 1, le risque est de rater des photons réels et de les transformer en *Faux Négatifs* (FN).

Afin de s'assurer que tous les photons d'intérêt soient comptés, cette routine permet à l'utilisateur de considérer le cas d'un photon unique dispersant son énergie sur deux pixels adjacents. Cette situation est appelée *Double Frappe* (DF). Premièrement, le programme cherche des pixels dont la valeur est environ égale à la valeur ADU recherchée divisée par 2. Comme exemple, il est possible de considérer un photon dont l'ADU est égale à 100. Dans le cas *DF*, *FPA* va chercher les pixels proches de 50 ADU.

Étant donné que pour une *DF*, un photon va forcément transmettre au moins 50 % de son énergie à un seul pixel, trouver ce dernier suffit pour déduire le second. La prochaine équation décrit la condition demandée à l'algorithme pour valider une *DF* :

$$P_k + C \approx y, \frac{C + P_k}{C + \sum_{i=1}^8 P_i} \geq x \quad (2.2)$$

Où  $y$  est l'énergie du photon en ADU et  $k$  le pixel au sein duquel se trouve l'énergie dispersée.

Cet algorithme de 2<sup>nd</sup> ordre permet de trouver plus de photons d'intérêt et se révèle très précis pour une technique SPC. C'est ce qui en fait sa principale force comparé à l'algorithme de 1<sup>er</sup> ordre. Les ordres supérieurs pourraient être considérés comme une dispersion sur 3 ou 4 pixels. Cependant, au-delà du 2<sup>nd</sup> ordre, la précision décroît très fortement et rend inutile leur implémentation. De plus, le temps de calcul augmente significativement et rend l'utilisation de *FPA* moins intéressante.

Finalement, lorsqu'une *SF* ou une *DF* est définitivement validée, la position et la valeur du photon sont conservées dans une nouvelle matrice. Cette dernière, à la fin du processus, est reconstituée en image utilisable par les chercheurs. La **Figure 2.4a** montre une image brute sans traitement et le résultat final après traitement par *FPA* (**Figure 2.4b**).

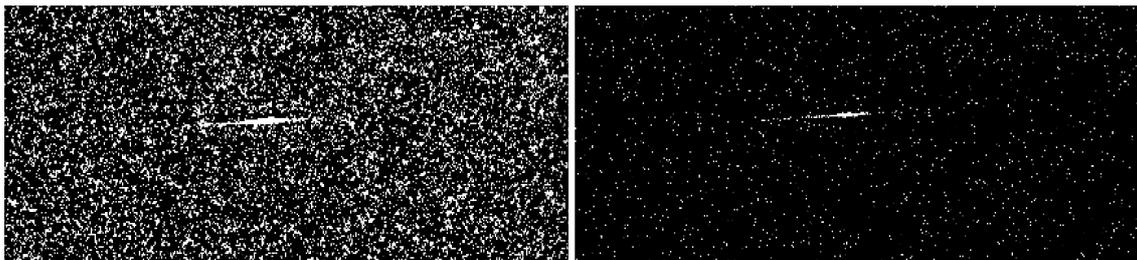


Figure 2.4 : a) Image brute d'un spectre X sans traitement additionnel, b) Image traitée par *FPA*. Le spectre présenté est issu de l'expérience présentée dans le Chapitre 4.

Les deux images sont la somme de 100 spectres X de la raie  $K_{\beta}$  du Cuivre dont les résultats sont détaillés au **Chapitre 4**. Il faut noter que le contraste n'a pas été modifié d'une image à l'autre. Plusieurs détails impossibles à discerner sur la première image apparaissent à gauche du spectre sur la seconde.

### i. Paramètres de FPA, entrées et sorties

Dans le contexte d'une expérience au sein d'une grande installation comme le LCLS, les données ne sont pas directement accessibles aux utilisateurs. En effet, elles sont sauvegardées dans un système d'acquisition et des serveurs internes à l'installation. L'extraction des données demande un temps important et rend délicate une analyse en direct. Une alternative à l'extraction est la manipulation des données brutes. *FPA* est ainsi conçu pour s'implémenter au sein du serveur interne et est utilisable via une interface graphique (GUI) créée spécialement pour ce code. En lançant la GUI, l'utilisateur a accès à tous les paramètres d'entrée et à toutes les options de sortie disponibles.

Tout d'abord, le nom de l'expérience et le numéro de la séquence expérimentale sont demandés. Celui-ci correspond à un ensemble d'images enregistrées à la suite dans les mêmes conditions expérimentales. Dans l'exemple présenté en **Figure 2.5**, le nom de l'expérience est *meclq8515* et la séquence *120* est demandée. *FPA* permet d'analyser les images de tous les détecteurs utilisés durant l'expérience. Avant de procéder à la paramétrisation de l'algorithme, l'utilisateur choisit donc le détecteur dont il souhaite traiter les données, ici une caméra *Epix* (*epix100a.0*).

Experiment name	meclq8515
Run number	120
Name detector	Epix100a.0
Signal value in ADU:	120
Uncertainty signal (percentage of the signal value):	0.15
Number sigma (with sigma std of noise background):	3
Do we consider energy spread over neighboring pixels (No: 1, Yes: 2):	2
Precision without energy spread:	0.9
Precision with energy spread:	0.9
Name of the folder in which save the output:	/
Name of saved file:	result
<input type="button" value="Run"/> <input type="button" value="Use only good shots"/>	
<input type="button" value="Quit"/>	

Figure 2.5 : Interface graphique (GUI) de FPA.

Ensuite, la valeur centrale en ADU des photons recherchés est demandée. L'incertitude sur le signal correspond à la fenêtre autour de laquelle les photons peuvent se trouver. Par exemple, lors d'une expérience où une seule énergie est recherchée, l'incertitude sera réglée sur une faible valeur car la déviation autour de celle-ci est petite. En revanche, dans une expérience où la gamme spectrale recherchée est plus grande, l'incertitude choisie devra être plus importante afin de détecter tous les photons uniques. En considérant une expérience mesurant un spectre X de Cuivre entre les raies  $K_{\alpha}$  et  $He_{\alpha}$ , la gamme d'énergie de photons va d'environ 8 keV à 8,4 keV.

Ainsi, l'utilisateur entre la valeur en ADU correspondant à 8,2 keV et une incertitude d'environ 5%.

*number sigma* correspond au facteur multiplicatif appliqué à l'écart-type mesuré sur le bruit. La valeur obtenue est la limite en dessous de laquelle tous les pixels sont considérés comme inutiles. Ces derniers sont ensuite réinitialisés à 0 pour limiter les effets de bruit lors de la recherche de photons uniques. Ce paramètre est particulièrement important lorsqu'une *DF* est considérée. En effet, le 2<sup>nd</sup> ordre est très sensible à la valeur des pixels  $P_i$  (voir **Figure 2.3, p. 19**) car les valeurs ADU recherchées sont divisées par deux.

Comme exemple, un pixel de 1 000 ADU est recherché au second ordre. L'algorithme va donc considérer les pixels ayant une valeur comprise entre 500 et 1 000 ADU. *FPA* trouve un pixel possiblement *DF* de valeur 850. Il part donc à la recherche d'un pixel adjacent de valeur proche de 150. Cependant, l'écart-type au bruit a une valeur d'environ 60 ADU. Ainsi, bien que le bruit ait été soustrait, certains pixels  $P_i$  ont des valeurs relativement proches de 150. Sans le mécanisme décrit plus haut permettant d'abaisser la valeur des pixels inutiles à 0, *FPA* est incapable de déterminer si le pixel à 850 ADU est une *DF* ou non. L'**Équation 2.2, p. 20** devient invérifiable dans ce cas. La **Figure 2.6** met cet exemple en illustration avec un utilisateur qui choisirait *number sigma* égal à 2.

75	35	20
120	850	95
20	150	35

0	0	0
0	850	0
0	150	0

Figure 2.6 : a) Cas où le bruit rémanent dû à l'écart-type n'est pas supprimé. b) Cas où le bruit est abaissé à 0.

Le paramètre d'entrée suivant est simplement l'activation ou non de l'algorithme au 2<sup>nd</sup> ordre. L'intérêt de le désactiver est mince si ce n'est une légère amélioration de la précision et une petite baisse du temps de calcul. Cependant, le nombre de *FN* sera également accru.

Le dernier paramètre est le choix des valeurs  $x$  et  $y$  des **Équations 2.1 et 2.2, p.19-20** et correspond à la marge pour laquelle un pixel est considéré photon unique ou non. Il s'agit d'un mécanisme complémentaire à celui présenté ci-dessus. Le fait d'abaisser à 0 les pixels inutiles permet ainsi d'être beaucoup plus restrictif quant à la valeur du pixel central par rapport à ceux adjacents.

Enfin, l'utilisateur peut choisir le dossier de sortie au sein duquel les images sont enregistrées.

## ii. Précision de FPA

Pour évaluer la précision de *FPA*, la génération d'images où des impacts de photons sont simulés est la meilleure solution. Pour ces tests, un détecteur de 1 000 X 1 000 pixels est considéré. Sur ce dernier sont placés aléatoirement 200 photons (0,02% du capteur) avec une valeur de 100 ADU. Par-dessus ce signal est ajouté un bruit blanc ayant une valeur moyenne de 10 % du signal et un écart-type compris entre 3 et 30 % en fonction des cas de figure testés. 100 images comme celles-ci sont synthétisées. La précision du code est testée par un score  $F_1$  défini comme tel :

$$F_1 = \frac{2VP}{2VP + FP + FN} \quad (2.3)$$

Où un *Faux Négatif* (FN) est un photon unique ignoré par le code. Un *Faux Positif* (FP) est un pixel considéré comme photon unique alors qu'il ne l'est pas. Finalement un *Vrai Positif* (VP) est un photon unique enregistré comme tel par *FPA*.

Afin de déterminer le score  $F_1$  dans le cas *SF*, les photons sont positionnés aléatoirement et leurs positions mémorisées au sein d'un tableau. La comparaison entre les vraies positions et celles déterminées par *FPA* permet de déterminer le score en moyennant le résultat individuel de chaque image.

Dans le cas d'une *DF*, l'énergie des photons simulés est répartie sur 2 pixels adjacents. Finalement, les cas *SF* et *DF* sont décrits comme la moitié des photons simulés étant des *SF* et l'autre moitié des *DF*.

Le **Tableau 2.1** ci-après donne les résultats du test.

Chacun peut noter que la précision du code décroît fortement avec l'écart-type au bruit. Comme le signal réel s'additionne au bruit, la gamme de valeurs ADU pour laquelle le signal est réel s'agrandit fortement avec l'écart-type. La **Figure 2.7** montre l'influence du bruit sur la répartition du signal réel.

Tableau 2.1 : Score  $F_1$  pour différents rapports signal/bruit dans les cas de simple frappe, double frappe et les deux associés. L'écart-type est exprimé en pourcentage à la valeur ADU du signal.

Standard Deviation	$F_1$ score for SH	$F_1$ score for DH	$F_1$ score for SH and DH
3	0.99	0.98	0.98
10	0.91	0.77	0.69
15	0.77	0.58	0.54
20	0.68	0.13	0.15
25	0.48	0.02	0.03
30	0.17	0.01	0.01

C'est cette forte dispersion qui entraîne la décroissance rapide du score  $F_1$ , particulièrement dans les cas où le second ordre est activé. Ce dernier est, comme expliqué plus haut, très sensible au

bruit car les valeurs ADU recherchées sont divisées par 2. Dans le cas où le bruit peut atteindre des valeurs supérieures à 30 et où le signal recherché est environ égal à 50 ADU, il est évidemment très difficile de retrouver le vrai signal.

Bien que cette déviation puisse sembler inquiétante, rares sont les expériences avec un écart-type au bruit égal à 30 % de la valeur du signal. Si tel est le cas, les expérimentateurs doivent en premier lieu s'assurer que le dispositif expérimental est bien en place. C'est ce dernier qu'il est nécessaire de remettre en question en priorité. Ce test a été conçu pour mettre à grande épreuve *FPA* et non pour respecter les conditions d'expériences. A titre d'exemple, dans deux des expériences pour lesquelles ce code a été utilisé, l'écart-type était d'environ 5 % de la valeur centrale.

Cependant, il reste bon de noter que l'algorithme privé de la détection des *DF* est performant malgré des bruits particulièrement élevés. Le code peut ainsi être utilisé pour s'assurer de la présence d'un signal réel au sein d'une image très bruitée avant modification de la configuration expérimentale qui permettra la diminution du bruit.

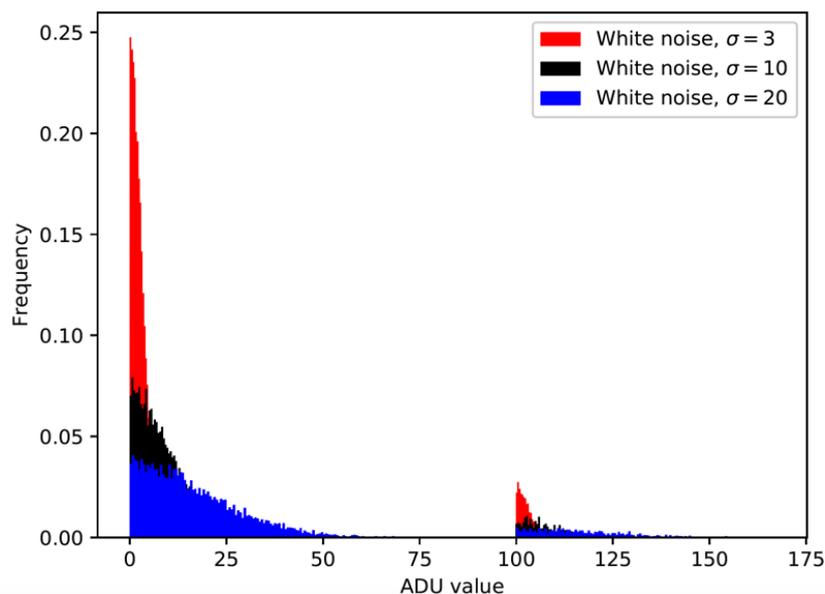


Figure 2.7 : Dispersion du signal réel sur le détecteur en fonction du bruit simulé. Plus le bruit est dispersé, plus le signal l'est par simple cause à effet.

### iii. Vitesse de *FPA*

Comme indiqué au début de ce paragraphe, le code *FPA* a été écrit afin de rendre l'analyse SPC très rapide à réaliser et possible à faire en quasi-direct durant une expérience sur grande installation. Tester la vitesse du programme est donc indispensable.

Pour compenser ce nouveau test, il est possible de comparer différentes implémentations du code. Le **Tableau 2.2** ci-après donne les résultats de cette analyse. Les images simulées et traitées contiennent 0,1 % de photons uniques et un bruit blanc gaussien d'une valeur centrale de 10 ADU et un écart-type de 3.

L'implémentation naïve correspond à un algorithme SPC sans aucune optimisation lancée via *Python*. Dans ce cas, des boucles *for* sont utilisées pour étudier la totalité des pixels et rechercher les

photons uniques. Cette méthode lourde demande 180 secondes pour traiter 100 images, ce qui correspond à un taux de 0,56 Hz.

La première optimisation consiste à remplacer les boucles *for* par la détermination immédiate des pixels à étudier plus en détail. Plusieurs options de l'extension *Numpy* permettent de réaliser ces opérations dans *Python*. Grâce à cette technique, un taux de 9,1 Hz est atteignable.

Tableau 2.2 : Différentes implémentations de l'algorithme de SPC. Une implémentation *Cython* permet d'être 20 fois plus rapide qu'une implémentation naïve.

	Time (s)	Speed-up factor
Naive implementation	180	×1
Vectorized implementation using a filter on the pixel value	11	×16
<i>Cython</i> implementation using a filter on the pixel value	9	×20

Enfin, la conversion du même algorithme à une implémentation en *Cython*, hybride de *Python* et de C/C++, permet de gagner environ 20 % de temps supplémentaire et offre un taux de 11,1 Hz. Il s'agit de la version actuelle de *FPA*.

Ce dernier taux est particulièrement rapide et permet de traiter efficacement des données obtenues lors d'expériences d'interaction laser-matière où les taux de répétition ne dépassent que rarement ces valeurs.

Afin de compléter cet essai, *FPA* a été confronté à différents cas de figure. Des images contenant plusieurs pourcentages de photons uniques ont été testées. Le **Tableau 2.3** présente ces résultats. De plus, le score  $F_1$  est indiqué pour chacun des cas de figure à titre informatif.

Tableau 2.3 : Efficacité et temps de calcul de *FPA* en fonction du nombre de photons uniques présents sur le détecteur.

Number of Single Photons (in %)	$F_1$ score for SH	$F_1$ score for SH	$F_1$ score for SH and DH	Time (s)
0.001	1.0	0.98	0.98	21.4
0.01	0.99	0.97	0.98	21.8
0.05	0.99	0.97	0.98	13.2
0.1	0.99	0.97	0.98	9.9
1	0.96	0.92	0.93	17.4
5	0.78	0.25	0.52	45
10	0.37	0.05	0.23	58.8

De manière spontanée, il serait logique de penser que plus le nombre de photons est important sur le détecteur, plus le temps de calcul l'est aussi. Ce raisonnement est pourtant inexact. Il est possible de voir sur le **Tableau 2.3** que le temps optimal de calcul est obtenu pour 0,1 % de photons uniques sur le détecteur. Ce comportement est pourtant explicable simplement.

Lorsque le nombre de photons est très faible sur le détecteur, *FPA* rencontre des difficultés pour estimer correctement les pixels potentiels candidats pour être des photons uniques. En effet, le programme cherche ces pixels en se basant notamment sur l'écart-type du bruit par rapport au signal. Cependant, lorsque cet écart-type est calculé, le vrai signal est inclus dedans. Cela n'est pas un problème car la très grande majorité des pixels sont du bruit, plus de 99 % de manière générale. Ainsi, lorsque le nombre de photons est extrêmement faible, l'écart-type n'est quasiment pas influencé par le signal. Mais une augmentation du nombre de photons uniques entraîne intrinsèquement la hausse de l'écart-type. Cela a pour conséquence de diminuer le nombre de photons potentiels. La **Figure 2.8** trace les courbes reliant le nombre de pixels potentiels au temps de calcul.

Cependant, au-delà de 1 % de photons uniques présents sur le détecteur, le code commence à ralentir de nouveau et perd toutes ses qualités, comme en témoigne le score  $F_I$ . Cela est tout à fait normal. Plus le nombre de photons est important, plus il y a de chances qu'ils se chevauchent sur le même pixel ou qu'ils se retrouvent côte à côte. Dans ce cas, ce ne sont plus des photons uniques et le code les élimine.

De même que pour le bruit présent sur le détecteur, un algorithme SPC n'est pas prévu pour être utilisé dans des expériences avec des signaux trop importants. Au cours d'une des expériences où ce code a été utilisé, le signal recherché se limitait à une centaine de photons par image ( $\approx 0,005$  %).

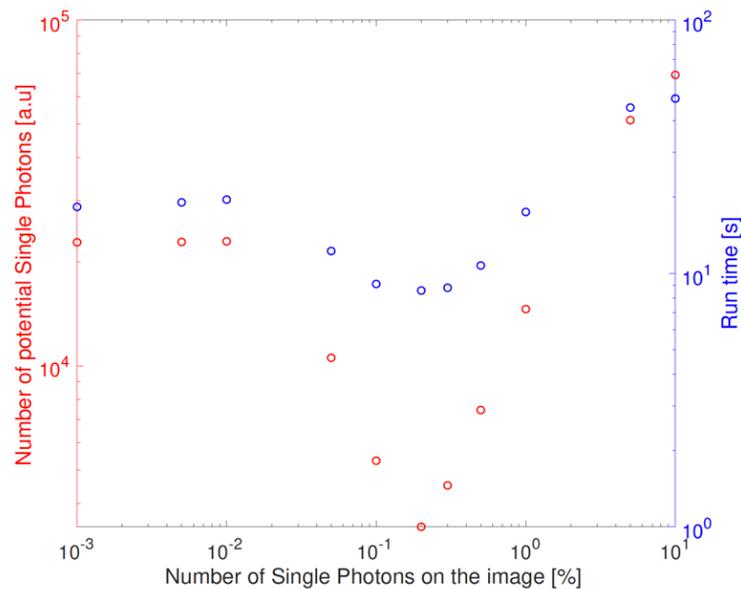


Figure 2.8 : Corrélation entre l'évolution du temps de calcul et le nombre de pixels potentiels en fonction du nombre de photons uniques présents sur le détecteur.

Malgré cela, le code reste performant en *SF* jusqu'à 5 % du détecteur couvert par du signal réel et son utilisation peut être envisagée pour rechercher des détails peu visibles.

En conclusion, le code *FPA* exploite la totalité des moyens techniques mis à notre disposition pour offrir aux utilisateurs un environnement pratique, rapide et particulièrement précis. Son

application possible sur les serveurs de grandes installations en fait un outil de prédilection pour la détection de faibles signaux au cours d'une expérience.

Bien que *FPA* augmente significativement les seuils de détection, la vitesse d'analyse et la précision des données obtenues, des moyens spectroscopiques permettant de profiter de ce potentiel sont nécessaires. Son association avec des méthodes basées sur l'utilisation de cristaux sphériques est parfaite pour cela.

### 3. La géométrie de Johann

Il est impossible d'obtenir une résolution spatiale avec des cristaux plans. Or, dans le cas de l'étude de plasmas, la résolution spatiale est la clé pour une bonne compréhension des phénomènes observés.

Il est également possible de citer les géométries cylindriques comme celle de Von Hamos ou de Cauchois<sup>[10]</sup>. La première est d'ailleurs utilisée dans l'expérience décrite au **Chapitre 5**. Cependant, seuls les cristaux sphériques permettent d'obtenir à la fois de très hautes résolutions spatiales et spectrales.

Ainsi, ce travail de thèse fait de l'usage de ces cristaux une règle quasi systématique.

Comme indiqué dans le **Chapitre 1**, la *géométrie de Johann* est développée au début des années 1930<sup>[11]</sup>. Il s'agit d'une des premières techniques de spectroscopie X impliquant l'usage de cristaux sphériques. C'est celle-ci qui est à l'origine de la quasi-totalité des résultats présentés. Il faut noter qu'il existe une autre méthode : la *géométrie de Johansson*<sup>[12]</sup>, très similaire mais restée non utilisée au cours des expériences décrites dans ce manuscrit.

#### *a. Principe général*

La géométrie de Johann est basée sur l'utilisation d'un principe connu depuis la seconde moitié du XIX<sup>e</sup> siècle : le *cercle imaginaire de Rowland*. Ce dernier, à l'origine utilisé pour déterminer la distance de focalisation d'un réseau sphérique, est ici appliqué à un cristal. Ce cercle assure géométriquement que tous les rayons convergeant en un point du cercle subissent la même déviation. La **Figure 2.9** présente le schéma géométrique d'un spectromètre utilisant cette géométrie.

La distance  $a$  est la longueur entre la source X et le centre du cristal. La distance  $b$  est la longueur entre le centre du cristal et le centre du détecteur. Enfin,  $R$  est le *rayon de courbure* du cristal. Le cercle de Rowland est représenté en pointillés et est de rayon  $R/2$ . Ainsi, la géométrie de Johann permet de focaliser le signal selon les dimensions spatiale et spectrale. C'est cette spécificité qui fait de cette géométrie l'une des plus utilisées de nos jours en XES par réflexion.

Outre cela, l'utilisation d'optiques sphériques permet d'améliorer l'intensité du signal obtenu sur détecteur. Un spectromètre plan a besoin d'une fente pour résoudre spatialement une source ce qui limite considérablement le signal diffracté par le cristal. Cette fente n'est pas nécessaire dans le cas d'un usage sphérique.

De plus, et comme indiqué sur la **Figure 2.9**, il existe un point de convergence spectral entre le cristal et le détecteur. Ce point est un atout précieux car il permet de placer un trou et d'isoler le détecteur du reste de la chambre d'interaction. Ainsi, la majorité du rayonnement extérieur ou réfléchi par le cristal est stoppé. Seuls les photons diffractés et donc intéressants passent à travers le trou. Dans le cadre d'expériences où des plasmas chauds et denses sont générés, il est capital de procéder à cette technique.

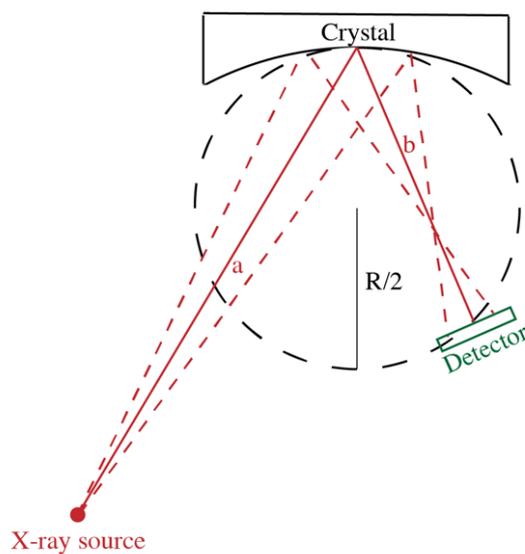


Figure 2.9 : Schéma géométrique d'un spectromètre de Johann.

### ***b. Focusing Spectrometer with Spatial Resolution (FSSR), un spectromètre pratique et de hautes résolutions***

Le *Focusing Spectrometer with Spatial Resolution* (FSSR) a été développé à la fin des années 1980 et au début des années 1990 par Faenov et Pikuz afin d'obtenir un spectromètre de haute résolution et de petite taille<sup>[13-15]</sup>. Ainsi, l'étude des plasmas chauds et denses générés par laser est simplifiée, d'autant que la petite taille de ce spectromètre offre la possibilité de l'installer à des distances proches de la cible et d'augmenter la résolution spatiale atteignable. Le FSSR mesure environ 25 cm de longueur et 5 cm de large. Cette taille le rend également pratique pour l'utilisation de caméras CCD connectées sur son bras, ces dernières étant du même gabarit.

La **Figure 2.10** montre une photo de ce spectromètre.

Les cristaux utilisés sur son bras possèdent un rayon de courbure  $R$  égal à 150 mm. Ce petit rayon est ce qui permet au FSSR d'être si compact. Il est important de noter qu'utiliser un cristal sphérique de petite taille avec un grand rayon de courbure n'est pas intéressant car trop proche des performances que pourrait offrir un cristal plan. D'autant que tous les avantages offerts en termes de géométrie par un petit spectromètre sont perdus.

Afin de régler la géométrie du spectromètre et d'être capable d'observer le signal voulu, il est nécessaire de pouvoir tourner certains angles. Ils sont au nombre de 3 sur le bras montré sur la **Figure 2.10**.



Figure 2.10 : Photo d'un FSSR.

La **Figure 2.11** détaille l'ensemble des mesures et des angles du FSSR. L'angle  $TCO$  est celui entre la source et le cristal. Il s'agit de l'angle d'incidence  $\theta_i$  d'un photon par rapport au centre du cristal. A ce stade, il est bon d'indiquer que l'angle de Bragg  $\theta$  de l'**Équation 1.2, p. 3** correspond à  $90^\circ - \theta_i$ . Le 2<sup>nd</sup> angle est  $FRO$  et indique la mesure entre le centre du cercle de Rowland (la référence) et le centre du détecteur. Finalement, l'angle  $a_1$  est l'orientation du détecteur par rapport au rayonnement incident. Il existe deux configurations différentes de FSSR :

- L'une entraîne un spectre focalisé aussi bien dans le plan de dispersion que dans le plan sagittal (FSSR-1D).
- L'autre, moins restrictive, ne demande qu'une focalisation dans le plan sagittal (FSSR-2D).

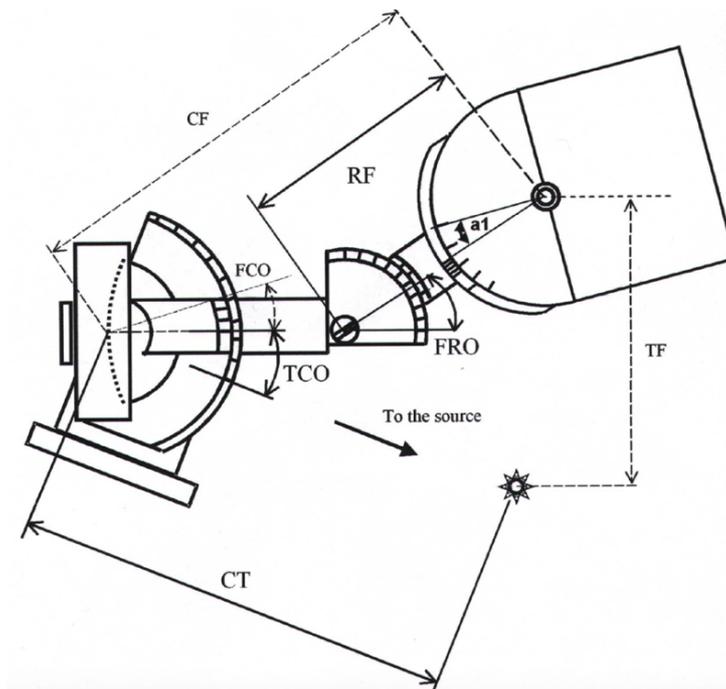


Figure 2.11 : Schéma géométrique d'un FSSR.

De multiples longueurs sont également décrites sur ce schéma.  $CT$  est la distance cristal-cible,  $RF$  est la distance entre la référence et le centre du détecteur,  $CF$  est la longueur séparant le centre du cristal au centre du détecteur. Finalement,  $TF$  est la mesure entre la cible et le centre du détecteur.  $TCO$ ,  $FRO$ ,  $CT$  et  $RF$  sont les 4 paramètres qui permettent d'appliquer au FSSR une configuration géométrique préalablement déterminée par la relation de Bragg. Cependant, l'optique utilisée ici est sphérique et en dehors de la longueur d'onde au centre, la géométrie de ces optiques est plus complexe car elle nécessite de prendre en compte la courbure du cristal.

### i. FSSR-1D

La configuration FSSR-1D utilise à la fois l'aspect focalisant des miroirs sphériques et la règle de Bragg concernant la diffraction des rayons X. Cela signifie que l'image est focalisée dans le plan sagittal (représentant l'axe spatial). C'est grâce à cette propriété des cristaux sphériques qu'il est possible de résoudre l'émission du plasma spatialement. De plus, l'image est aussi focalisée dans le plan de dispersion. Cela signifie que dans cette configuration, tous les rayons de même longueur d'onde seront parfaitement focalisés sur le détecteur et cela peu importe la taille de la source.

En premier lieu, il convient de déterminer la distance de focalisation du signal en fonction des paramètres expérimentaux. Ainsi, pour respecter les règles d'optique géométrique, la relation entre les distances est la suivante :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2\sin\theta}{R} \quad (2.4)$$

Où  $a$  correspond à  $CT$  et  $b$  à  $CF$ .

Dans le cas d'une configuration FSSR-1D et afin d'améliorer au maximum la résolution spectrale, le détecteur doit être situé sur le cercle de Rowland, comme représenté sur la **Figure 2.9, p.28**. Alors, pour être en accord avec cette condition, les distances  $a$  et  $b$  doivent respecter les égalités ci-dessous :

$$a = \frac{R \cos\theta_i}{\cos 2\theta_i} \quad (2.5a)$$

$$b = R \cos\theta_i \quad (2.5b)$$

La distance  $a$  augmente fortement avec l'angle  $\theta$ .

Par ailleurs, le nombre de cristaux ayant des distances interatomiques différentes est limité, notamment lorsqu'il s'agit de cristaux de faibles rayons de courbure pour lesquels la manufacture est complexe. L'utilisation d'ordres de diffraction supérieurs est envisageable mais la réflectivité pour ceux-ci est souvent faible. Un tableau des cristaux utilisables pour ces études est disponible

en **Annexe 2.1, p. 170**. A noter que cette liste n'est pas exhaustive et reprend simplement les géométries et matériaux les plus couramment utilisés.

Ainsi, les configurations FSSR-1D sont particulièrement restrictives. Cependant, ces configurations doivent être utilisées en priorité. Il est préférable de s'arranger géométriquement pour être capable d'implémenter une configuration FSSR-1D plutôt qu'une configuration FSSR-2D explicitée ci-après.

## ii. FSSR-2D

La configuration FSSR-2D consiste à placer le détecteur en dehors du cercle de Rowland afin de lever cette contrainte. Cependant, dans le cas d'une source plasma de taille importante ( $> 100 \mu\text{m}$ ), la résolution spectrale aura tendance à fortement diminuer car la focalisation dans le plan de dispersion n'est plus assurée. Le signal est en effet uniquement focalisé dans le plan sagittal. C'est le cas lorsque les plasmas sont générés par des lasers à impulsions longues ( $\approx \text{ns}$ ).

L'utilisation d'une configuration FSSR-2D dans le cas d'un plasma généré par impulsion brève ( $\approx \text{fs}$ ) et de faible énergie ( $< 10 \text{J}$ ) permet en revanche de garder une haute résolution spectrale car dans ces conditions, la zone d'émission X plasma est de petite taille ( $\approx 10 \mu\text{m}$ ).

Cette configuration demande un travail géométrique plus complexe que le cas 1D. Dans le schéma FSSR-2D, la longueur  $s_c$  du centre de la source au point du cercle opposé au cristal O est déterminée par :

$$s_c = \sqrt{R^2 + a^2 - 2Ra \cos \theta_i} \quad (2.6)$$

La **Figure 2.12** présente un schéma géométrique de la totalité de la configuration.

De la longueur  $s_c$  il est possible de déterminer l'angle  $\alpha$  entre la source, le détecteur et le cristal :

$$\alpha = \pi - 2\theta_i - \arcsin\left(\frac{R \sin \theta_i}{s_c}\right) \quad (2.7)$$

Enfin, et grâce à l'angle  $\alpha$ , il peut être déduit la longueur  $f_c$  entre O et le détecteur.

$$f_c = \frac{R \sin \theta_i}{\sin \alpha} \quad (2.8)$$

Il est possible de calculer par relations géométriques la perte de résolution spectrale que va entraîner une source de taille arbitraire. L'article publié par Young et al. [Rev. Sci. Ins., **69**(12) - 1998] entre dans le détail de ces relations<sup>[16]</sup>.

Un programme développé par Magunov, entre autres, au *Multicharged Ions Spectra Data Center* (MISDC) de Moscou, permet de calculer rapidement des configurations FSSR-2D et de

déterminer la perte de résolution spectrale engendrée<sup>[17]</sup>. Ce programme a été utilisé tout au long de ce travail afin de préparer la géométrie expérimentale. L'Annexe 2.2, p. 171 montre un exemple de configuration calculée par le programme.

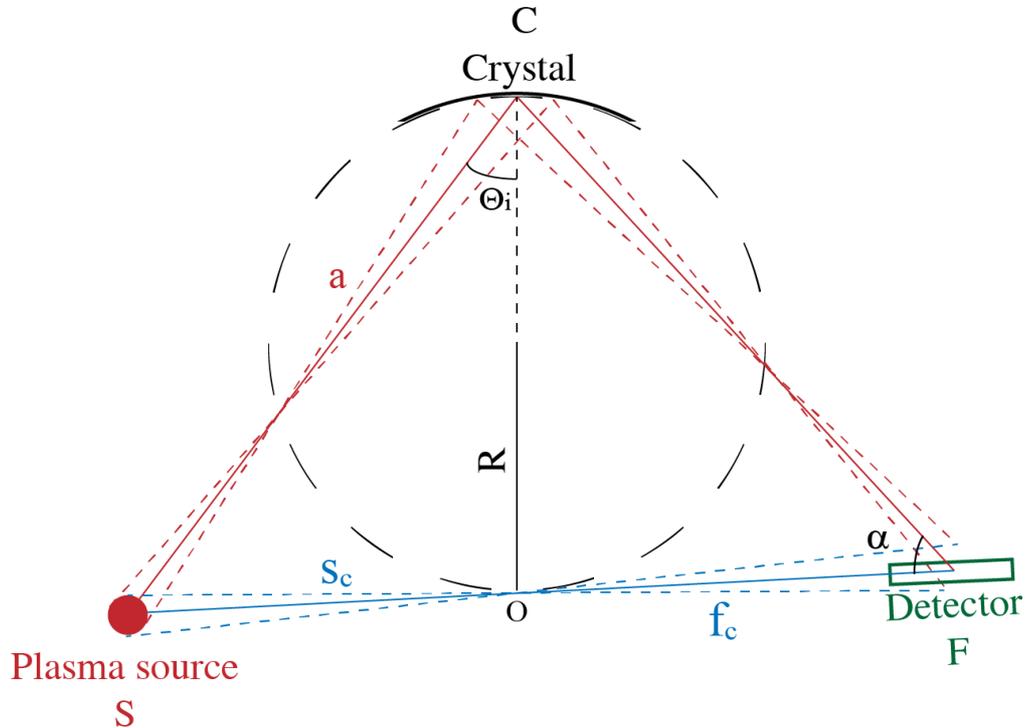


Figure 2.12 : Représentation géométrique d'une configuration FSSR-2D.

En conclusion, le FSSR est un spectromètre compact et capable de fournir de très hautes résolutions. L'utilisation d'un cristal sphérique de petit rayon de courbure permet de rendre ce spectromètre utilisable à des distances proches de la source plasma. Les deux configurations disponibles offrent la possibilité d'explorer une large palette de longueurs d'onde différentes pour un même cristal.

C'est pour ces caractéristiques qu'il a été le diagnostic principal de chacune des expériences présentées dans cette thèse.

Maintenant que les bases des techniques utilisées sont définies, les 3 prochains chapitres vont présenter plusieurs campagnes expérimentales. Elles sont la pierre angulaire de ce travail et les résultats associés font partie d'une démarche ayant pour but de mieux comprendre de multiples phénomènes atomiques au sein des plasmas chauds et denses.

Les détails techniques de chaque expérience sont décrits dans les chapitres dédiés. Chacun peut en revanche se référer au **Chapitre 2** afin de retrouver les bases des moyens spectroscopiques utilisés.

## Références

- [1] W.S. Boyle and G.E. Smith, *Bell. Syst. Tech J.*, 49(4), 587-593 (1970)
- [2] L.N. Koppel and D.J. Eckels, *Bull. of the American. Phys. Soc.*, 21(9), 1078 (1976)
- [3] R.C. Catura and R.C. Smithson, *Rev. Sci. Ins.*, 50(2), 219-220 (1979)
- [4] C. Motch et al., *Space. Sci. Rev.*, 40(1-2), 239-243 (1985)
- [5] H. Steinle et al., *Astro. and Space Sci.*, 131(1-2), 687 (1987)
- [6] H.S. Park et al., *Rev. Sci. Ins.*, 75(10), 4048-4050 (2004)
- [7] S. Fourmaux et al., *New Jour. Phys.*, 13(1), 033017 (2011)
- [8] B.R. Maddox et al., *Rev. Sci. Ins.*, 79(1), 10E924 (2008)
- [9] F.P. Condamine et al., *High-speed Single Photon Counting Analysis code (FPA) for the detection of very low signals in multi-Hz rate laser-matter experiments*, en cours de publication
- [10] Y. Cauchois, *J. Phys. Rad.*, 3, 320-336 (1932)
- [11] H.H. Johann, *Zeitschrift für Physik*, 69, 185-206 (1931)
- [12] T. Johansson, *Zeitschrift für Physik*, 82, 507-528 (1933)
- [13] A.Y. Faenov et al., *Phys. Scr.*, 50(1), 333 (1994)
- [14] T.A. Pikuz et al., *J. X-Ray Sci. Tech.*, 5(1), 323 (1995)
- [15] V.A. Boiko et al., *Sov. J. Plasma. Phys.*, 10(1), 82 (1984)
- [16] B.K.F. Young et al., *Rev. Sci. Ins.*, 69(12), 4049 (1998)
- [17] A.I. Magunov et al., *Ray-tracing code for focusing spectrographs with spatial resolution (FSSR-1D, -2D)*, MISDC, VNIIFTRI (1997)

# Chapitre III

## *Étude spatiale des états de charge de couche M en milieu plasma généré par laser de haute énergie (ns-kJ)*

<b>1. Propriétés des lasers de haute énergie</b>	<b>36</b>
a. Temps d'impulsion long (ns)	37
b. Haute énergie (kJ)	40
<b>2. Décalage de l'émission X des états de charge de couche 3d-ouverte</b>	<b>42</b>
a. Caractéristiques du Prague Asterix Laser System (PALS)	42
b. Électrons suprathermiques et ionisation collisionnelle	43
c. Procédé expérimental	48
d. Dépendance angulaire de l'émission des états de charge de la couche M	50
<b>3. Simulation de l'émission des états de charge</b>	<b>57</b>
a. Méthode Multi-Configuration-Hartree-Fock (MCHF)	57
b. Synthétisation du spectre	58
c. Simulation d'un spectre X de Cuivre	58
<b>4. Une seconde expérience de précision</b>	<b>67</b>
a. Caractéristiques du laser NANO2000	67
b. Procédé expérimental	67
c. Résolution spatiale de la structure M froide.	72

d.	Comparaison avec des conditions expérimentales différentes	79
e.	Perspectives	82

<b><i>Références</i></b>	<b>84</b>
--------------------------	-----------

Ce chapitre s'articule autour de deux campagnes expérimentales réalisées sur laser *nanoseconde-kilojoule* (ns-kJ). L'émission X du Cuivre de la couche L vers K a été étudiée. Celle-ci a un grand intérêt dans l'étude des plasmas chauds et denses.

En effet, grâce à l'utilisation de tels lasers, des électrons chauds de haute énergie sont générés. Ces derniers, capables d'ioniser la matière en couche interne, sont étudiés depuis plusieurs décennies [1-3].

Particulièrement, aux tout premiers instants de la vie du plasma, l'interaction de ces électrons avec la matière hors équilibre et tiède est très mal comprise.

L'étude à de très hautes résolutions spectrales et spatiales du Cuivre en début d'interaction laser-plasma est ainsi capitale.

Cependant, l'intérêt ne réside pas seulement dans l'étude de la propagation des électrons suprathermiques mais également dans l'étude du plasma. Dans le cadre d'expériences kJ, le comportement de la matière chauffée à des températures extrêmes ( $> \text{keV}$ ) est bien connu. En revanche, la cinétique du plasma et son évolution temporelle le sont beaucoup moins. En résumé, l'état final du plasma est bien modélisé mais ses tout premiers instants, non. Pourtant, ceux-ci sont aussi importants pour mieux cerner le rôle des électrons chauds et l'évolution de ces plasmas.

Pour mêler l'étude des électrons suprathermiques à celle d'un plasma kJ au début de son évolution, certaines raies atomiques peuvent être étudiées. Ainsi, les raies générées par les états de charge de la couche M du Cuivre permettent à la fois de mesurer l'impact des électrons suprathermiques sur la matière et l'évolution d'un plasma hors équilibre.

Le 1<sup>er</sup> paragraphe de ce chapitre présente les propriétés des lasers de haute énergie et l'impact sur le plasma généré. Le 2<sup>e</sup> paragraphe présente une première campagne expérimentale réalisée sur l'installation PALS qui a montré des résultats très prometteurs. Le détail des simulations est donné dans la 3<sup>e</sup> partie. Ces dernières servent à comprendre les différentes composantes spectrales. Finalement, la 4<sup>e</sup> partie décrit une seconde expérience réalisée sur l'installation LULI2000 pour résoudre très finement l'expansion d'une plume plasma au début de sa durée de vie.

## **1. Propriétés des lasers de haute énergie**

A la suite de l'arrivée des premiers lasers dans les années 1960, les études sur la fusion nucléaire ont amené la communauté scientifique à développer des instruments de haute énergie comme indiqué dans le **Chapitre 1**. Ces lasers sont à la base de la recherche sur l'interaction laser-plasma en milieu chaud et dense. Ils ont permis de recréer des conditions proches des intérieurs d'étoiles. Parmi les techniques utilisées pour diagnostiquer un plasma généré par laser de haute énergie, la spectroscopie X est l'une des plus utilisées.

### **a. Temps d'impulsion long (ns)**

Les lasers à temps d'impulsion long, de l'ordre de la nanoseconde (ns), sont les premiers instruments pulsés à avoir été utilisés pour effectuer des recherches en lien avec les plasmas chauds et denses. Ils sont de conception relativement simple.

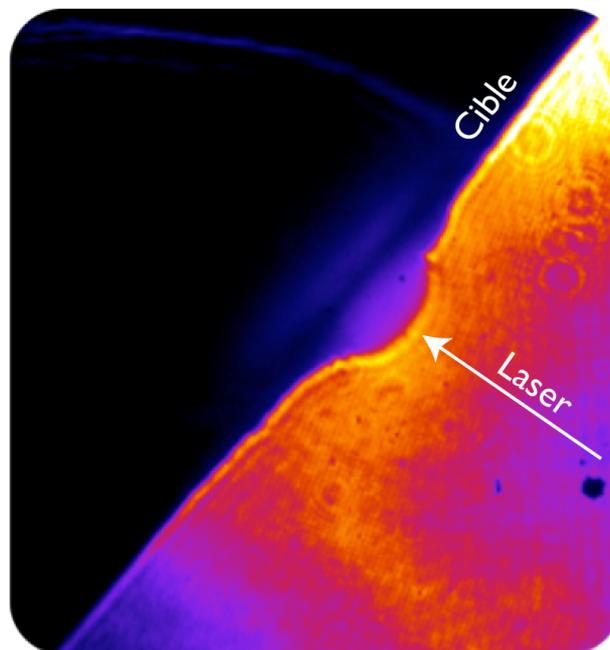
De nombreux fabricants de lasers vendent aujourd'hui à destination de la recherche ou de l'industrie des lasers pulsés ns de petite taille afin de générer des plasmas. Cependant, ces lasers très peu amplifiés ne dépassent que rarement des énergies de l'ordre du Joule (J).

Deux caractéristiques principales sont à retenir de ces plasmas générés par impulsion ns : la grande expansion du plasma et son évolution relativement lente.

#### **i. Expansion du plasma**

La première caractéristique d'un plasma d'impulsion ns est la plume qui se forme durant l'interaction laser-matière. L'échelle ns est longue pour ce type d'interaction. Le laser a le temps de déposer son énergie et le front d'ablation ainsi formé permet la création d'un jet de plasma dans la direction du faisceau laser. Ce jet est appelé *plume plasma*.

La **Figure 3.1** montre le front d'ablation et une partie de l'expansion qui en découle. Cette mesure a été réalisée par imagerie en contraste de phase sur l'installation MEC du SLAC qui sera décrite dans le **Chapitre 5**. La cible est en noir.



*Figure 3.1 : Front d'ablation et expansion causés par l'interaction entre un laser d'impulsion longue (0,2 ns) et une cible de Cuivre. Cette mesure a été réalisée dans le cadre de l'expérience présentée au Chapitre 5.*

Cette expansion peut se mesurer via les rayons X émis jusqu'à plusieurs centaines de microns avant la surface de la cible. La seconde expérience présentée dans ce chapitre montre d'ailleurs une plume plasma résolue spatialement par pas d'environ 7  $\mu\text{m}$ .

Cette caractéristique offre la possibilité de réaliser des études spatiales et spectrales très précises et de déduire certains paramètres du plasma en fonction de la zone d'émission. Les deux paramètres principaux sont la température  $k_b T_e$  et la densité électronique  $n_e$ .

Cependant, alors que la température  $k_b T_e$  se détermine aisément en considérant des ratios entre différentes raies atomiques, la densité  $n_e$  demande des études basées sur leur élargissement. Cette mesure est ainsi rendue plus difficile. Le **Chapitre 5** aborde ce type de recherche.

La densité critique  $n_c$  du plasma correspond à la valeur à partir de laquelle le laser est fortement réfléchi par le plasma et non plus absorbé. Cette dernière se calcule simplement par cette formule :

$$n_c = \frac{10^{21}}{\lambda_0^2} \quad (3.1)$$

Avec  $n_c$  en  $\text{cm}^{-3}$  et  $\lambda_0$  en  $\mu\text{m}$ .

## ii. Équilibre Thermodynamique Local (ETL) et Équilibre Collisionnel Radiatif (ECR)

La caractéristique principale d'un plasma généré par laser à impulsion longue est son temps d'évolution, relativement long. Ainsi, la cinétique du plasma bien que présente peut être négligée au sein du même état de charge (Héliumoïde, par exemple) car les phénomènes de physique atomique se déroulent à des échelles de temps plus courtes.

D'un point de vue de physique atomique, cette condition facilite grandement la compréhension des phénomènes en jeu. En effet, lorsque le plasma est hors équilibre à cause d'une évolution temporelle brutale, les processus atomiques sont profondément modifiés et encore très mal compris. Le **Chapitre 4** entre dans ces détails.

Afin de comprendre l'impact de l'équilibre sur les processus atomiques et sur la génération de spectres, les paragraphes suivants présentent deux modèles importants dans l'histoire de la spectroscopie de plasmas chauds et denses.

Le plus simple des modèles est celui de Boltzmann, appelé *Équilibre Thermodynamique Local* (ETL). Dans ce cas, le rapport entre les populations de deux niveaux est donné par la relation suivante :

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{\left( \frac{E_i^{\zeta} - E_j^{\zeta}}{k_b T_e} \right)} \quad (3.2)$$

Où  $g_{i,j}$  est le poids statistique du niveau atomique concerné  $i$  ou  $j$  et  $E_{i,j}^{\zeta}$  le potentiel du niveau  $i$  ou  $j$  pour un état de charge  $\zeta$  donné.

De son côté, la fonction de distribution en énergie des électrons libres du plasma s'écrit sous forme maxwellienne :

$$F(E) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{\frac{-E}{k_b T_e}}}{(k_b T_e)^{3/2}} \quad (3.3)$$

L'ETL s'applique si les **Équations 3.2 et 3.3** sont vérifiées. Cependant, si seuls les niveaux de *nombre quantique principal*  $n > n_{crit}$  sont décrits par l'**Équation 3.2**, l'ETL devient partiel (ETLP). En effet, plus les niveaux étudiés possèdent un nombre  $n$  important, plus l'ETLP est valide. Cette condition est due au fait que le taux de collision  $n_e C$  augmente avec  $n$  et que le taux d'émission spontanée  $A_{ji}$ , au contraire, diminue avec  $n$ .

Ainsi, pour s'assurer que l'ETLP est maintenu, il est nécessaire que les collisions soient fortement majoritaires ( $\approx 10$  fois supérieures) sur l'émission spontanée. Cette condition peut s'exprimer par cette formule dans le cas Hydrogénoïde<sup>[4]</sup> :

$$n_{e,crit} \geq 6.10^{19} \zeta^7 \frac{(n_{crit} - 1)^{2n_{crit} - 2}}{n_{crit}^3 (n_{crit} + 1)^{2n_{crit} + 2}} \sqrt{\frac{k_b T_e}{\zeta^2 Ry}} \quad (3.4)$$

Ainsi, plus l'élément est lourd et ionisé, plus il est difficile d'atteindre l'ETLP car l'émission spontanée augmente fortement en fonction de  $Z$  ( $\propto Z^4$ ).

Précédemment, il est montré que les conditions d'ETL et d'ETLP ont besoin de  $n_e C \gg A_{ji}$  pour être valides. Lorsque les taux de collision et d'émission spontanée sont relativement proches, la situation d'équilibre n'est plus l'ETL ou l'ETLP mais *l'équilibre collisionnel-radiatif* (ECR).

Dans ce cas, les densités de niveaux de population doivent s'obtenir en suivant la cinétique atomique :

$$n_j \sum_{k=1}^N W_{jk} = \sum_{i=1}^N n_i W_{ij} \quad (3.5)$$

Où le terme  $W_{jk}$  représente la somme de tous les processus atomiques liés au changement de population.

Ici, le cas quasi stationnaire  $dn_j/dt = 0$  est considéré. Cette équation décrit qu'au sein du niveau atomique  $j$ , l'équilibre est assuré entre la population et dépopulation. Le terme  $W_{ij}$  s'écrit :

$$W_{ij} = A_{ij} + C_{ij} + I_{ij} + T_{ij} + R_{ij} + DC_{ij} + \Gamma_{ij} + \dots \quad (3.6)$$

Où  $A$  est le taux d'émission spontanée,  $C$  le taux d'excitation collisionnelle,  $I$  est le taux d'ionisation,  $T$  le taux de recombinaison à trois corps,  $R$  le taux de recombinaison radiative,  $DC$  le taux de capture diélectronique et  $\Gamma$  le taux Auger (ou d'auto-ionisation). D'autres processus peuvent être ajoutés mais sont en général très minoritaires, donc négligeables.

Le **Chapitre 12** du livre *Handbook for Highly Charged Ion Spectroscopic Research* écrit par Rosmej entre dans les détails de ce modèle<sup>[4]</sup>.

### **b. Haute énergie (kJ)**

Les lasers de haute énergie, kiloJoule (kJ) ou MegaJoule (MJ), sont depuis le début des lasers de puissance quasi uniquement associés à des impulsions longues. Cela est dû aux contraintes sur les optiques qu'un tel flux énergétique entraîne. En effet, ce flux peut causer de graves dommages en cas de trop forte compression. Cependant, de nombreux lasers mêlant impulsion courte et haute énergie sont en train d'être construits (Apollon, ELI, etc.).

Un laser kJ ou MJ est amplifié pour atteindre de telles énergies. Pour ce faire, un pilote envoie une impulsion de basse énergie dans une chaîne amplificatrice de plusieurs dizaines de mètres de long. Plusieurs faisceaux peuvent aussi être combinés en phase finale pour atteindre des énergies encore plus élevées. C'est le cas du laser MegaJoule situé près de Bordeaux en France.

Le hall laser de l'installation LULI2000 de Palaiseau en France est présenté sur la **Figure 3.2**.



Figure 3.2 : Hall laser de l'installation LULI2000 à Palaiseau, France

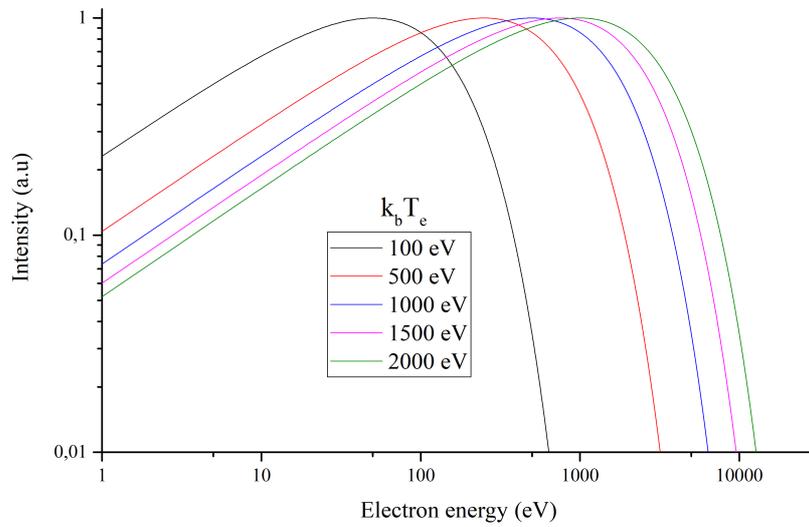
Les lasers de haute énergie apportent un élément clé aux plasmas chauds et denses : les températures extrêmes. Les plus énergétiques peuvent comprimer une cible jusqu'à plusieurs fois la densité du solide. C'est le cas des installations de recherche sur la FCI (telles que le LMJ ou le NIF).

Les températures électroniques  $k_b T_e$  obtenues peuvent atteindre quelques keV. Par conception expérimentale correcte, les conditions de température et de pression des étoiles ou encore des noyaux planétaires sont accessibles.

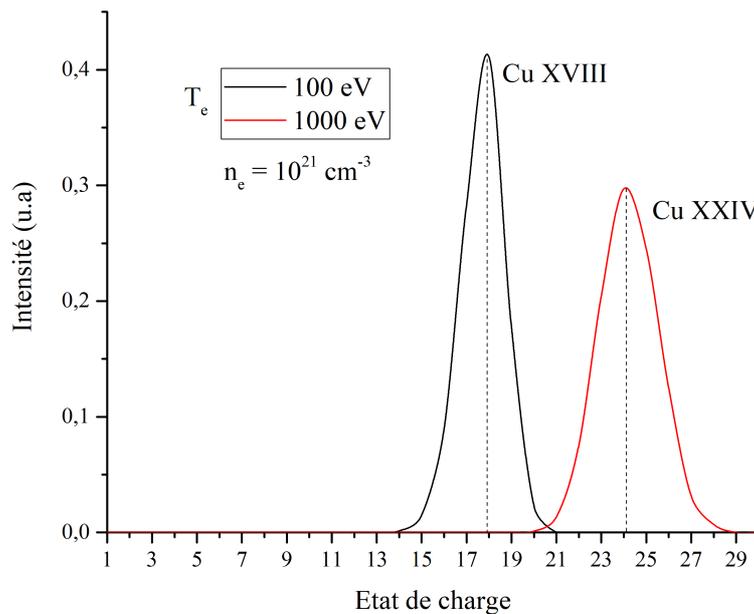
L'étude de physique atomique des milieux très fortement ionisés d'éléments moyens ou lourds est rendue possible grâce à ces températures.

Par exemple, un laser  $k\bar{j}$  faisant atteindre à un plasma une température  $k_b T_e$  de 1 keV suffit à ioniser un atome de Cuivre jusqu'à l'état Héliumoïde malgré un potentiel d'ionisation de 8,4 keV. Cela est possible grâce à la fonction de distribution maxwellienne des électrons (**Figure 3.3**). Il est à noter que la configuration électronique du Cuivre est :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1 3d^{10} \text{ ou } [Ar]4s^1 3d^{10} \quad (3.7)$$



*Figure 3.3 : Distribution en énergie des électrons de masse pour différentes valeurs de température  $k_b T_e$  en considérant une distribution maxwellienne.*



*Figure 3.4 : Simulation FLYCHK démontrant l'influence de la température électronique d'un plasma dans la distribution des états de charges présents en son sein.*

Pour illustrer ce propos, l'**Équation 3.3, p. 39** donne la distribution en énergie des électrons libres du plasma en fonction de la température électronique.

La **Figure 3.4** montre une simulation décrivant l'impact de la température électronique d'un plasma sur les états de charge accessibles dans un atome de Cuivre. Pour cet exemple, deux températures  $k_b T_e$  sont comparées : 100 eV et 1 000 eV.

Cette simulation, réalisée avec le programme *FLYCHK*<sup>[5]</sup>, montre que, pour la même densité électronique  $n_e$ , les populations atomiques sont totalement différentes en fonction de la température  $k_b T_e$ . A  $k_b T_e = 100$  eV, la fonction de distribution d'états de charge est centrée sur l'état XVIII du Cuivre contrairement au cas de la température  $k_b T_e = 1000$  eV où la fonction est centrée sur l'état XXIV.

Ce résultat, logique par les potentiels d'ionisation plus élevés des états de charge supérieurs, montre que leur répartition est en grande partie déterminée par la température électronique. En effet, plus celle-ci est élevée, plus les collisions ayant lieu entre les électrons libres du plasma et ceux liés aux noyaux permettront de franchir des seuils d'ionisation importants.

Maintenant que l'impact des lasers ns-kJ sur les plasmas et sur les populations atomiques est présenté, le prochain paragraphe détaille les résultats d'une expérience réalisée sur l'installation kJ-ns PALS à Prague.

## 2. Décalage de l'émission X des états de charge de couche 3d-ouverte

### a. Caractéristiques du Prague Asterix Laser System (PALS)

Le *Prague Asterix Laser System* (PALS), situé à Prague en République tchèque, est un laser à iode capable de délivrer une énergie  $E_{l\omega}$  d'environ 600 J sur cible. La longueur d'onde émise en 1<sup>ère</sup> harmonique est  $\lambda_{l\omega} = 1,315$   $\mu\text{m}$ . La durée de l'impulsion  $\Delta t$  est comprise entre 0,2 et 0,35 ns. Un tir peut être envisagé toutes les 25 minutes. Avant focalisation, le diamètre du faisceau est de 29 cm et de  $r = 40$   $\mu\text{m}$  (faisceau Gaussien à 1/e) après la lentille de focalisation.

L'intensité sur cible est donc environ égale à :

$$I_{\omega} = \frac{E}{\Delta t \cdot \pi r^2} \approx 10^{16} \text{ W.cm}^{-2} \quad (3.8)$$

Ces paramètres permettent donc de créer un plasma chaud et dense et une émission X importante en un seul tir.

Il faut noter qu'il est possible de tripler la fréquence du laser et de passer en 3<sup>e</sup> harmonique avec  $\lambda_{3\omega} = 0,438$   $\mu\text{m}$ . A cette fréquence, l'énergie maximale  $E_{3\omega}$  atteignable avec le laser est d'environ

250 J. Cette baisse d'énergie entre les deux modes est due à la faible efficacité du cristal de conversion. La **Figure 3.5** suivante présente une photo du hall laser du PALS.



Figure 3.5 : Hall laser du PALS à Prague, République tchèque.

## **b. Électrons suprathermiques et ionisation collisionnelle**

### **i. Définition**

Au cours des paragraphes précédents, a été mentionnée la présence d'électrons libres possédant une température  $k_b T_e$  et qui ont une influence majeure sur les états de charge dans le plasma. Ils sont appelés *bulk electrons* dans la littérature. Cette thèse les nomme *électrons de masse*. Cependant, ils ne sont pas les seuls présents dans le plasma au cours de son évolution. En effet, lors de l'interaction laser-plasma, des phénomènes tels que la diffusion Raman ou l'interaction deux-plasmons entraînent l'accélération de certains électrons à des énergies très élevées [6-8]. Ces derniers sont appelés *électrons suprathermiques* ou *électrons chauds*. La température  $k_b T_{hot}$  associée à la distribution en énergie de ces électrons peut être estimée via l'intensité  $I_\omega$  et la longueur d'onde  $\lambda_0$  du laser en utilisant la relation suivante<sup>[9]</sup> :

$$T_{hot} \approx 215 \left( \lambda_0^2 I_\omega \right)^{1/3} \text{ keV} \quad (3.9)$$

Où  $\lambda_0$  s'exprime en  $\mu\text{m}$  et  $I_\omega$  en unité de  $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ .

Chacun peut remarquer que ces électrons ont une grande température  $k_b T_{hot}$  uniquement pour des intensités lasers élevées. C'est le cas lors de l'utilisation d'un laser *ns-keV*. Au cours de l'expérience présentée ici,  $k_b T_{hot}$  peut être estimée à environ 90 keV.

### **ii. Distribution non-maxwellienne**

Les électrons chauds ont la particularité d'engendrer l'existence d'une seconde distribution d'énergie au sein du plasma. En leur présence, les comportements de ce dernier sont en effet

dépendants de la distribution des électrons de masse mais aussi de celle des électrons chauds. Cette particularité fait de ces électrons suprathermiques un sujet de recherche majeur depuis plusieurs décennies.

Malgré toutes ces années d'investigation, de nombreux phénomènes entourant ces électrons restent à étudier. De plus, leur impact sur de multiples sujets est majeur. Un des principaux exemples est la science de la fusion.

En schéma de FCI indirecte, qui implique l'utilisation d'une cavité où une cible de Deutérium-Tritium (DT) est placée, les électrons suprathermiques préchauffent la cible et empêchent une compression permettant de fusionner les noyaux. Par exemple, leur présence entraîne l'amplification d'instabilités à la surface de la cible comme celles de Rayleigh-Taylor<sup>[10]</sup>.

En schéma de FCI directe par attaque rapide, le laser MJ est tiré pour pré-comprimer la cible puis les électrons chauds peuvent être utilisés pour volontairement commencer l'ignition de la capsule DT via un laser PW<sup>[11]</sup>.

Le schéma d'allumage par choc pourrait aussi profiter des électrons chauds<sup>[12]</sup>.

Dans les études sur la FCM, où ils sont appelés *électrons de fuite*, ils peuvent entraîner de graves dégâts à la paroi des tokamaks par leur rôle dans la disruption du plasma et la génération d'instabilités magnétohydrodynamiques (MHD)<sup>[13]</sup>.

Finalement, leur impact en physique atomique implique de grands changements dans de nombreux processus. Ainsi, les distributions d'états de charge sont modifiées de même que les pertes radiatives, les intensités et les rapports entre les raies. Le **Chapitre 4** montre d'ailleurs que l'émissivité des raies est profondément impactée par des électrons de très haute énergie.

La sensibilité de la distribution spectrale aux électrons suprathermiques fait de la spectroscopie X à hautes résolutions spectrales et spatiales un diagnostic de choix pour ces études. L'article de Rosmej et Lisitsa [Plas. Phys. Rep., 521, **37** - 2011] donne plus de détails à propos de l'impact d'une distribution électronique non maxwellienne sur les processus atomiques<sup>[14]</sup>.

Afin de simplifier ces problèmes, il est possible d'approximer la fraction d'électrons chauds  $f_{hot}$  au sein d'un plasma par cette formule :

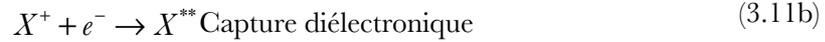
$$f = \frac{n_{hot}}{n_e + n_{hot}} \quad (3.10)$$

Où  $n_{hot}$  est la densité d'électrons chauds et  $n_e$  la densité des électrons de masse.

Pour comprendre l'influence de cette fraction  $f_{hot}$  sur les rapports de raies X émises, le code *MARIA* développé par Rosmej est un bon outil. Ce code permet de simuler pour un état de plasma défini, les rapports de populations ainsi que les spectres X qui peuvent être émis par un élément soumis à ces conditions<sup>[15]</sup>.

La **Figure 3.6** montre une simulation *MARIA* qui détermine le rapport entre les raies J ( $2p^2 (^1D_2) - 1s2p (^1P_1)$ ) et  $Ly_\alpha$  de l'Argon en fonction de la température  $k_b T_e$ . La condition plasma est la même sur chaque courbe ( $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  et  $k_b T_{hot} = 20 \text{ keV}$ ). La seule différence est la fraction d'électrons chauds qui évolue entre 0 et 10 %.

Le cas  $f_{hot} = 0$  correspond donc à un plasma sans électron chaud. La variation du rapport entre les deux raies est quasiment logarithmique. En revanche, dès l'ajout de seulement 1 % ( $f_{hot} = 0,01$ ) d'électrons suprathermiques, la courbe change totalement. La sensibilité est particulièrement grande. Cette différence s'explique par le lien entre deux processus de physique atomique : l'excitation collisionnelle et la capture diélectronique. Les schémas de ces deux processus sont décrits ci-dessous.



Où X est un élément arbitraire, \*/\*\* représente un état excité ou doublement excité et  $E_{e1} > E_{e2}$ .

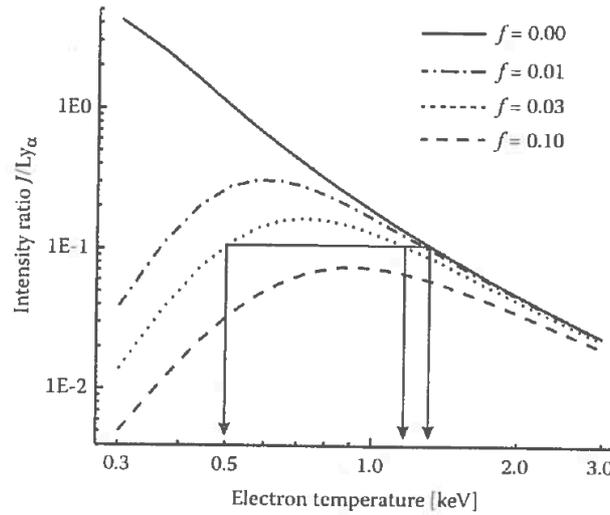


Figure 3.6 : Simulation *MARIA* du rapport d'intensité entre les raies J et  $Ly_\alpha$  de l'Argon dans un plasma non maxwellien pour différentes fractions d'électrons chauds ( $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  et  $k_b T_{hot} = 20 \text{ keV}$ )

Dans le cas de l'excitation collisionnelle, tous les électrons possédant une énergie supérieure au seuil d'excitation participent au processus. Les électrons suprathermiques ont alors un impact fort. Ce n'est pas le cas pour la capture diélectronique qui est un processus résonant. Comme son nom l'indique, celui-ci nécessite que les électrons aient une énergie très proche de celle de la transition atomique. Or, cette valeur dépend des niveaux d'énergie impliqués dans la capture.

Dans le cas du Cuivre ( $Z = 29$ ), les énergies de résonance pour la capture diélectronique se situent autour de 5 keV. Cette valeur est très faible en comparaison de la distribution en énergie des électrons suprathermiques qui a pour maximum plusieurs dizaines de keV dans le cas d'une impulsion  $k\tilde{f}$ . En conclusion, très peu d'électrons chauds peuvent être impliqués dans la capture diélectronique.

Le problème posé par cette courbe de rapport de raies est lié au fait que le résultat obtenu peut être le même pour différentes fractions d'électrons chauds. C'est ce que les 3 flèches de la **Figure 3.6** indiquent.

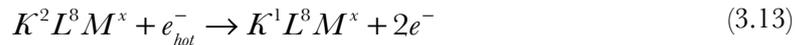
De multiples moyens de mesure de la température  $k_b T_e$  doivent ainsi être mis en place pour être capable de différencier tous les cas. L'utilisation d'éléments parfaitement adaptés au laser est ainsi critique. Par exemple, la différence entre un plasma de Silicium ( $Z = 14$ ) avec  $k_b T_e = 500$  eV ou  $k_b T_e = 1000$  eV est petite car la température électronique nécessaire pour ioniser la totalité de l'atome est faible. En revanche, en considérant un élément comme le Cuivre, la différence sera immédiatement perceptible dans la distribution des états de charge.

### iii. Ionisation collisionnelle et raies $K\alpha / K\beta$

Comme indiqué précédemment, les électrons chauds ont de hautes énergies via les processus accélératifs par lesquels ils sont générés. Ces grandes énergies, de plusieurs dizaines de keV, suffisent pour ioniser de très nombreux atomes jusque dans leur cœur. Par exemple, un électron de la couche K du Cuivre possède une énergie d'ionisation dans la gamme **11,57 (Cu<sup>28+</sup>) > E<sub>i</sub> (keV) > 8,979 (Cu<sup>0+</sup>)** en fonction du nombre d'électrons présents dans la structure électronique de l'atome. Alors, un processus d'ionisation collisionnelle peut avoir lieu. Le processus est décrit ci-dessous :



Si l'on applique cette équation au cadre d'un élément de moyen- $Z$  avec la couche 3d comme valence et qui interagit avec un électron chaud :



Où K, L et M sont les trois premières couches principales d'un atome.

La couche K de l'atome devient partiellement vide, ce qui entraîne une désexcitation. Pour effectuer celle-ci, 2 choix sont possibles : l'émission spontanée et l'auto-ionisation aussi appelée *effet Auger*. L'émission spontanée, radiative, est le processus par lequel l'influence des électrons chauds se fait le plus ressentir dans les atomes de  $Z$  hauts ou intermédiaires. L'*effet Auger*, non radiatif et qui n'émet donc pas de photons, est en revanche majoritaire dans les éléments de bas- $Z$ . Cela est dû à la dépendance en  $Z$  des deux processus. L'émission spontanée est proportionnelle à  $Z^4$  alors que l'effet Auger n'est pas dépendant de  $Z$  (dans l'approximation Hydrogénoïde). Les deux processus sont explicités ci-dessous avec des exemples.

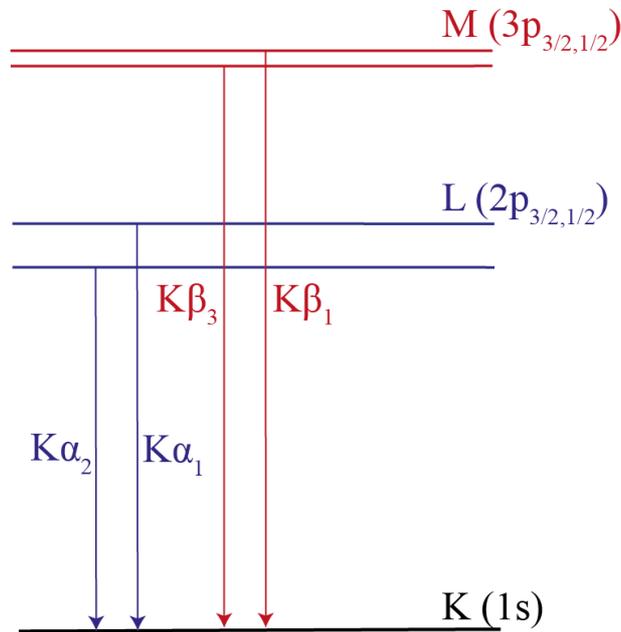


Où  $h\nu_{K\alpha}$  est l'énergie du photon émis lors de la désexcitation.

L'émission de photons  $K_\alpha$  est un phénomène n'ayant lieu dans un plasma que si ce dernier est irradié par des électrons chauds (ou des photons de haute énergie). Les électrons de masse ne peuvent pas effectuer ces ionisations à cause de leur distribution énergétique trop faible.

Les transitions  $K_\alpha$  sont étudiées depuis le début de la spectroscopie X car ce sont elles qui sont émises au sein d'un tube à rayons X. Cependant, au sein d'un plasma, elles trouvent une utilisation différente comme diagnostic indirect de la présence des électrons suprathériques.

Pour parler de raie  $K_\alpha$ , la transition atomique doit avoir lieu de la couche L vers la couche K. Lorsque la transition a lieu à partir de la couche M, le terme raie  $K_\beta$  est utilisé. Le diagramme (*Figure 3.7*) suivant résume les dernières lignes.



*Figure 3.7 : Diagramme de désexcitation des raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ .*

Comme montré sur le diagramme, les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  sont chacune des doublets. Ce comportement est causé par les différents termes spectroscopiques possibles pour un électron en couche 2p et 3p.

Le nombre  $j$  correspondant au nombre quantique principal de moment angulaire total s'écrit en fonction du nombre quantique de spin de l'électron  $s$  et de son nombre quantique azimutal  $l$ .

$$|l - s| \leq j \leq l + s \quad (3.15)$$

Dans la couche 2p,  $l$  est égal à 1 et le spin de l'électron est égal à 1/2 ou -1/2. Ainsi,  $j$  est égal à 3/2 ou 1/2, ce qui explique le doublet  $K_\alpha$  ou  $K_\beta$ . Il faut noter que si le doublet  $K_\alpha$  se résout facilement avec un spectromètre à haute résolution (et dans le cas d'un solide froid), ce n'est pas le

cas du doublet  $K_{\beta}$  car les deux niveaux d'énergie impliqués sont particulièrement proches et rendent la résolution des 2 raies très difficiles à réaliser.

Par le même principe de physique quantique, la raie  $K_{\alpha 1}$  est deux fois plus intense que la raie  $K_{\alpha 2}$ . Cela est dû au poids statistique  $g$  qui se calcule par la formule ci-dessous :

$$g = 2j + 1 \quad (3.16)$$

Ainsi, la raie  $K_{\alpha 1}$  possède un poids statistique égal à 4 tandis que celui de la raie  $K_{\alpha 2}$  est égal à 2. Ce rapport est la raison de cette différence d'intensité des raies.

La raie  $K_{\alpha}$  concerne historiquement les atomes pour lesquels la seule ionisation causée l'est par le trou en couche interne, comme dans le cas d'un tube X. L'atome est ionisé une seule fois. Dans les plasmas, l'émission de la raie  $K_{\alpha}$  "neutre" n'arrive que lorsque les électrons suprathermiques interagissent directement avec de la matière froide, le long de la cible, par exemple.

### *c. Procédé expérimental*

La **Figure 3.8** présente le dispositif expérimental mis en place durant cette expérience. Deux FSSR présentés dans le **Chapitre 2** sont mis en place en configuration 2D. Les deux spectromètres sont équipés avec la même configuration géométrique de cristal. Ainsi, deux cristaux de quartz d'indice de Miller q(223) et de distance interplans  $2d = 2,024 \text{ \AA}$  sont placés sur les bras des FSSR. Ces 2 cristaux possèdent un rayon de courbure  $R = 150 \text{ mm}$ .

Le 1<sup>er</sup> FSSR, appelé T, est placé tangentiellement à la cible  $(0 \pm 2)^\circ$ . Ainsi, la résolution spatiale de celui-ci est le long de la plume plasma émise perpendiculairement à la cible, le long de l'axe du laser. Le 2<sup>nd</sup> spectromètre, appelé M, est quant à lui placé à un angle de  $(60 \pm 2)^\circ$  par rapport au plan de la cible. Cet angle permet d'obtenir un spectre différent car la résolution spatiale de ce dernier n'est plus le long de la plume mais en grande partie le long de la cible.

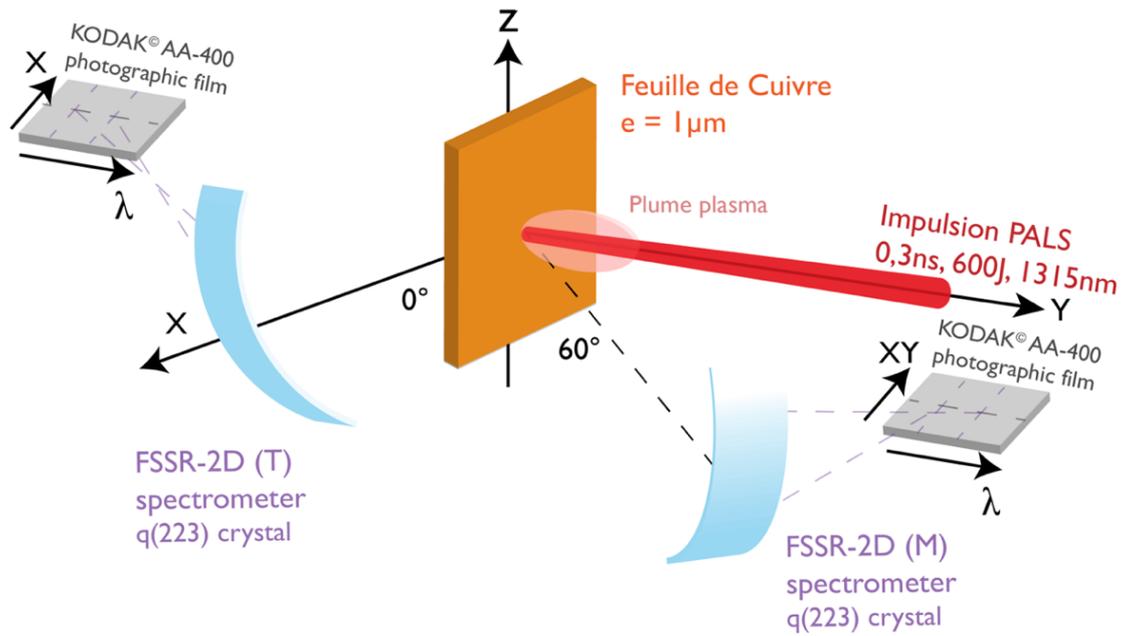


Figure 3.8 : Schéma expérimental de l'expérience menée au PALS.

Pour ces deux spectromètres, la résolution spectrale est estimée à  $E/\Delta E \approx 5000$ <sup>[16]</sup> et la résolution spatiale est environ égale à 30 µm. La **Figure 3.9** est une photo de la chambre d'interaction du PALS.

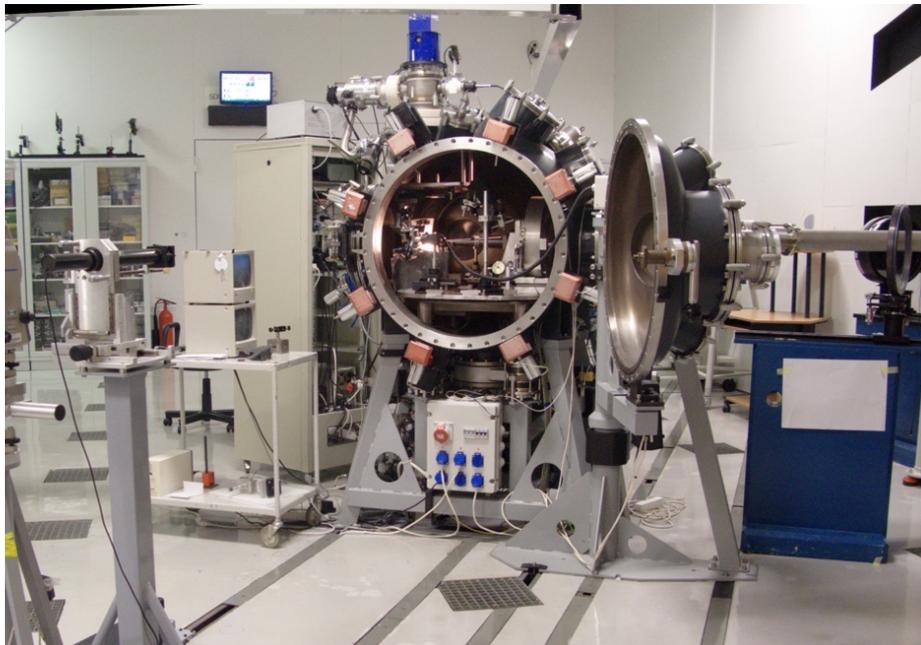


Figure 3.9 : Chambre d'interaction du PALS.

Pour les raisons présentées de même au **Chapitre 2**, des films photographiques ont été utilisés comme détecteurs. Ces derniers sont du modèle *Kodak® AA-400*. Ces films de bonne sensibilité ont un grain de taille proche du micron. Ils sont les candidats idéaux pour une étude de haute résolution. Ils sont numérisés par un scanner *Epson® V700* réglé sur une résolution de 4800 dpi.

Dans les résultats présentés, le PALS est utilisé en mode  $1\omega$  avec une énergie d'environ 600 J et une durée d'impulsion de 0,3 ns. Le laser est tiré sur une cible de Cuivre de faible épaisseur ( $1\ \mu\text{m}$ ) qui permet d'observer le rayonnement en face avant et arrière de la cible avec le FSSR-T. Lorsque la cible est trop épaisse ( $> 5\ \mu\text{m}$ ), le plasma ne se répand pas à l'arrière de la cible.

Comme mentionné plus haut, l'usage de films photographiques comme détecteurs demande l'application de plusieurs courbes de calibration pour obtenir une intensité correcte des raies spectrales. Les filtres placés devant le cristal pour le protéger des débris et devant le film pour le protéger de la lumière visible sont les premiers à être pris en compte. L'Annexe 3.1, p.171 présente le détail des courbes de calibration appliquées.

### *d. Dépendance angulaire de l'émission des états de charge de la couche M*

#### **i. Structure d'un spectre X de plasma chaud et dense**

La **Figure 3.10** montre un spectre expérimental obtenu sur le FSSR-M en fausses couleurs. Il est possible d'observer plusieurs structures d'émission X. Celle de plus faible énergie (et de plus grande longueur d'onde) est la zone d'émission des raies K des états de charge de la couche M. Cette émission est resserrée en gamme d'énergie à cause des faibles effets d'écrantage électronique que ces états de charge subissent.

Trois autres structures sont clairement visibles à de plus hautes énergies. Celles-ci sont connectées à l'émission des états de charge de la couche L. La raie la plus énergétique qui est visible sur ce spectre est la raie  $\text{He}\alpha$ .

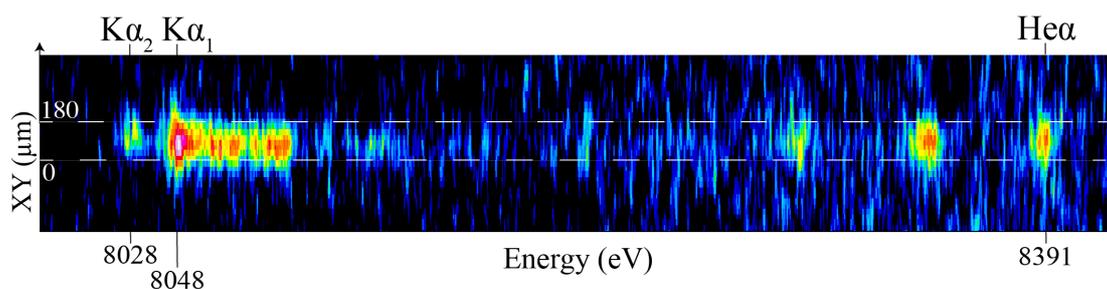


Figure 3.10 : Spectre expérimental obtenu sur le spectromètre M en fausses couleurs.

La **Figure 3.11** ci-après présente le même spectre mais cette fois tracé selon une intégration spatiale. La zone de 0 à 180  $\mu\text{m}$  présentée sur la **Figure 3.10** est ainsi sommée au sein du même tracé.

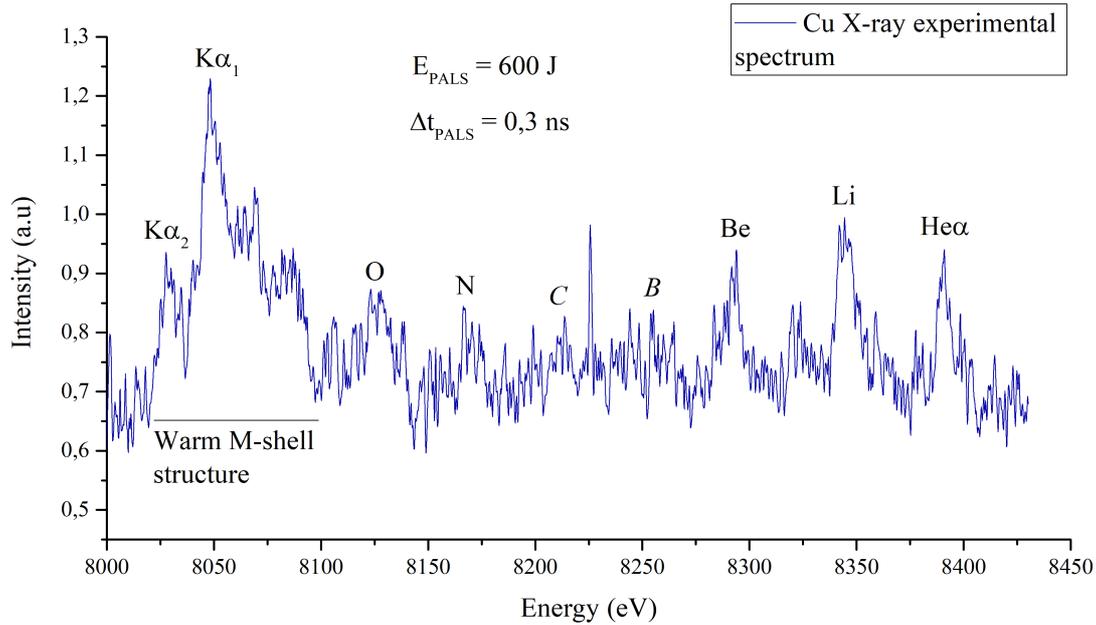


Figure 3.11 : Spectre X de Cuivre typique lorsque l'interaction laser-matière a lieu en utilisant un laser  $k\bar{J}$ -ns.

Ce spectre X d'émission est typique d'un plasma lorsque l'interaction a lieu avec un laser  $ns$ - $k\bar{J}$ . Comme indiqué dans les paragraphes précédents, ces lasers amènent les plasmas à des températures  $k_b T_e$  supérieures au keV. Cela explique la forte ionisation capable d'amener la création de l'état Héliumoïde du Cuivre et l'émission de sa raie  $He\alpha$ .

Les caractéristiques du Cuivre sont ainsi parfaitement adaptées à ce laser. En effet, la lente évolution temporelle du plasma offre l'opportunité d'observer l'émission de tous les états de charge (sauf Hydrogénoïde). Ainsi, sur ce spectre est clairement observable la *structure M froide* marquant l'émission des états de charge de la couche M. Ensuite viennent tous les états de la couche L : Oxygénoïde (O), Azotoïde (N), etc. Sur ce spectre particulier, les états Carbonoïde (C) et Boroïde (B) sont difficiles à distinguer sans simulation.

La possibilité de voir ou non ces états est connectée à la cinétique atomique du plasma.

## ii. Cinétique atomique du plasma

Les spectres enregistrés sur film X sont intégrés temporellement. Cela signifie que le signal présent sur le spectre final a été émis à différents instants de la vie du plasma. Par exemple, l'état Héliumoïde du Cuivre ne vit pas au même instant que les états de charge de la couche M car leur présence dépend de la température  $k_b T_e$ , comme montré sur la **Figure 3.4, p.41**. C'est cette évolution temporelle du plasma et des états de charge atomiques existants qui sont les marqueurs de cette cinétique.

Lorsque le paragraphe précédent présente les équilibres au sein d'un plasma et le fait que son évolution temporelle est relativement lente, la cinétique est implicitement mentionnée.

Ainsi, la **Figure 3.11** n'est pas seulement un spectre X mais également un traceur temporel du plasma. D'ailleurs, l'expansion spatiale est aussi, d'une certaine manière, un marqueur temporel. Certaines zones de la plume n'existent que pour un temps donné et pas pour la totalité de la durée

de vie du plasma. Ce sujet est encore mal compris du fait de la grande difficulté pour réaliser des études de très haute résolution spectrale et spatiale tout en obtenant une résolution temporelle. De manière générale, la cinétique du plasma peut être étudiée grâce à l'utilisation de caméras à balayage de fente. Cependant, la meilleure et nouvelle technique pour ces études extrêmement sensibles est la mise en place d'une expérience de *photo-pompage résonant* par XFEL où ce dernier joue à la fois le rôle de sonde et de pompe. Le **Chapitre 5** présente rapidement quelques résultats sur le sujet.

Il est important de comprendre que la détermination de la température électronique  $k_b T_e$  d'un plasma est le plus souvent associée à la valeur maximale de cette dernière mais pas à la température moyenne  $\langle k_b T_e \rangle$  du plasma. Celle-ci ne peut s'obtenir que par une étude très détaillée de la cinétique.

Aussi, les électrons suprathermiques entraînent la génération des raies des états de charge de la couche M mais ont une influence plus limitée sur la génération de celles de la couche L. En effet, la raie  $\text{He}_\alpha$  est, par exemple, principalement générée par l'excitation collisionnelle d'un électron de masse. Ce comportement est également lié à la cinétique.

Les électrons chauds montrent leur impact en ionisant la couche K interne à l'atome. L'ionisation classique, i.e. en commençant par les couches de valence, est réalisée par les électrons de masse. Au début de l'interaction, la température  $k_b T_e$  est faible. Ainsi, seule la couche M peut être atteinte par ces électrons. Mais plus les électrons sont arrachés et plus le laser dépose son énergie, plus la température électronique augmente. Lorsque le seuil est rompu entre les couches M et L,  $k_b T_e$  est suffisamment élevée pour que des électrons de masse puissent ioniser ou exciter les électrons de la couche K. C'est à cet instant que l'excitation collisionnelle de la couche K devient majoritairement causée par les électrons de masse.

La **Figure 3.3, p. 41** illustre ces propos. Comme déjà indiqué, elle représente la variation de distribution en énergie des électrons pour plusieurs températures  $k_b T_e$ . Chacun peut remarquer que des températures électroniques trop faibles limitent fortement l'existence d'électrons à des énergies permettant une interaction avec la couche K d'un atome de Cuivre. En revanche, à partir d'une température  $k_b T_e > 1$  keV, le processus d'excitation collisionnelle devient plus probable. Il faut noter que tous les potentiels d'ionisation des éléments utilisés dans cette thèse sont répertoriés en **Annexe 3.2, p. 173**.

La cinétique est aussi ce qui explique que les états de charge Bérylliumoïde, Lithiumoïde et Héliumoïde sont ceux qui émettent le plus. En effet, la raie  $\text{Ly}_\alpha$ , signe de l'état Hydrogéoïde, est absente du spectre. Cela est dû à une température  $k_b T_e$  trop faible pour atteindre cet état. Le seuil d'ionisation des deux électrons restants est trop important pour que les électrons de masse puissent le franchir. En conséquence, le plasma maintient pendant un temps plus important une température électronique idéale pour l'émission des trois états de charge précédents. Cela explique la plus forte émission.

L'absence de la raie  $Ly_\alpha$  est aussi une condition idéale pour déterminer approximativement la température maximale  $k_b T_e$  de ce plasma. Le programme *FLYCHK* permet de très facilement obtenir une estimation de température électronique via la présence ou non de certains états de charge. En considérant un plasma hors-ETL et à une densité électronique  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,  $k_b T_e$  peut être estimée à environ 1,7 keV. Cette densité est choisie car typique des plumes de plasmas générés par laser *kf-ns*.

La structure générale d'un spectre X d'élément intermédiaire ayant été présentée, le nouveau sujet d'intérêt concerne les raies générées au début de l'interaction laser-matière : celles des états de charge de la couche M. Pour ces dernières, l'influence des électrons suprathermiques est sans commune mesure.

### iii. Structure M froide

La structure M froide correspond à l'émission X générée par les faibles états de charge. Ces derniers de faibles potentiels d'ionisation existent donc lorsque la température électronique  $k_b T_e$  du plasma est toujours relativement faible. A titre informatif, le dernier état de la couche M correspond à un ion Néonoïde ( $1s^1 2s^2 2p^6 3s^1$ ). Le potentiel pour celui-ci est  $E_i = 670 \text{ eV}$ . En se référant au graphique tracé sur la **Figure 3.3, p. 41**, chacun peut voir qu'une température  $k_b T_e$  égale à 100 eV est quasiment suffisante pour franchir cette barrière. A  $k_b T_e = 500 \text{ eV}$ , ces états de charge n'existent déjà plus dans le plasma.

Leur intérêt est ainsi immédiat. Très peu de moyens existent pour déterminer l'impact des électrons suprathermiques sur un plasma au tout début de sa durée de vie. Ici, un groupe de 20 états de charge (pour le Cuivre) existe pour réaliser ces études. Ceux-ci (à l'exception de la raie  $K_\alpha$  en elle-même) n'ont que rarement été utilisés pour étudier les électrons chauds ou même le plasma. La **Figure 3.12** est un agrandissement de la **Figure 3.11, p. 51** centré sur la structure M froide.

Le spectre expérimental en bleu est lissé par un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) afin de faire ressortir des structures précises. Les états de charge de la couche M sont divisés en 3 sous-couches.

3 structures principales identifiables via des simulations sont visibles sur le spectre. La première,  $K_{3d-1}$ , est composée de la raie  $K_{\alpha 1}$  et de toutes les raies émises par les états de charge de la couche 3d. A cette structure est associable la sous-structure  $K_{3d-2}$  qui correspond aux raies liées au doublet  $K_\alpha$  présenté au paragraphe précédent. La deuxième structure  $K_{3p}$  est liée aux 6 états de la sous-couche 3p. La troisième  $K_{3s}$  est finalement liée aux 2 états de la sous-couche 3s. Pour ces deux dernières, aucune zone d'émission des raies  $K_{3s-2}$  et  $K_{3p-2}$  n'est visible sur le spectre.

Cela est dû à une superposition des raies qui rend impossible leur résolution. Le paragraphe suivant décrit en détail les simulations réalisées.

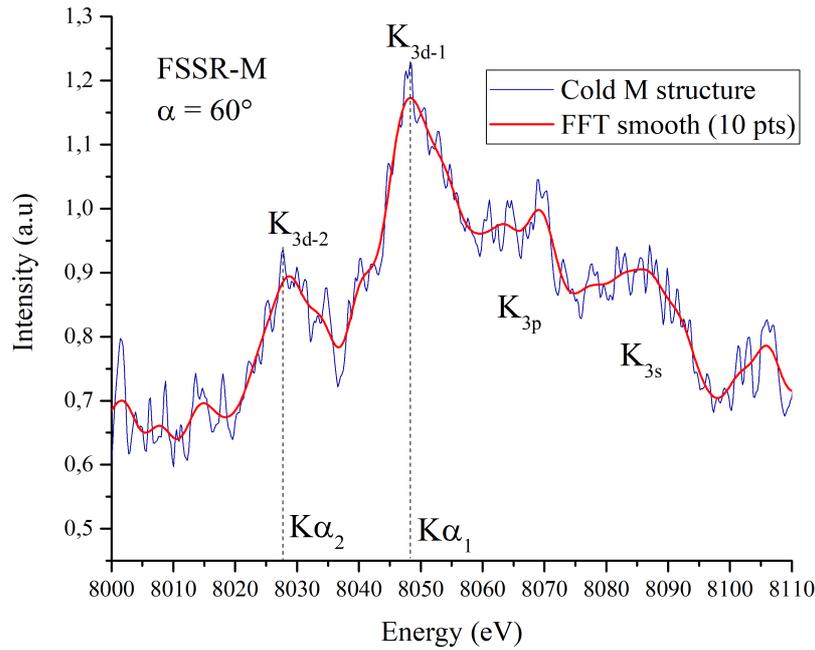


Figure 3.12 : Zoom sur la structure M froide. Le spectre expérimental est lissé en rouge.

En reprenant la **Figure 3.11, p. 51**, chacun peut remarquer que seulement 7 états de charge sont présents sur la gamme d'énergie  $8400 > E_L \text{ (eV)} > 8100$  alors que 21 émettent sur une gamme comprise entre  $8100 > E_M \text{ (eV)} > 8040$ . Ainsi, la densité d'états de charge dans la zone froide est 15 fois supérieure à celle dans la zone des états de charge de la couche L. Ce phénomène est lié à l'écrantage électronique.

En 1930, Slater publie un article qui cherche à déterminer des approximations analytiques pour chaque orbitale. Le but est de déterminer facilement l'énergie des raies atomiques de chaque atome en fonction du nombre d'électrons dans les couches. Il a ainsi développé un modèle se basant sur la charge effective d'un atome  $\zeta^*$ . Afin de déterminer ce nombre, l'ajout d'un effet d'écran, appelé *écrantage* et noté  $\sigma$  est nécessaire.

$$\zeta^* = \zeta - \sigma \quad (3.17)$$

$\zeta^*$  peut être considéré comme la charge électrique qu'un électron "ressent" au sein des orbitales électroniques. Dans le cas de figure du Cuivre et de la raie  $K_\alpha$ , un électron 2p est celui qui interagit pour se retrouver en couche 1s. Ainsi, pour ce cas et en considérant les règles de Slater comme édictées en 1930 :

- Il reste 1 électron en couche 1s, l'effet d'écran pour un électron 2p est égal à 0,85.
- Il y a 7 électrons en couches 2s et 2p (le 8<sup>e</sup> électron est celui qui subit l'écrantage), l'effet d'écran est alors de  $0,35 \times 7 = 2,45$ .
- Les autres électrons ne sont pas considérés car dans des couches externes.

Finalement,  $\zeta^* = 29 - 0,85 - 2,45 = 25,7$ . En résumé, moins d'électrons sont présents sur la couche 2p, plus la raie est énergétique et sa valeur proche du modèle Hydrogénoïde car  $E_i = \zeta^2 Ry/n^2$ .

Un modèle souvent utilisé aujourd'hui est celui de Faussurier datant de la fin des années 1990<sup>[7]</sup>. Il recense de nouvelles constantes d'écrantage obtenues par méthode Hartree-Fock.

Dans ce modèle, les électrons externes exercent également une influence. Cette dernière est d'ailleurs observable expérimentalement. Les raies de la couche M se décalent petit à petit vers les hautes énergies mais de manière bien moins marquée que les raies de la couche L.

Le **Tableau 3.1** résume les constantes d'écrantage de Faussurier.

*Tableau 3.1 : Constantes d'écrantage (modèle de Faussurier).*

	<i>1s</i>	<i>2s</i>	<i>2p</i>	<i>3s</i>	<i>3p</i>	<i>3d</i>	<i>4s</i>	<i>4p</i>
<i>1s</i>	0,31	0,0135	0,0003	0	0	0	0	0
<i>2s</i>	0,7388	0,3082	0,2522	0	0	0	0	0
<i>2p</i>	0,9461	0,3481	0,3495	0,0392	0,021	0,0007	0,0097	0,006

Ici réside l'explication des écarts bien plus importants entre les raies de chaque état de charge en couche L qu'en couche M. L'écrantage d'un électron 3s est près de 9 fois inférieur à celui d'un électron 2p. Ce rapport passe à 17 fois pour un électron 3p et même 50 fois pour un électron 3d. Il faut noter que les constantes d'écrantage des couches 4s et 4p sont supérieures d'un ordre de grandeur à celles de la couche 3d.

La si faible valeur d'écrantage des électrons en couche 3d explique que la totalité de ses 10 états de charge n'émettent que sur un petit intervalle. Les autres états, bien que plus facilement discernables et moins superposés, n'en restent pas moins difficiles à résoudre par des moyens spectroscopiques, même de très haute résolution.

Avant de s'intéresser à la capacité de simuler les raies présentes dans ce spectre et de réussir à synthétiser ce spectre, il est important de mentionner la dépendance angulaire du rayonnement de cette émission.

#### **iv. Dépendance angulaire de l'émission de la structure froide M**

Le rayonnement X émis par la structure froide ou tiède des états M est particulièrement sensible à l'angle de vue appliqué. La direction de la résolution spatiale est essentielle pour réussir à observer ces raies le mieux possible. Ces dernières sont générées lorsque le plasma est au tout début de sa durée de vie, à une densité proche du solide. En conséquence, ces états n'émettent pas ou peu dans la plume plasma et seulement près de la surface de la cible. Ainsi, un spectromètre placé tangentiellement comme le FSSR T ne peut pas observer cette émission dans de bonnes conditions. Un angle important est à privilégier comme pour le FSSR M afin de pouvoir résoudre spatialement l'interaction des électrons chauds le long de la cible.

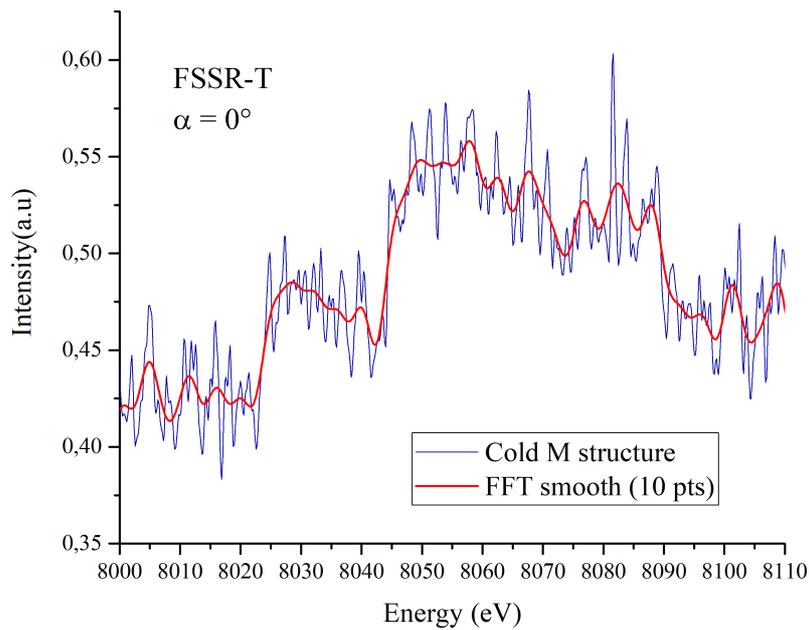


Figure 3.13 : Zoom sur la structure froide. Le tir est le même que la Figure 3.12. L'angle de vue du spectromètre est ici de 0° (tangential à la cible).

La **Figure 3.13** montre le même tir que celui présenté **Figure 3.12, p. 54** mais le spectre est cette fois-ci enregistré avec le FSSR T.

Chacun peut distinguer que l'émission  $K_{\alpha}$  et des raies émises par les états de la couche 3d est beaucoup plus faible. Comme expliqué ci-dessus, cette absence est causée par la non expansion des ions froids au sein de la plume.

En effet, le FSSR T est positionné tangentiellement. L'émission  $K_{\alpha}$  et  $K_{3d}$  est créée par les électrons suprathérmiqes interagissant avec la cible froide, donc à sa surface. L'angle de vue du FSSR empêche ainsi toute résolution spatiale le long de la cible.

En revanche, l'autre FSSR (M) positionné à un angle de 60° par rapport au plan de la cible peut résoudre ce rayonnement.

De même, par comparaison avec la **Figure 3.12, p. 54**, le signal est environ 2 fois moins intense sur ce spectre que sur celui du FSSR M.

Finalement, les autres structures sont aussi très dures à résoudre et la structure  $K_{3d-2}$  est très large sans pic évident.

En conclusion, il convient d'être prudent lors de l'implantation de ce type de configuration en chambre expérimentale. L'angle de vue est primordial. Il faut absolument s'assurer de pouvoir résoudre l'émission froide le long de la cible. L'idéal serait de placer le spectromètre face à la cible, à un angle de 90°. Cependant, de multiples contraintes, détaillées dans les prochains paragraphes, empêchent de réaliser cette opération.

Afin de comprendre le potentiel de ces raies, il convient de réaliser les simulations associées à cette émission pour être capable de reconstruire synthétiquement ce spectre.

### 3. Simulation de l'émission des états de charge

#### a. Méthode Multi-Configuration-Hartree-Fock (MCHF)

Dans son livre *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Cowan détaille en 21 chapitres la totalité des processus de physique atomique nécessaires à la construction d'un code robuste et suffisamment précis pour calculer toutes les raies atomiques entre plusieurs niveaux de n'importe quel atome de numéro atomique  $Z$ <sup>[18]</sup>. Il faut noter que ce code prend en compte l'interaction entre différents niveaux qui appelée *interaction de configuration* (IC). Cette notion est essentielle dans la compréhension des spectres lorsque les niveaux sont particulièrement resserrés. C'est, par exemple, le cas avec ceux impliqués dans l'émission X de la couche M du Cuivre présentée ci-dessus. Le **Chapitre 13** de son livre entre dans les détails théoriques appliqués. Le couplage intermédiaire indispensable pour obtenir des résultats très précis, particulièrement dans le cas d'atomes de  $Z$  intermédiaires, est utilisé.

Le lecteur peut se référer au livre sus-mentionné pour obtenir le détail du fonctionnement des codes que Cowan a écrits pour appliquer la théorie présentée dans son livre. Toutes les simulations réalisées dans ce travail proviennent de ce code. En revanche, tous les calculs ont été comparés aux résultats fournis par le code *Flexible Atomic Code* (FAC) afin de s'assurer de leur validité<sup>[19]</sup>.

Afin de cerner le travail effectué par le *Cowan*, ce paragraphe présente le rôle de tous les modules du code. Les **Chapitres 8 et 16** de son livre entrent dans le détail de la méthode de calcul employée.

Le premier module utilisé par le Cowan pour déterminer les raies atomiques est appelé *RCN*. Ce module calcule les fonctions d'onde radiales à un électron. Cette opération est réalisée sur la totalité des configurations électroniques entrées via une méthode Hartree-Fock.

Le fichier de sortie donne pour chaque configuration l'énergie au centre de gravité, et les intégrales radiales de Coulomb et de spin-orbites qui sont requises pour calculer les niveaux d'énergie.

Les effets relativistes peuvent être demandés lors de l'entrée.

Le second module utilisé est appelé *RCN2*. Il utilise la sortie de *RCN* pour calculer les intégrales de Coulomb multi-configurations reliées à l'IC. De plus, il calcule les intégrales radiales correspondantes aux dipôles (E1), quadrupôles (E2) électriques et dipôles magnétiques (M1).

Finalement, le module appelé *RCG* utilise la sortie de *RCN2* pour déterminer les matrices d'énergie pour chaque valeur de moment angulaire  $J$  possible. Ensuite, la diagonalisation des matrices a lieu pour obtenir les valeurs propres et les vecteurs propres. Les valeurs propres sont associées aux niveaux d'énergie tandis que les vecteurs propres sont eux associés aux multi-configurations et à l'IC. Une fois cette étape réalisée, le code calcule toutes les transitions atomiques possibles ainsi que leurs taux de d'émission spontanée  $A_j$ . C'est ce fichier qui est utilisé pour tracer le spectre synthétique. Le *Cowan* ne réalise pas cette opération.

Il faut noter que le code peut calculer les sections efficaces de photo-ionisation ou encore les facteurs de branchement de l'*effet Auger*.

## b. Synthétisation du spectre

Afin de créer un spectre synthétique et de l'ajuster au spectre expérimental, un programme permettant d'appliquer une largeur de raies aux calculs du Cowan est nécessaire.

Pour cela, le module de synthétisation de spectres du code *MARIA* peut être utilisé. Le fichier de sortie du *Cowan* est utilisé en entrée.

Au sein de ce module, de multiples options sont applicables, notamment sur le profil de raie utilisé.

Afin de créer tous les spectres simulés présentés dans cette thèse, le profil du spectre présenté ci-après a été utilisé. Lors de la création du spectre, la totalité des états de charge est prise en compte et la contribution de chacun est associée à un facteur de population  $f_k$ . Le cas considéré est donc quasi stationnaire pour simplifier la création de spectres. Les populations sont décrites dans un certain état de charge ( $k$ ) selon le modèle de Boltzmann car l'écart entre les énergies des états quantiques  $i,j$  au sein d'une même configuration est faible. Cette approximation est suffisante pour décrire l'émission globale d'un état de charge ( $k$ ).

$$I_L = \sum_k f_k \sum_{i,j} g_j^{(k)} A_{ji}^{(k)} e^{-E_j^{(k)}/k_b T_e} \phi_{ji}^{(k)}(\omega, \omega_{ji}^{(k)}) \quad (3.18)$$

Où ( $k$ ) indique l'état d'ionisation considéré.  $j$  correspond au niveau de départ,  $i$  est le niveau d'arrivée. Enfin  $\phi_{ji}$  le profil de raies utilisé.

Dans le cadre de ces travaux le profil utilisé est de Voigt.

## c. Simulation d'un spectre X de Cuivre

### i. Constitution du fichier de niveaux atomiques

Afin de simuler la totalité d'un spectre X, il est tout d'abord nécessaire de calculer les composantes individuelles de chaque état de charge. Le spectre expérimental obtenu lors de l'expérience au PALS et disponible en **Figure 3.11, p. 51** indique une répartition des états de charge allant jusqu'à l'état Héliumoïde. Ainsi, 28 spectres correspondant à tous les états de charge émettant dans le plasma doivent être simulés.

Le **Tableau 3.2** indique par état de charge les niveaux pris en compte dans ces calculs. Tous les états de charge ne sont pas représentés mais seuls ceux pour lesquels une rupture dans le schéma de construction du fichier existe. C'est le cas à la fin de la couche L entre les états XX (Néonoïde) et XIX (Sodioïde) puis entre les couches 3p et 3d.

Tableau 3.2 : Schéma de construction du fichier de niveaux pour les simulations présentées dans cette thèse.

<i>États de charge</i>	<i>Niveaux</i>
<i>XXVIII (He-like)</i>	$1s^2$
	$1s\ 2s$
	$1s\ 2p$
<i>XXVII (Li-like)</i>	$1s^2\ 2s / 2p$
	$1s\ 2s^2 / 2s2p / 2p^2$
<i>XXVI (Be-like)</i>	$1s^2\ 2s^2 / 2s2p / 2p^2$
	$1s\ 2s^22p / 2s2p^2 / 2p^3$
...	...
<i>XX (Ne-like)</i>	$1s2\ 2s^22p^6$
	$1s2\ 2s^22p^5\ 3s / 3p / 3d / 4s$
	$1s2\ 2s^12p^6\ 3s / 3p / 3d / 4s$
	$1s^1\ 2s^22p^6\ 3s / 3p / 3d / 4s$
<i>XIX (Na-like)</i>	$1s^2\ 2s^22p^6\ 3s / 3p / 3d / 4s$
	$1s^2\ 2s^22p^5\ 3s^2 / 3s3p / 3s3d / 3s4s$
	$1s^2\ 2s^22p^5\ 3p^2 / 3p3d / 3p4s$
	$1s^2\ 2s^22p^5\ 3d^2 / 3d4s$
	$1s^2\ 2s^22p^5\ 4s^2$
	$1s^2\ 2s^12p^6\ 3s^2 / 3s3p / 3s3d / 3s4s$
	$1s^2\ 2s^12p^6\ 3p^2 / 3p3d / 3p4s$
	$1s^2\ 2s^12p^6\ 3d^2 / 3d4s$
	$1s^2\ 2s^12p^6\ 4s^2$
	$1s^1\ 2s^22p^6\ 3s^2 / 3s3p / 3s3d / 3s4s$
	$1s^1\ 2s^22p^6\ 3p^2 / 3p3d / 3p4s$
	$1s^1\ 2s^22p^6\ 3d^2 / 3d4s$
	$1s^1\ 2s^22p^6\ 4s^2$
...	...
<i>XI (K-like)</i>	$1s^2\ 2s^22p^6\ 3s^23p^63d / 4s$
	$1s^2\ 2s^22p^5\ 3s^23p^63d^2 / 3d4s$
	$1s^2\ 2s^22p^5\ 3s^23p^64s^2$
	$1s^2\ 2s^12p^6\ 3s^23p^63d^2 / 3d4s$
	$1s^2\ 2s^12p^6\ 3s^23p^64s^2$
	$1s^1\ 2s^22p^6\ 3s^23p^63d^2 / 3d4s$

...	$1s^1 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$
...	...
$II (Ni-like)$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} / 3d^9 4s$
	$1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s / 3d^9 4s^2$
	$1s^2 2s^1 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s / 3d^9 4s^2$
	$1s^1 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s / 3d^9 4s^2$

Pour effectuer la sélection de niveaux atomiques, un schéma "pragmatique" a été utilisé. Le but n'est pas de retranscrire parfaitement la totalité des raies atomiques générées mais de trouver une sélection suffisante pour traduire avec une très grande précision les résultats obtenus.

Les niveaux choisis suivent un schéma type. Les niveaux fondamentaux de chaque état de charge sont toujours présents. Dans la couche L, ils sont impliqués dans la désexcitation et l'émission de photons. Ce n'est pas le cas dans la couche M car ces niveaux ont toujours les couches K et L remplies. Cependant, leur implémentation est obligatoire pour que le *Cowan* calcule les fonctions d'onde associées à chaque niveau au sein d'un état de charge de manière correcte.

Ensuite, il est considéré que les électrons de cette configuration fondamentale peuvent être excités lorsque le calcul a lieu dans la couche L. Dans la couche M, le raisonnement est un peu différent. Seul un électron de la couche de valence est considéré comme potentiellement excité. Il est considéré que dans la couche M, la cinétique du plasma est si rapide en termes d'ionisation que les configurations multi-excitées n'existent pas. Par rigueur, les calculs avec deux excitations ont été effectués et ne montrent que de légères variations n'ayant aucune influence notable sur une synthétisation de spectre. En cause notamment les très faibles effets d'écrantage qui n'entraînent qu'un léger décalage dans les raies. Ce dernier est noyé par la quantité de raies dipolaires électriques (E1) émises par ces configurations. Le **Tableau 3.3** indique le nombre de raies calculées par le *Cowan* dans le cas du Cuivre et en suivant le schéma du **Tableau 3.2**. Chacun peut voir que malgré la présence d'une vingtaine de niveaux maximum pour un état de charge donné, le nombre de raies peut atteindre 300 000. Ce chiffre est dû au très grand nombre de termes spectroscopiques qu'il est possible de former lorsque des couches sont ouvertes. De plus, le code calcule ces termes en couplage intermédiaire pour plus de précision. Par exemple, dans le cas de Cu VII, la couche de valence est remplie en  $3d^{4-5-6}$  en fonction du niveau considéré. A cette configuration de remplissage, la couche est totalement ouverte permettant aux électrons d'avoir une grande quantité de configurations possibles. Le principe est le même pour les états de la couche 3p qui comportent plusieurs centaines de milliers de raies.

En revanche, les niveaux en couche 4s sont considérés dans le calcul. En effet, l'ordre de remplissage des couches atomiques met la 4s en amont de la 3d. Et bien que les potentiels d'ionisation soient excessivement proches comme vu dans le **Tableau 3.1, p. 55**, les effets d'écrantage sont sensiblement différents. Ainsi, ne pas prendre en compte la couche 4s lors d'un calcul en couche M paraît discutable. Cette approximation ne peut pas être permise sur des calculs de cette précision. Les raies des états de charge du groupe  $K_{3d}$  y sont particulièrement sensibles.

Dans le cas des configurations M engagées dans le processus lié à l'interaction d'un électron chaud (avec un trou en couche K ou L), un électron est ajouté en couche externe pour correspondre à l'état de charge du niveau fondamental.

*Tableau 3.3 : Nombre de raies dipolaires électriques (EI) générées lors du calcul par le code de Cowan pour chaque état de charge.*

<i>États de charge</i>	<i>Nombre de raies générées</i>
<i>(Cu<sup>27+</sup>) XXVIII</i>	2
<i>XXVII</i>	22
<i>XXVI</i>	102
<i>XXV</i>	219
<i>XXIV</i>	219
<i>XXIII</i>	102
<i>XXII</i>	22
<i>XXI</i>	2
<i>XX</i>	173
<i>XIX</i>	7 824
<i>XVIII</i>	19 529
<i>XVII</i>	4 556
<i>XVI</i>	52 509
<i>XV</i>	209 886
<i>XIV</i>	311 948
<i>XIII</i>	170 879
<i>XII</i>	30 003
<i>XI</i>	1 038
<i>X</i>	8 098
<i>IX</i>	33 228
<i>VIII</i>	75 922
<i>VII</i>	99 679
<i>VI</i>	75 922
<i>V</i>	33 228
<i>IV</i>	8 098
<i>III</i>	1 038
<i>(Cu<sup>1+</sup>) II</i>	64

## **ii. Interprétation des structures simulées**

Une fois le fichier constitué et le code au bout de son travail, il est possible de tracer les structures obtenues pour chaque état de charge. La **Figure 3.14a, p. 64** présente toutes les structures calculées. Toutes les contributions ont été normalisées en intensité. La figure commence par présenter l'émission des faibles états de charge de la couche M pour finir avec l'état

Héliumoïde et ses raies  $He_{\alpha}$  et d'intercombinaison. Deux états particuliers séparent trois zones ayant des signes distinctifs :

- La 1<sup>ère</sup> est la zone d'émission des états de la couche L. Dans celle-ci, les structures sont larges et très bien séparées entre elles. Cette caractéristique a déjà été décrite dans le paragraphe sur les effets de l'écrantage électronique. La même explication peut être donnée pour expliquer le fait que ces structures sont larges. En effet, les multiples termes spectroscopiques sont bien séparés entre eux en énergie par les écarts plus importants entre les différents niveaux atomiques. Cette zone d'émission s'arrête avec l'état Cu XXI (Fluoroïde) à la fin de la couche L. Elle est d'ailleurs uniquement composée d'un doublet car les couches 2s et 2p sont remplies, ce qui empêche l'existence de nombreuses raies.
- La 2<sup>e</sup> zone est délimitée dans les hautes énergies par l'état Cu XXI et en basse énergie par l'état Cu XII qui correspond à la structure isoélectronique de l'Argon. Les structures de chaque état de charge présentent des doublets. Cependant, ces derniers sont larges. Ce comportement est tout à fait normal puisque ce ne sont en réalité pas de vrais doublets car composés de plusieurs centaines de milliers de raies comme le **Tableau 3.3** le montre. Cette zone d'émission 3s et 3p présente un intérêt majeur dans l'interprétation qui peut être faite de l'interaction entre plasma tiède et électrons suprathermiques.
- La 3<sup>e</sup> zone, qui présente un résultat inattendu est celle des états de charge 3d. La **Figure 3.14b** est un grandissement effectué dessus. Les lignes pointillées montrent la position des raies  $K_{\alpha}$ . Au sein de cette structure, les simulations annoncent la présence d'un décalage de l'émission vers les basses énergies. Ce comportement n'est possible qu'en considérant un *écrantage négatif*. Il n'est pas possible selon les modèles simples ou empiriques d'observer un tel phénomène. Cependant, l'impact des interactions de configuration est supérieur aux effets d'écrantage très faibles des électrons de la couche 3d. La **Figure 3.15** montre les écarts en énergie entre les pics d'intensité de ces structures.

Chacun peut facilement remarquer la présence du décalage des structures  $K_1$  et  $K_2$  propres à chaque état de charge de la couche 3d/4s vers les basses énergies. En revanche, ce décalage reste très faible et de seulement 4 eV environ. Cela représente environ 0,05 % de l'énergie de la raie. Afin de s'assurer que ce décalage n'était pas dû à une erreur numérique, les résultats ont été comparés à une simulation effectuée sur le code FAC. Ils montrent le même comportement. Ce très faible décalage représente également un grand défi expérimental.

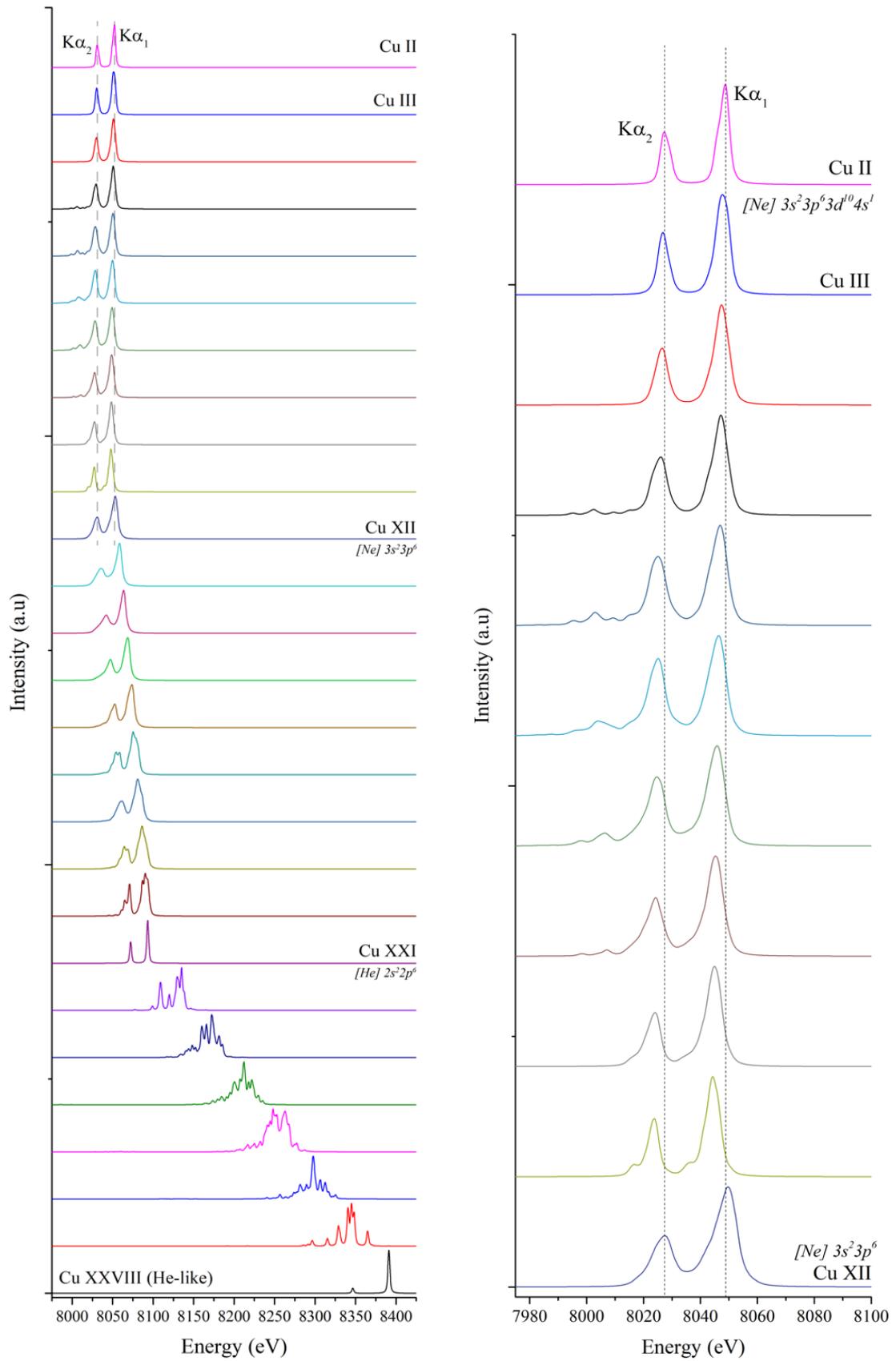


Figure 3.14 : a) Représentation des structures générées par le module de synthèse du code MARIA. b) Zoom sur les spectres issus de la couche 3d.

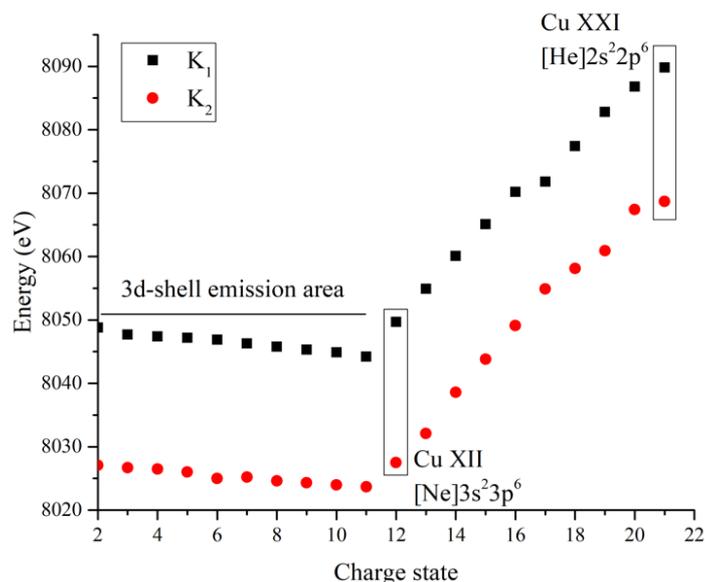


Figure 3.15 : Courbe d'énergie du maximum d'intensité des pics  $K_1$  et  $K_2$  de chaque état de charge dans la couche M.

### iii. Simulation du spectre total

Maintenant que la totalité des structures d'états de charge ont été synthétisées, il est possible de simuler la totalité du spectre. Pour cela toutes les composantes sont sommées et un facteur de population  $f_k$  est appliqué à chacune. A la fin du processus, un spectre respectant l'Équation 3.18, p. 58 est généré.

La Figure 3.16 présente le résultat. Le spectre expérimental est le même que celui présenté lors du paragraphe précédent. La courbe rouge est le spectre simulé où les composantes individuelles présentées sur la Figure 3.14 ont été sommées. L'ajustement de la courbe est généralement bon.

Il est visible que la raie simulée  $He_\alpha$  est plus fine que celle présente sur le spectre expérimental. Cela n'est pas dû à la génération d'une raie trop fine qui ne représenterait pas la résolution spectrale adéquate. En effet, les autres structures montrent une bonne corrélation.

Cette différence est liée à l'absence des satellites diélectroniques d'ordres élevés ( $n \geq 3$ ) dans le calcul. En effet, les raies générées par les états existant après une capture diélectronique, dont le processus est présenté en Équation 3.11, p. 45, émettent à des longueurs d'onde se superposant avec la raie  $He_\alpha$  et l'élargissent.

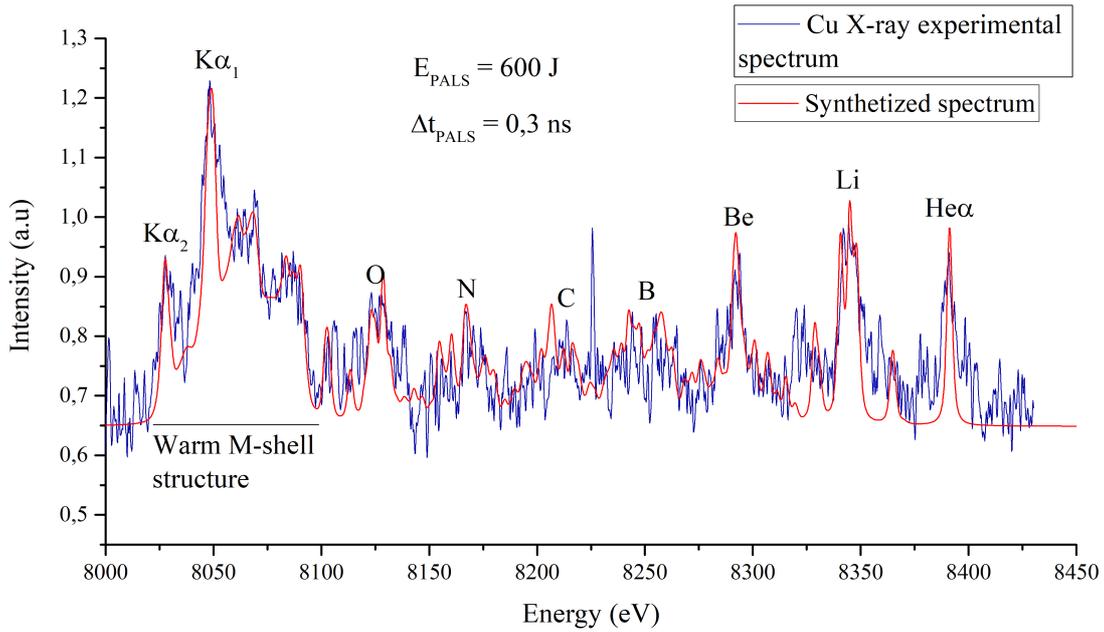


Figure 3.16 : Spectre expérimental de l'émission X du Cuivre dans un plasma chaud et dense. La courbe rouge est le spectre simulé.

Les raies en question sont :

$$\begin{aligned}
 1s2l3l' &\rightarrow 1s^22l \\
 1s2l4l' &\rightarrow 1s^22l \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{3.19}$$

La structure M est également corrélée selon les résultats de simulation présentés plus tôt. Cependant, l'analyse détaillée de cette structure est effectuée au paragraphe suivant.

La synthèse de ce spectre a permis la détermination des facteurs de population  $f_k$  associés à chaque état de charge de la couche L comme indiqué dans l'Équation 3.18, p. 58. Le Tableau 3.4 donne ces facteurs.

Tableau 3.4 : Facteurs de population  $f_k$  associés aux états de charge de la couche L dans le spectre présenté sur la Figure 3.16.

États de charge	Facteur de population $f_k$
XXVIII (He-like)	0,40 ± 0,06
XXVII	0,21 ± 0,03
XXVI	0,07 ± 0,02
XXV	0,05 ± 0,008
XXIV	0,04 ± 0,008
XXIII	0,06 ± 0,009
XXII	0,17 ± 0,04

Comme expliqué précédemment, le rapport entre les états XXVII et XXVIII peut être considéré comme suffisamment à l'équilibre dans le temps pour que l'estimation de température électronique maximale se base sur celui-ci. Une simulation *FLYCHK* permet de réaliser cette estimation. Ainsi, en considérant que la population Héliumoïde est deux fois plus importante dans le plasma que la population Lithiumoïde (sous condition de quasi-stationnarité), la température peut être estimée à  $k_b T_e \approx 2,2$  keV pour une densité  $n_e = 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>. Il faut noter que pour un élément comme le Cuivre, l'influence de la densité électronique sur les populations est relativement faible.

Le lecteur peut remarquer que le spectre semble montrer que la raie He $_{\alpha}$  est moins intense que la structure Lithiumoïde alors que le facteur de population Héliumoïde est deux fois plus élevé. Ce comportement est normal et lié au taux d'émission spontanée  $\sum g_i A_{ji}$  des raies qui est plus élevé pour l'état Lithiumoïde qu'Héliumoïde.

#### iv. Observation du décalage vers les basses énergies de la structure M froide

Il existe 3 techniques pour être capable de mesurer le décalage vers les basses énergies de la structure M froide. Celles-ci peuvent d'ailleurs toutes être associées.

- La 1<sup>ère</sup> consiste à placer avant le début d'une expérience, telle que celle décrite ici, un tube X dans la chambre d'interaction. Ce dernier peut être utilisé pour créer de l'émission X de fluorescence (XRF) sur la cible. Cette méthode permet d'obtenir une calibration absolue du spectromètre avec le rayonnement de la cible froide. Cependant, il est très compliqué d'implémenter ce type d'instruments à l'intérieur d'une chambre expérimentale en amont d'une expérience. Outre les soucis géométriques, les contraintes de sécurité sont énormes.
- La 2<sup>e</sup> technique est de remplacer le tube X par un XFEL (ou un synchrotron) utilisé à très basse intensité pour ne pas chauffer le matériel. Les photo-ionisations créées en couche K entraînent la génération de rayonnement K $_{\alpha}$  froid. Cette méthode est bien entendu préférable. Mais ce type d'instruments est rare.
- La 3<sup>e</sup> technique repose sur la propagation des électrons chauds non pas dans la plume mais sur les bords de la cible toujours solide. Cette méthode offre la possibilité de calibrer de manière absolue son spectromètre au moment du tir. De plus, outre la calibration, il devient possible de résoudre toute la structure M au bord de la plume plasma, dans des zones où les gradients de densité  $n_e$  et de température  $k_b T_e$  sont très importants. La seule difficulté est de réussir à obtenir une résolution spatiale suffisamment grande pour être capable de discerner les rayonnements froid, tiède et chaud. Seules des résolutions meilleures que 10  $\mu$ m peuvent répondre à cette nécessité. Les obtenir tout en conservant une grande résolution spectrale est un processus complexe.

Afin d'étudier en détail cette structure M pleine de potentiel, une expérience dédiée a été conçue et proposée sur l'installation LULI2000 de Palaiseau dans le but de mettre en place un spectromètre de très haute résolution spatiale et dédiée à l'étude la couche M.

## **4. Une seconde expérience de précision**

A la suite de l'expérience menée sur l'installation PALS et des résultats de simulation obtenus lors de l'analyse des données expérimentales, une seconde expérience a été conçue. Celle-ci a pour objectif de décrire une expansion de plasma tiède mais dans le contexte d'une expérience impliquant un laser  $ns-kJ$ . En conséquence, la température électronique  $k_b T_e$  du plasma atteint des niveaux supérieurs au keV et le plasma n'est froid ou tiède que durant un temps très restreint. En d'autres termes, l'objectif est de décrire l'expansion d'un plasma et la propagation des électrons chauds lorsque celui-ci est fortement hors équilibre durant les premières picosecondes (ps) de sa durée de vie.

C'est le défi principal de cette étude. Comme déjà mentionné auparavant, au tout début de l'interaction, les gradients de température  $k_b T_e$  et de densité  $n_e$  sont forts, particulièrement le long de la cible.

### ***a. Caractéristiques du laser NANO2000***

L'expérience a été réalisée sur l'installation LULI2000 à Palaiseau au cours de laquelle le faisceau NANO2000 a été utilisé. Ce dernier peut délivrer une énergie égale à environ 800 J. La durée d'impulsion est environ 1,5 ns dans ce contexte expérimental. De plus, quelques tirs à une durée d'impulsion de 5 ns ont été réalisés. La longueur d'onde du laser en mode  $1\omega$  est de 1,054  $\mu m$  qui est focalisé en une tache d'environ 8  $\mu m$  de rayon (faisceau gaussien à  $1/e$ ). Ces paramètres mènent à une intensité sur cible proche de  $2 \cdot 10^{16} W \cdot cm^{-2}$ . Les caractéristiques sont donc similaires à celles du PALS.

### ***b. Procédé expérimental***

Comme pour l'expérience décrite précédemment, des cibles de Cuivre de pureté 99,5 % ont été implémentées. En revanche, contrairement au PALS, 2 types de cibles ont été testés. En premier, une cible de 9  $\mu m$  d'épaisseur. En second, une cible de 9  $\mu m$  d'épaisseur recouverte par 5  $\mu m$  de plastique. L'intérêt de ce second type de cible est de préalablement chauffer le plastique pour rendre le comportement des électrons suprathermiques sensiblement différent. Ces deux cibles permettent ainsi d'étudier en détail les variations de la structure froide M lorsque le comportement des électrons chauds change.

La **Figure 3.17** présente une photo de la cible utilisée.

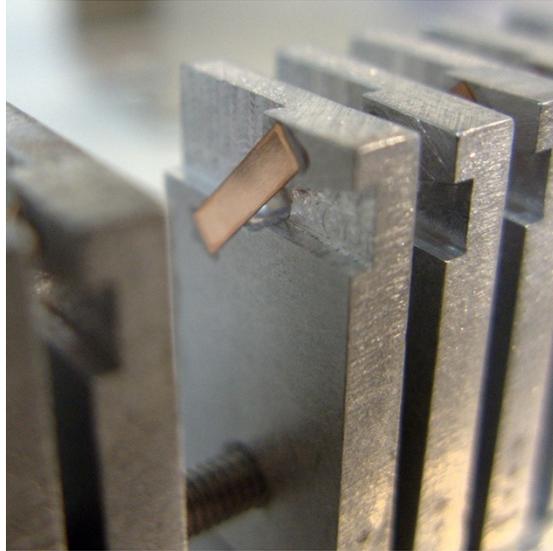


Figure 3.17 : Cible de Cuivre sur son porte-cible utilisé lors de l'expérience.

Afin d'assurer les meilleures résolutions spatiale et spectrale, les mêmes films photographiques que lors de l'expérience au PALS sont utilisés. Le scanner est également le même. Ce dernier a été réglé sur une résolution de 4 800 dpi, ce qui représente une résolution égale à  $5,33 \mu\text{m}/\text{px}$ . Utiliser une résolution supérieure est théoriquement possible mais amène la génération de bruit numérique qui pourrait causer la perte de certains détails du spectre.

#### **i. Une configuration spectroscopique particulière (FSSR HiSp-1D)**

La différence majeure entre les deux expériences est d'utiliser une configuration FSSR-1D pour le diagnostic principal. Mais plus que de passer de FSSR-2D à FSSR-1D, une résolution spatiale la plus petite possible est recherchée. Une sous-configuration offrant une résolution spatiale inférieure à  $10 \mu\text{m}$  est mise en place ici. Cette dernière est appelée FSSR HiSP-1D.

En tant qu'optique focalisante, le grandissement du spectromètre est déterminé par l'équation  $G = b/a$  avec  $b$  et  $a$  décrits dans l'**Équation 2.5, p. 30**. Étant donné que la distance entre la source et le cristal est toujours supérieure à la distance du cristal au détecteur, ce grandissement est toujours inférieur à 1. En conséquence, si une très grande résolution spatiale est nécessaire, la source doit être placée aussi près du cercle de Rowland que possible. Comme expliqué au **Chapitre 2**, les configurations FSSR-1D n'offrent pas la liberté de mouvement par rapport à la cible. Ainsi, le seul moyen de réduire la distance entre le cristal et la source est de choisir judicieusement la longueur d'onde centrale à observer. En effet, seule la relation de Bragg, par l'angle associé  $\theta_b$ , a une influence sur la distance  $a$ . Ainsi pour diminuer la distance, l'angle de Bragg doit lui-même être petit. Pour obtenir de petits angles de Bragg, la longueur d'onde centrale  $\lambda_c$  doit être à une valeur très proche de la distance interplans du cristal  $2d$ . Une condition peut être établie :

$$\text{FSSR HiSp\_1D si } \frac{2d}{\lambda_c} > 0,93 \quad (3.20)$$

Où  $2d$  représente la distance interatomique du cristal et  $\lambda_c$  la longueur d'onde centrale diffractée par le cristal.

En considérant l'étude des électrons chauds et des raies induites au sein de la structure M froide, très peu d'éléments offrent la possibilité de réaliser des expériences de cette précision. Cela est dû au faible nombre de géométries cristallines disponibles. D'autant plus que, de manière générale, le quartz est le matériau de prédilection pour ce type de spectromètres car, il se courbe plus facilement à la manufacture que d'autres. Certains cristaux de Germanium (Ge), Silicium (Si), Fluorure de Lithium (LiF), Indium-Antimoine (InSb) ou Pentaerythritol (PET) peuvent être envisagés car ils possèdent de bonnes réflectivités. Pour une liste exhaustive des géométries existantes, le lecteur peut se référer au *X-ray Data Booklet* édité par le LBNL de Berkeley en Californie.

Le **Tableau 3.5** donne la liste d'éléments envisageables pour une étude FSSR HiSp-1D de la structure M froide.

*Tableau 3.5 : Liste d'éléments pour lesquels une étude HiSp-1D est possible. Les cristaux associés sont indiqués ainsi que leur distance interplans.*

<i>Élément et numéro atomique <math>Z</math></i>	<i>Indice de Miller des cristaux et leur distance interplans <math>2d</math></i>
<i>Cu (29)</i>	q(502) - 1,624 Å
<i>Fe (26)</i>	q(223) - 2,024 Å
<i>Cr (24)</i>	q(310) - 2,3604 Å q(220) - 2,451 Å
<i>Ti (22)</i>	LiF(220) - 2,848 Å
<i>Sc (21)</i>	q(211) - 3,082 Å
<i>Ar (18)</i>	q(200) - 4,256 Å
<i>Cl (17)</i>	q(110) - 4,912 Å
<i>P (15)</i>	q(101) - 6,687 Å
<i>Si (14)</i>	InSb(111) - 7,48 Å
<i>Al (13)</i>	q(100) - 8,5096 Å

Il est aussi possible de considérer l'émission  $K_\beta$  de la couche M pour des éléments non mentionnés ci-dessus. De plus, cette structure a l'avantage de posséder des effets d'écrantage électroniques bien plus importants car l'électron optique est situé dans la couche 3p. Ainsi, la superposition est bien moins prononcée. Malheureusement, les raies  $K_\beta$  émettent environ 10 fois moins intensément que les raies  $K_\alpha$ . Cela rend le défi expérimental plus complexe, particulièrement avec des films photographiques. Le **Chapitre 4** entre dans l'étude de cette raie.

La meilleure option est évidemment d'étudier les structures  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  simultanément avec deux configurations HiSp-1D. Seule l'étude du Scandium est possible pour cette observation.

Avec ces configurations HiSp-1D et par le petit rayon de courbure des cristaux utilisés, la distance cristal-source est généralement inférieure à 200 mm. De si petites distances dans une chambre d'interaction ns- $k\bar{J}$  ajoutent de nombreux problèmes.

Un grand nombre de débris peuvent toucher le cristal, l'endommager ou le casser. De plus, le bouclier conçu pour protéger le détecteur de l'émission de lumière et de particules chaudes émises par la cible est bien plus compliqué à mettre en place à cause de grandes contraintes géométriques près du porte-cible.

Pour répondre à ces contraintes, un film épais de plastique doit absolument être positionné en face du cristal et changé après chaque tir. Une telle feuille n'a aucune influence sur la transmission des rayons X à des énergies autour de 8 ou 9 keV, comme ceux impliqués dans l'étude du Cuivre. En revanche, pour une étude où des rayons X plus mous sont analysés, cette contrainte peut devenir excessivement difficile à gérer.

Le problème est également le même pour le filtrage du détecteur. Dans cette expérience, un filtre d'Aluminium d'une épaisseur de 170  $\mu\text{m}$  a été utilisé pour une transmission du signal autour de 15 %. Cette dernière peut sembler faible mais convient parfaitement au vu de la très forte quantité de rayons X émis.

## ii. Implémentation en chambre expérimentale

Trois FSSR ont été implémentés au cours de cette expérience. La **Figure 3.18** présente l'implémentation géométrique.

Les plans de dispersion des cristaux sont tous placés verticalement à la chambre d'expérience. Cette géométrie est mise en place pour assurer une résolution spatiale le long des axes  $X$  et  $Y$ , qui pour rappel est fournie par le côté le plus court du cristal. Les FSSR ont tous leur configuration calculée par le programme mentionné au **Chapitre 2**<sup>[20]</sup>.

Deux configurations FSSR-2D ont été implémentées de chaque côté de la cible et tangentiellement à celle-ci ( $\theta_{2D} = (0 \pm 2)^\circ$ ). Comme lors de l'expérience au PALS, ces deux spectromètres ont leur résolution spatiale le long de l'axe  $Y$  qui correspond à l'axe d'expansion de la plume plasma. La gamme d'énergie offerte par ces deux spectromètres est :

**8,92 > E (keV) > 7,95**. Cette large bande passante permet d'obtenir le même type de spectre qu'au paragraphe précédent, de la raie  $K_\alpha$  à la raie  $Ly_\alpha$ . Cela donne l'opportunité d'avoir une vision globale sur l'évolution du plasma, même si l'objectif de l'étude n'est pas l'analyse des raies de haut taux d'ionisation. Deux FSSR sont mis en place pour avoir un haut niveau de confiance dans les résultats obtenus.

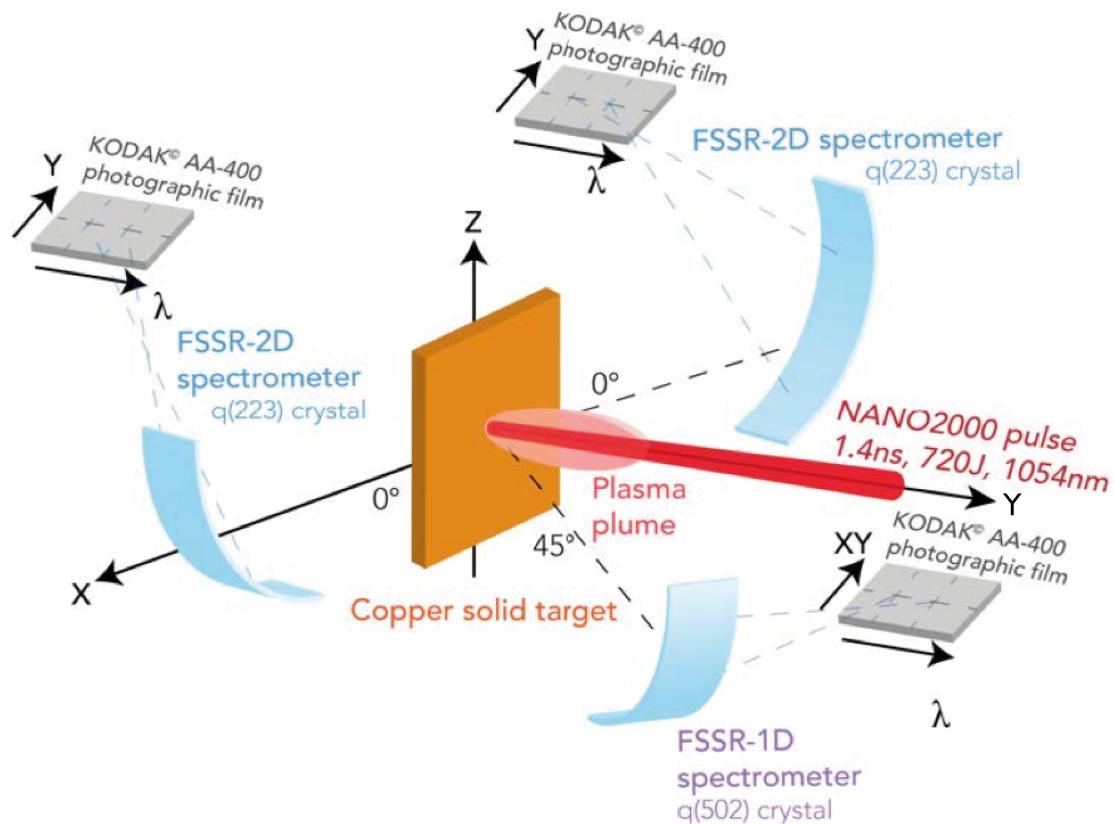


Figure 3.18 : Schéma expérimental de l'expérience au LULI2000.

Un FSSR en configuration HiSp-1D utilisant un cristal q(502) de distance interplans  $2d = 1,624 \text{ \AA}$  de très haute résolution spatiale ( $\delta x = (7 \pm 1) \mu\text{m}$ ) est installé. Pour assurer une telle résolution spatiale, le grandissement est égal à 0,8 et impliqué par une distance source-cristal  $a = (178,1 \pm 1) \text{ mm}$  et par une distance cristal-détecteur  $b = (142,2 \pm 1) \text{ mm}$ .

La résolution spectrale est élevée et estimée à  $E/\Delta E \approx 3\ 100^{[16]}$ .

La gamme spectrale couverte par ce spectromètre est bien plus courte que celle des deux autres,  $8,124 > E \text{ (keV)} > 7,999$ . Cette gamme enregistre uniquement la structure M froide. Il s'agit du diagnostic principal de l'expérience.

Ce FSSR est placé à  $45^\circ$  par rapport au plan de la cible. Cet angle a été choisi pour les raisons sus-mentionnées et pour être capable de résoudre l'émission le long de la cible. Cette vue donne la possibilité de décrire les gradients de température et de densité électronique entre la cible froide et le trou formé par le laser au centre du plasma.

Le cas idéal serait de placer le spectromètre perpendiculairement à la cible et d'obtenir ainsi la résolution spatiale uniquement selon l'axe X. Cependant, à de très grands angles, il devient très difficile de gérer la protection du spectromètre et du détecteur. A ces angles, le laser est fortement réfléchi et le flux d'électrons chauds est maximal. Géométriquement, un angle trop élevé peut causer aussi des contraintes géométriques majeures, surtout quand le cristal doit être aussi près de la cible.

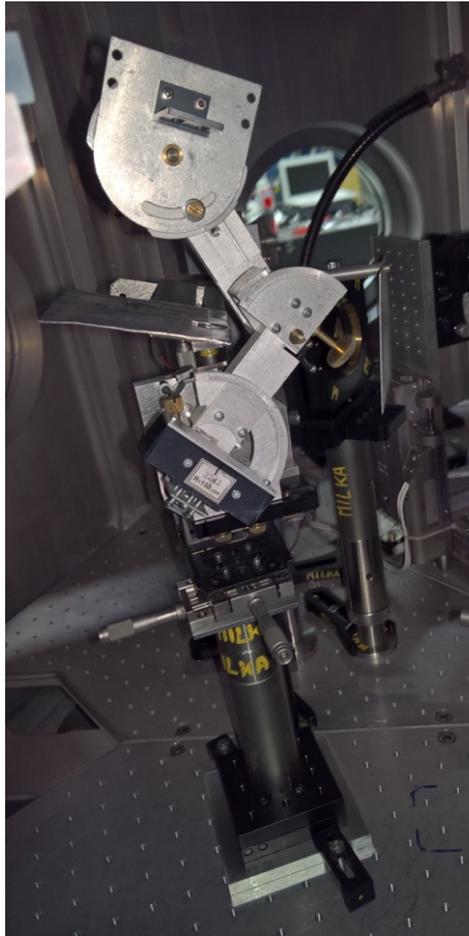


Figure 3.19 : FSSR-2D équipé avec un cristal q(223) et installé en chambre expérimentale à l'installation LULI2000.

D'ailleurs une géométrie à un angle de  $60^\circ$  était initialement prévue. Les premiers tirs effectués ont incité à déplacer le FSSR car les films photographiques étaient totalement noirs à cause de la saturation et du signal parasite.

La **Figure 3.19** est une photo d'un spectromètre en place dans la chambre d'interaction.

La calibration des spectromètres a été effectuée selon exactement le même procédé qu'au cours de l'expérience précédente et est décrit dans l'**Annexe 3.1, p. 171**.

### ***c. Résolution spatiale de la structure M froide.***

Treize tirs ont été effectués au cours de cette campagne expérimentale. Cette section présente l'analyse d'un spectre en particulier. La section suivante présente une comparaison entre les spectres obtenus dans différentes conditions expérimentales.

#### **i. Structure spatiale**

La **Figure 3.20** est un spectre obtenu lors d'un tir de paramètre,  $E = 742 \text{ J}$  et  $\Delta t = 1,35 \text{ ns}$ . La cible tirée n'était pas recouverte par un ablateur plastique.

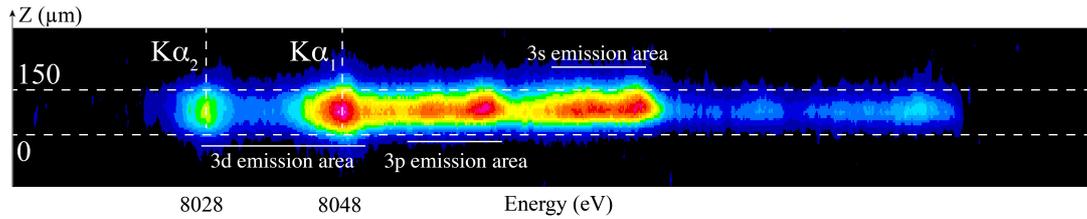


Figure 3.20 : Spectre en fausses couleurs. Les zones de plus grande intensité sont en rouge.

A la position des raies  $K_{\alpha}$  froides, il est possible d'observer que la largeur d'émission est plus grande que pour les zones 3p et 3s. Cet élargissement de la structure est causé par la propagation des électrons suprathermiques dans la cible froide ou très peu chauffée. La taille de la zone qui émet le plus mesure environ 150  $\mu\text{m}$ .

La **Figure 3.21** présente le spectre tracé par intégration spatiale de 3 pixels, ce qui correspond à une émission physique moyennée sur 20  $\mu\text{m}$ . La partie située dans les 40 premiers microns est localisée en dehors de la plume plasma. L'angle de  $45^{\circ}$  du spectromètre cause une intégration sur la ligne de visée selon ce même angle. En conséquence, l'émission semble asymétrique. La **Figure 3.22, p. 75** est, elle, un zoom sur le début de la plume sans aucune intégration. La résolution spatiale est ici de 7  $\mu\text{m}$ .

Les raies émises par les états de charge de la couche 3d restent visibles tout le long du spectre. Comme expliqué dans les paragraphes précédents, le FSSR enregistre le spectre tout au long de la durée de vie du plasma qui est donc intégré temporellement. Ces spectres sont en revanche capables de résoudre les gradients au bord de la plume plasma. Ainsi cette résolution spatiale permet d'observer les zones où le plasma est froid. Seule l'émission 3d est visible. Dès que la frontière avec la plume est franchie, l'émission des états de charge des couches 3s et 3p devient de plus en plus visible. Cette montée en intensité indique que la population de ces états de charge augmente petit à petit. Les **Figures 3.21 et 3.22, p. 74-75** montrent deux lignes pointillées pour indiquer la position des raies  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  froides. Le décalage vers les basses énergies est clairement visible sur la structure  $K_{3d-1}$ . De plus, la haute résolution spectrale permet de remarquer une asymétrie de la structure  $K_{3d-1}$  indiquant l'influence des états de charge de la couche 3d dans l'émission X. Le phénomène est en revanche moins marqué sur la structure  $K_{3d-2}$  qui apparaît très large.

Ce résultat montre que l'utilisation d'un FSSR HiSp-1D est un moyen particulièrement puissant pour la résolution de ce type de structures. Quelle que soit la résolution spectrale d'un spectromètre, ce décalage est si faible qu'il est difficile à distinguer sans l'utilisation d'une très grande résolution spatiale qui le met en évidence en fonction de la température  $k_b T_e$  du plasma.

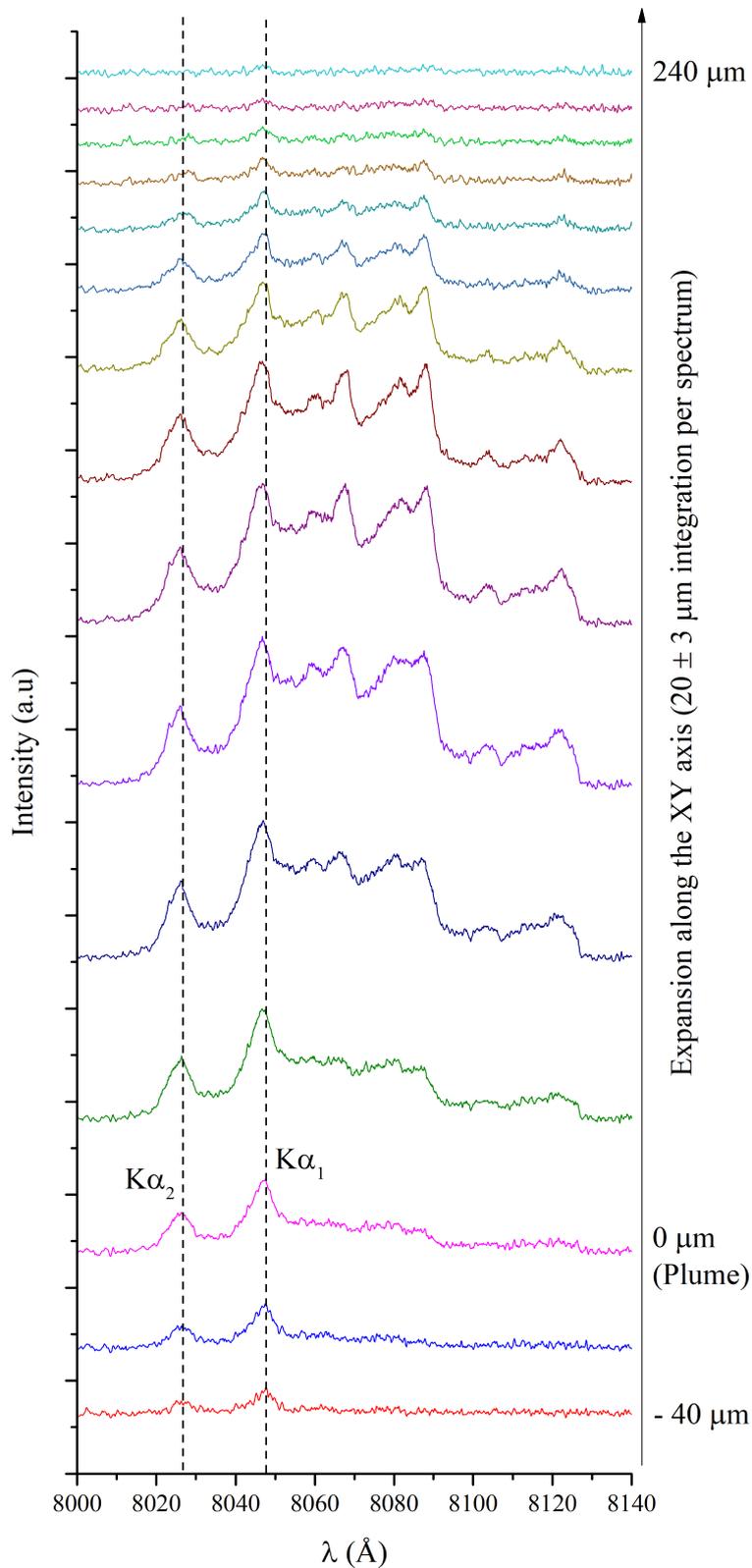


Figure 3.21 : Spectre spatialement résolu par intégration de 20  $\mu\text{m}$ . Les lignes pointillées sont placées le long de l'énergie des raies  $K\alpha$  froides pour rendre le décalage vers les basses énergies plus facile à distinguer.

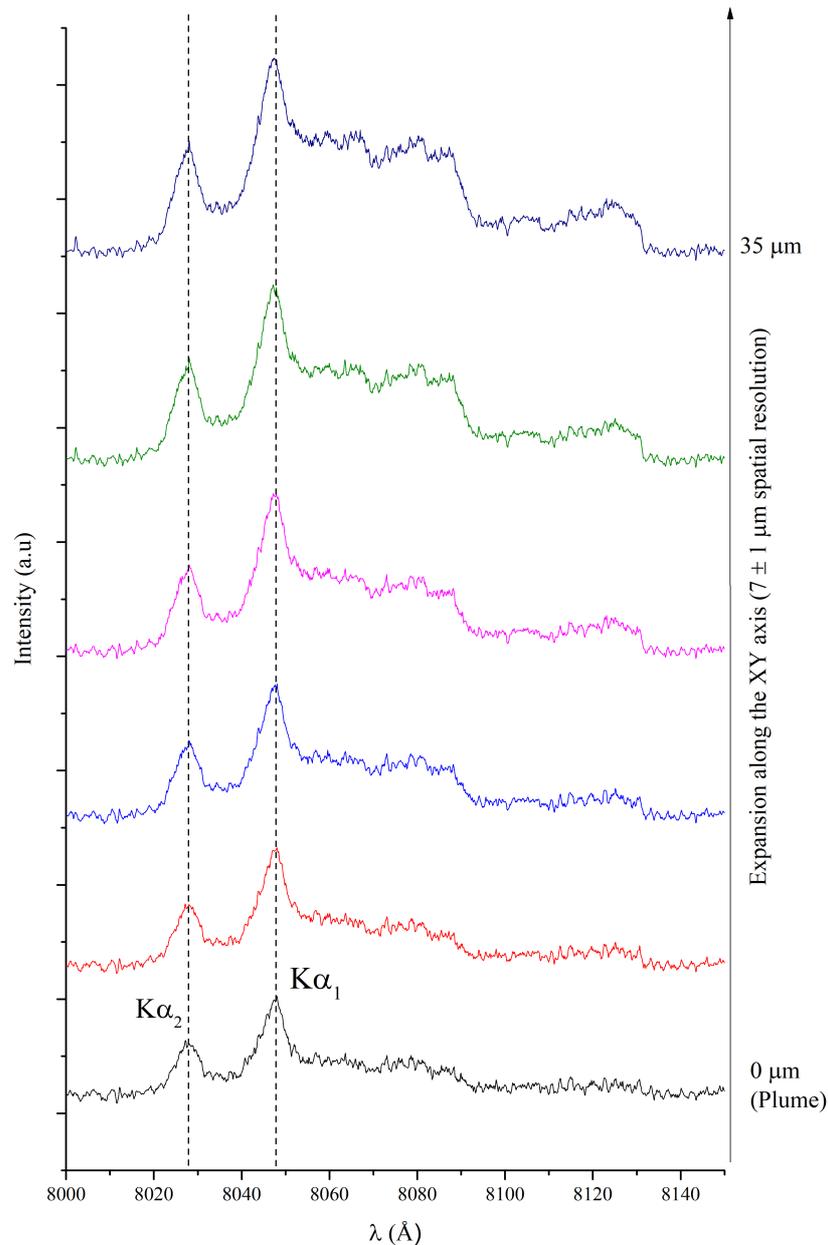


Figure 3.22 : Zoom sur l'émission au tout début de la plume. La résolution spatiale est de  $7 \mu\text{m}$ .

Comme dans l'expérience au PALS présentée précédemment, il est possible d'effectuer une synthèse de spectre. Cette fois-ci et au vu des résolutions en jeu, l'ajustement de la structure froide M peut se faire de manière précise.

## ii. Synthétisation du spectre

La **Figure 3.23** présente la synthèse générale du spectre présenté sur les **Figures 3.21 et 3.22**. Pour cette analyse, une intégration a été réalisée sur une zone de  $35 \mu\text{m}$  au centre de la zone d'émission. Chacun peut remarquer que le spectre synthétique s'ajuste très bien à la courbe expérimentale.

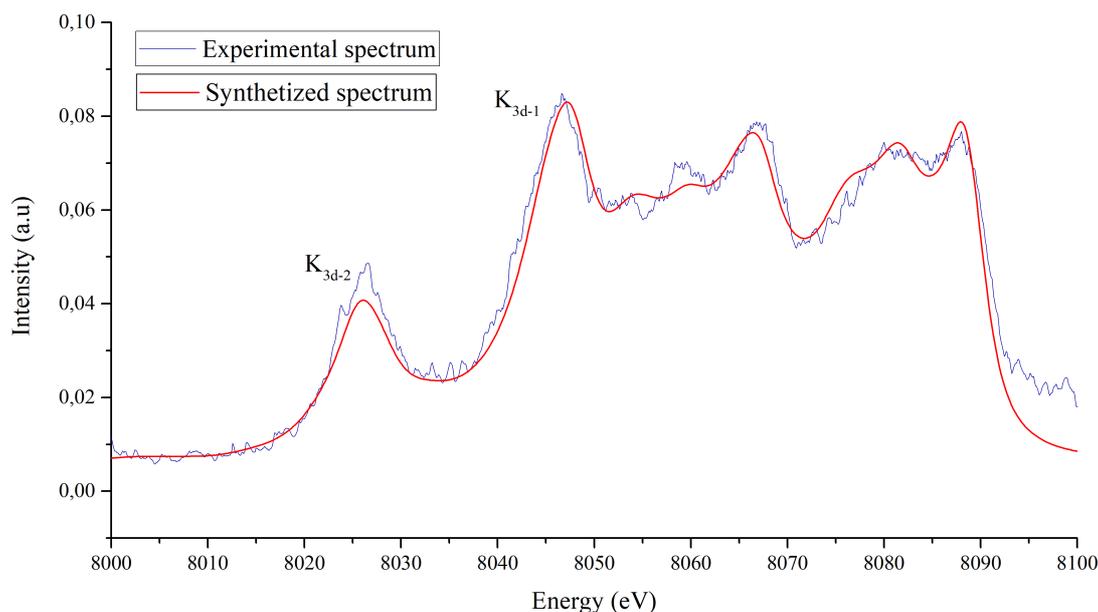


Figure 3.23 : Spectre intégré spatialement sur une longueur de 35  $\mu\text{m}$ . La courbe bleue représente l'expérience. La courbe rouge est le spectre synthétique.

Les rapports de raies entre  $K_{3d-1}$  et  $K_{3d-2}$  peuvent en être modifiés. Le code *Cowan* ne tient pas compte de la physique des plasmas et ne calcule que le spectre en considérant les taux d'émission spontanée comme moteur de l'émission des raies. De même, le modèle  $gA_{ij}$  considéré est probablement trop peu précis pour rendre compte de la complexité des émissions.

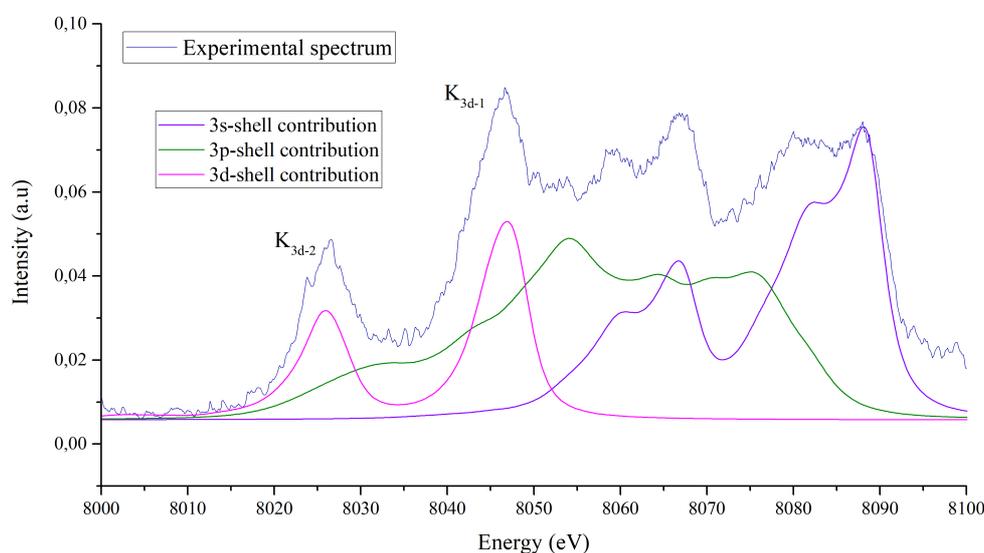


Figure 3.24 : Spectre expérimental intégré sur une zone de 35  $\mu\text{m}$ . Les contributions des différentes sous-couches de la couche M sont séparées.

La pente à gauche de la structure  $K_{3d-1}$  est bien reproduite. Sa grande largeur ainsi que l'asymétrie créée donnent l'impression que toute la structure "penche". Cela est la preuve de la présence des états de la couche 3d qui ont une énergie plus basse que la raie  $K_{\alpha 1}$ .

Pour entrer dans le détail des composantes de ce spectre synthétique, la **Figure 3.24** montre la contribution de chaque sous-couche.

Il est possible de voir que les états de charge de la couche 3p entraînent la génération d'une grande largeur spectrale. Cette dernière a des répercussions sur l'émissivité totale de la structure M froide. Son influence s'étend dans la zone d'émission des couches 3s et 3d en rehaussant le niveau général. Dans le cas de la couche 3s, seulement 3 états de charge ( $3s^0$ ,  $3s^1$  et  $3s^2$ ) sont inclus. Cela explique cette forme large mais relativement définie.

Les facteurs de population  $f_k$  des états de charge 3s et 3p sont détaillés dans le **Tableau 3.6**.

*Tableau 3.6 : Facteurs de population  $f_k$  associés à chaque état de charge des couches 3s et 3p lors de la synthèse du spectre de la Figure 3.23.*

<i>États de charge</i>	<i>Facteur de population <math>f_k</math></i>
XXI	$0,848 \pm 0,127$
XX	$0,0432 \pm 0,0130$
XIX	$0,0108 \pm 0,00108$
XVIII	$0,00432 \pm 0,00216$
XVII	$0,00463 \pm 0,00232$
XVI	$0,000463 \pm 0,0000463$
XV	$0,000771 \pm 0,000386$
XIV	$0,0000771 \pm 0,0000154$
XIII	$0,000925 \pm 0,000139$
XII	$0,0000771 \pm 0,0000231$

L'état de charge présent fortement dans le plasma est celui marquant la fin de la couche M (Cu XXI - Néonoïde). Ce résultat est logique car le seuil à franchir pour passer de la couche M à la couche L est presque égal à 1 keV. Le plasma a besoin d'un certain temps pour dépasser cette température. Le temps d'émission de l'état Cu XXI est ainsi plus long, ce qui augmente son facteur de population moyen. La **Figure 3.25** montre une simulation *FLYCHK* mettant en évidence cet effet d'accumulation de l'état XXI.

La distribution des états de charge évolue très rapidement lorsque la température électronique est basse. Cela explique que les facteurs de population des états de la couche 3p soient très faibles. Le temps d'évolution rapide ne leur permet pas d'exister longtemps et d'émettre en conséquence. Cependant, malgré de très faibles facteurs de population, l'émissivité totale de ces états est si grande que leur influence est importante comparée à leur population.

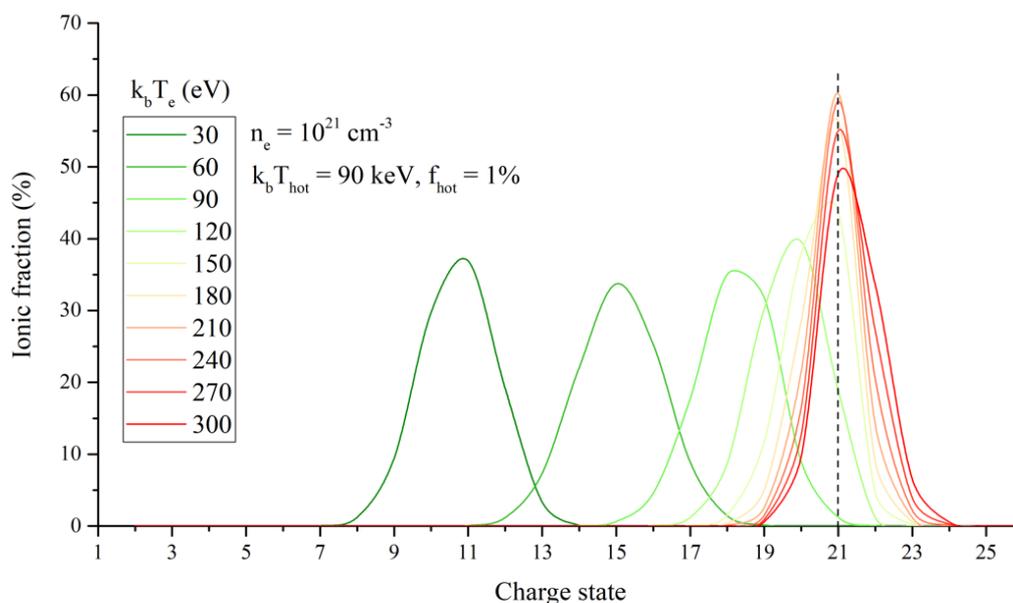


Figure 3.25 : Simulation FLYCHK de la distribution d'état de charge dans un plasma tiède et dense de Cuivre.

En arrivant dans la couche 3s, le temps nécessaire pour chauffer le plasma et franchir la couche M donne l'opportunité à ces états d'émettre plus longtemps. Cela explique les facteurs de population plus importants des ions Cu XX mais surtout Cu XXI. De 150 à 300 eV, cet état est majoritaire au sein du plasma.

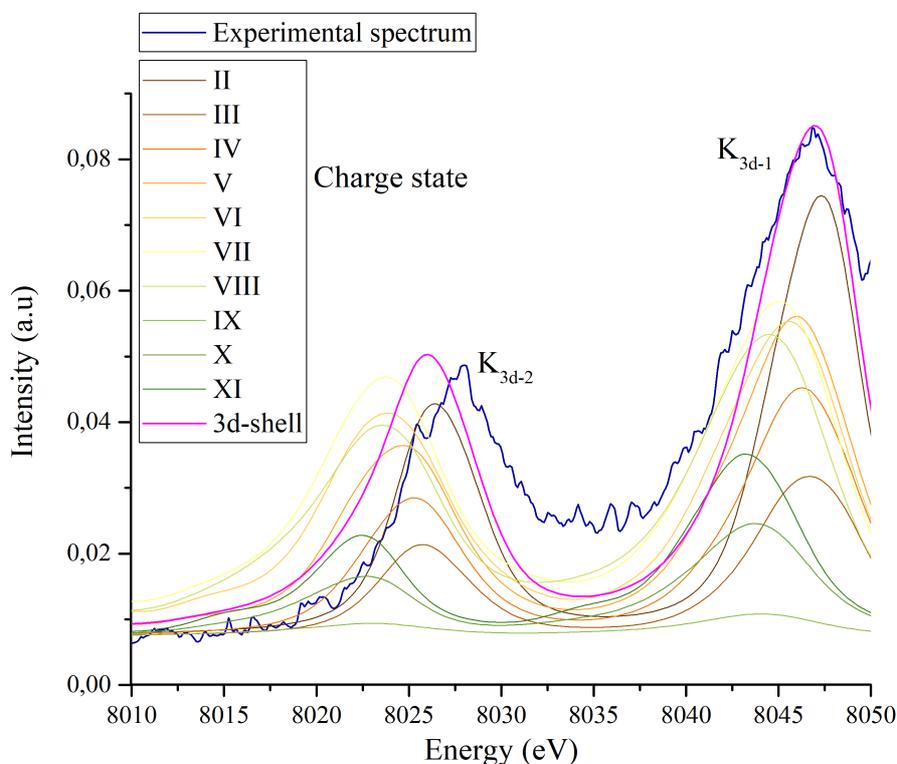


Figure 3.26 : Spectre expérimental en bleu. La courbe rose donne la contribution totale de la couche 3d. Les contributions ne sont pas à l'échelle pour rendre le schéma plus lisible.

La **Figure 3.26** présente un zoom sur la structure  $K_{3d}$  et les contributions de chaque état de charge. Sur celle-ci, le même spectre expérimental que précédemment est présenté. La courbe rose représente la contribution totale de la couche 3d. Les autres courbes montrent la position de l'émission de chaque état de charge. Il est important de noter que ces courbes ne sont pas à l'échelle. Leur influence a volontairement été multipliée par 10 pour rendre la figure plus lisible. Les facteurs de population de cette structure ne sont pas donnés car ils seraient trop imprécis. La difficulté d'ajuster la courbe avec 10 paramètres quasiment identiques en termes de longueur d'onde émise rend cette interprétation excessivement délicate.

Après avoir décrit l'émission de cette structure M froide en synthétisant un spectre grâce au code *Cowan*, il est possible de comparer ce spectre expérimental avec d'autres spectres obtenus dans des conditions expérimentales différentes.

Cette comparaison peut déterminer si, en plus de la capacité à décrire l'évolution brusque des gradients de température  $k_b T_e$  aux bords de la plume, il est possible de voir des différences significatives en fonction de la durée d'impulsion du laser ou de la présence d'un ablateur.

#### ***d. Comparaison avec des conditions expérimentales différentes***

Ce paragraphe présente les spectres expérimentaux obtenus avec le même FSSR HiSp-1D pour des paramètres différents. Les **Figures 3.21, 3.22 et 3.23, p. 74-76** du paragraphe précédent permettent au lecteur de comparer les 3 spectres.

Le 1<sup>er</sup> spectre présenté a été obtenu en tirant avec le LULI2000 non pas en 1,5 ns mais en 5 ns. Cette durée d'impulsion beaucoup plus longue entraîne une évolution plus lente du plasma. Le comportement des électrons suprathermiques est également modifié.

Le 2<sup>nd</sup> spectre présenté est le résultat d'un tir réalisé en 1,5 ns comme celui du paragraphe précédent. Cependant, le Cuivre était cette fois recouvert de 5  $\mu\text{m}$  de plastique. Ce plastique agit comme un ablateur, offrant un meilleur confinement au plasma et modifie alors son évolution. Les électrons suprathermiques sont eux générés sur le plastique et plus sur le Cuivre.

La **Figure 3.27** présente les spectres résolus sur toute leur longueur d'émission. Le spectre de gauche est celui du tir réalisé en 5 ns. Celui de droite est l'émission observée sur la cible avec du plastique comme ablateur.

Le spectre réalisé avec une durée d'impulsion de 5 ns présente des caractéristiques totalement différentes de celui présenté au paragraphe précédent. La première différence majeure est la très longue propagation des électrons suprathermiques le long de la cible. Cette dernière atteint une valeur proche de 150  $\mu\text{m}$  contre 40  $\mu\text{m}$  environ auparavant. Le spectre émet également sur une longueur plus importante. Au total, une zone de plus de 400  $\mu\text{m}$  est émettrice de rayons X contre 280  $\mu\text{m}$  avant.

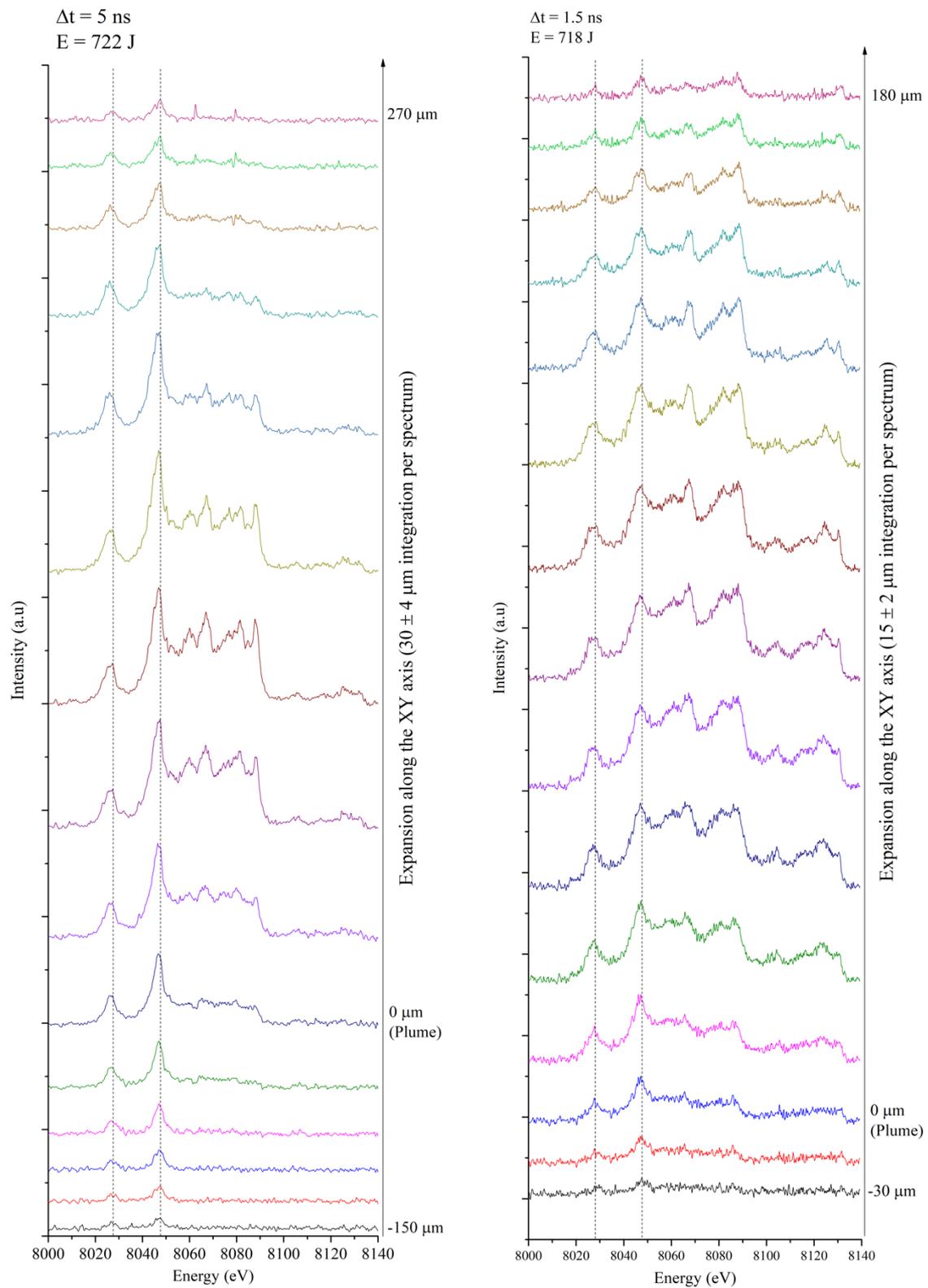


Figure 3.27 : A gauche - Spectre total résolu par intégrations successives de 30  $\mu\text{m}$ . La durée d'impulsion est ici de 5 ns. A droite - Spectre résolution par intégrations successives de 15  $\mu\text{m}$ . La durée d'impulsion est de 1,5 ns et la cible est recouverte par 5  $\mu\text{m}$  de plastique.

Le spectre obtenu avec une durée d'impulsion de 1,5 ns mais pour lequel la cible est recouverte de plastique est plus proche du spectre du paragraphe précédent. En revanche, il est possible de remarquer que cette fois les électrons suprathérmiqes n'entraînent pas une forte émission  $K_{\alpha}$  froide le long de la cible. En effet, l'émission est moins étendue en présence de l'ablateur (210  $\mu\text{m}$  contre 280  $\mu\text{m}$  auparavant). Cela peut s'expliquer par le fait que ces électrons se propagent dans du plastique, limitant ainsi la création de raies  $K_{\alpha}$ .

Comme lors de l'étude de spectre réalisée au paragraphe précédent, un spectre a été synthétisé pour ces deux cas. La **Figure 3.28** présente le résultat pour le tir de durée d'impulsion  $\Delta t = 5$  ns. Dans les deux cas, le spectre est intégré spatialement sur une zone de 30  $\mu\text{m}$  située au centre de l'émission.

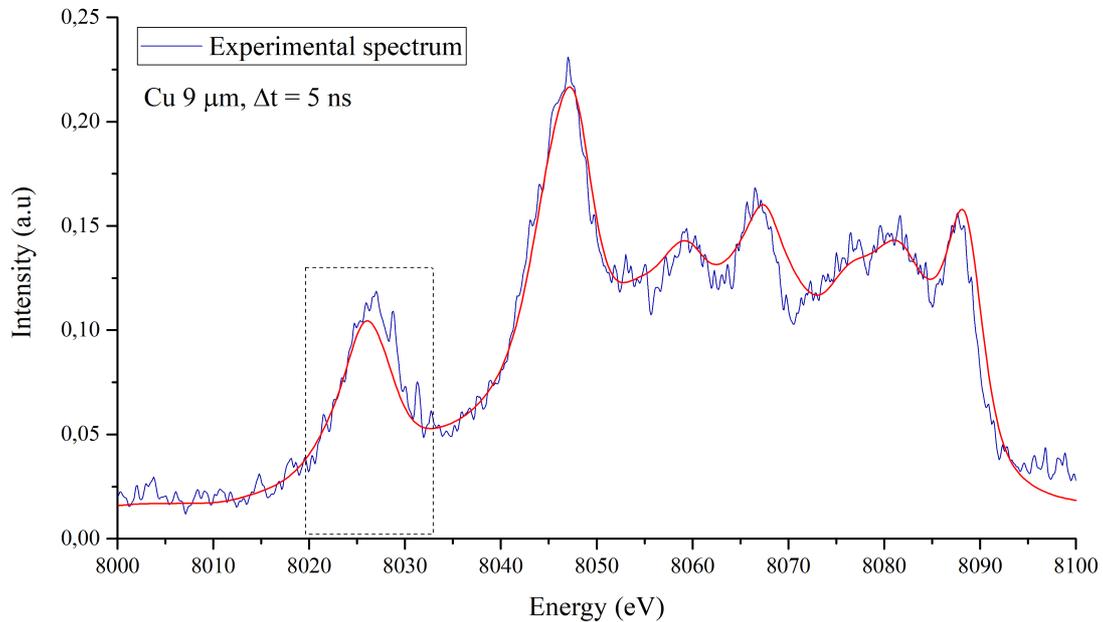


Figure 3.28 : Spectre intégré spatialement sur une longueur de 30  $\mu\text{m}$  localisée dans la zone d'émission la plus intense.

En comparant ce spectre à celui de la **Figure 3.23, p. 76**, il est possible de remarquer que l'intensité des raies de la zone  $K_{3d}$  est bien plus élevée. Ce comportement est logique. L'impulsion du laser arrivant de manière plus étirée, le plasma met plus de temps à chauffer au début de l'interaction ce qui entraîne la génération plus importante de ces raies de faibles états de charge. Le reste de la structure est similaire au spectre de la **Figure 3.23, p. 76**.

La **Figure 3.29** présente le spectre obtenu sur la cible plastifiée.

Ce spectre présente trois caractéristiques. Les raies  $K_{3d}$  émettent un peu plus faiblement que sur la **Figure 3.23, p. 76**. Mais l'effet reste assez peu marqué. La seconde caractéristique est le décalage de la structure  $K_{3d-2}$  vers les hautes énergies. Enfin, les raies des états de la couche 3s sont également plus intenses.

Il est cependant difficile d'interpréter si la présence de l'ablateur a une grande influence sur l'émission de ces états. Une future campagne expérimentale dédiée au test de cibles plastifiées de différentes épaisseurs est nécessaire pour approfondir les données.

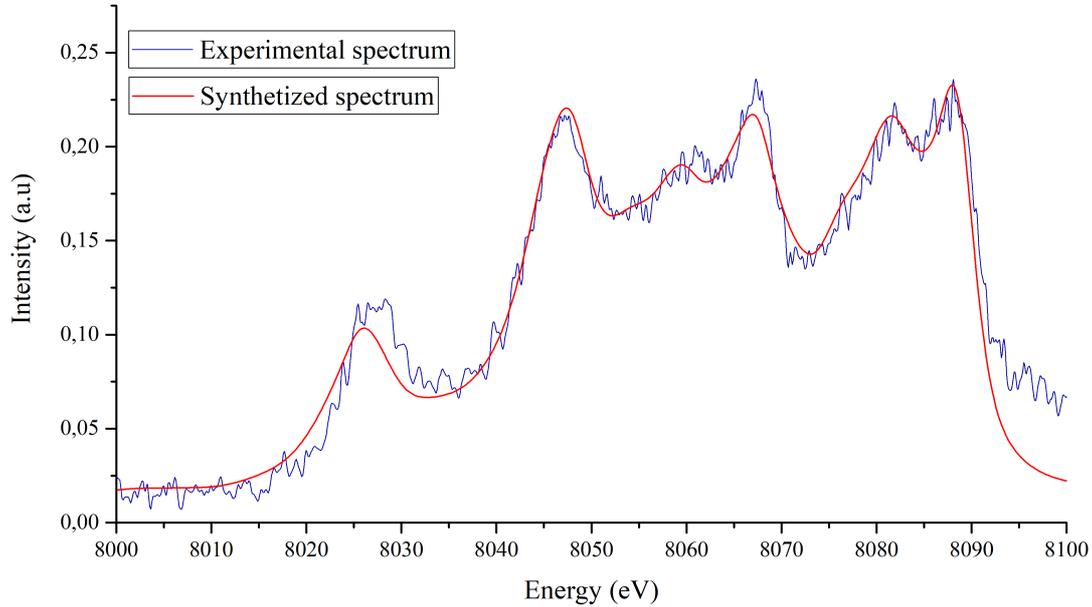


Figure 3.29 : Spectre intégré spatialement sur une longueur de 30 µm localisée dans la zone d'émission la plus intense. La durée d'impulsion de 1,5 ns et avec une cible plastifiée.

### e. Perspectives

En conclusion de ce **Chapitre 3**, la configuration FSSR HiSp-1D offre une résolution particulièrement élevée des plasmas produits par lasers. Le procédé expérimental suivi tout au long de ces deux expériences a permis le développement d'un diagnostic performant pour l'étude des états de charge de la couche M des éléments de Z intermédiaires.

Il est possible de décrire l'évolution spatiale de ces plasmas lors de leurs premiers instants. Les zones de forts gradients de température électronique sont clairement distinguables. La sensibilité à différentes conditions de tir (1,5 ns contre 5 ns) est également haute. Le comportement global du plasma dans ses premiers instants peut être déduit de ces états.

La propagation des électrons suprathermiques le long de la cible est aussi mesurable avec une bonne précision.

Par ailleurs, via la haute résolution spectrale de ce spectromètre, il est possible de décrire précisément la présence des différents états de charge des couches 3p et 3s malgré le grand chevauchement des raies. Le mélange de ces deux caractéristiques spectrales et spatiales donne l'opportunité d'utiliser la spectroscopie X d'émission comme un outil puissant pour la description de plasmas tièdes, denses et hors équilibre. Ce diagnostic de haute précision peut également permettre de comparer plasmas expérimentaux et obtenus lors de simulations hydrodynamiques. Un travail sera prochainement engagé sur ce thème.

L'application de ce diagnostic bien que complexe dans les plasmas  $k\tilde{J}$  peut être utilisée pour déterminer la température dans les plasmas pour lesquels celle-ci est  $k_b T_e < 100$  eV. L'extrême sensibilité aux variations de température électronique de ces états en fait des candidats parfaits.

## Références

- [1] T.H. Tan et al., Phys. of Fluids, 27(1), 296 (1998)
- [2] S.J. Gitomer et al., Phys. of Fluids, 29(1), 2679 (1986)
- [3] M.G. Haines, Revue Canadienne de Physique, 64(8), 912-919 (1986)
- [4] F.B. Rosmej, Handbook for Highly Charged Ion Spectroscopic Research, Chapter 12, edited by Y. Zou and R. Hutton, CRC Press (2012)
- [5] H.-K. Chung et al., High Energy Dens. Phys., 1(1), 3 (2005)
- [6] R.P. Drake et al., Phys. Rev. Lett., 53(18), 1739-1742 (1984)
- [7] D.M. Villeneuve et al., Phys. of Fluids, 27(3), 721-725 (1984)
- [8] B.J. Winjum et al., Phys. Rev. Lett., 110(16), 165001 (2013)
- [9] F.N. Beg et al., Phys. of Plas., 4(2), 447 (1997)
- [10] A.J. Cole, Nature, 299(1), 329-331 (1982)
- [11] M.H. Key, Phys. of Plas., 14(5), 055502 (2007)
- [12] R. Betti et al., Phys. Rev. Lett., 114(25), 25503 (2015)
- [13] A.H. Boozer, Nuc. Fus., 57(1), 058018 (2017)
- [14] F.B. Rosmej and V.S. Lisitsa, Plas. Phys. Rep., 37(6), 521-527 (2011)
- [15] F.B. Rosmej, J. Phys. B, 30(22), 819-828 (1997)
- [16] O. Renner, *Communication privée*
- [17] G. Faussurier et al., J. Quant. Spec. Rad. Trans., 58(2), 233-260 (1997)
- [18] R.D. Cowan, The Theory of Atomic Structure and Spectra, Univ. of California Press (1981)
- [19] M.F. Gu, Revue Canadienne de Physique, 86(5), 675-689 (2008)
- [20] A.I. Magunov et al., Ray-tracing code for focusing spectrometers with spatial resolution (FSSR-1, 2D), MISDC, VNIIFTRI (1997)

# **Chapitre IV**

## ***Étude d'une distribution d'états de charge en milieu plasma généré par laser UHI***

<b>1. Propriétés des lasers Ultra-Haute Intensité (UHI)</b>	<b>86</b>
a. Temps d'impulsion court (fs)	86
b. Haute puissance	88
c. Caractéristiques du laser JETI40	89
<b>2. Procédé expérimental</b>	<b>89</b>
a. Impact des impulsions électromagnétiques (IEM)	90
b. Configuration expérimentale	91
<b>3. Extrême largeur de la distribution d'états de charge</b>	<b>94</b>
a. Mesure et reconstruction spectrale	94
b. Extrême largeur de la distribution des états de charge	98
c. La raie $K\beta$ comme séparateur de l'émission M froide	105
d. Perspectives	111
<b>Références</b>	<b>112</b>

Cette partie a pour but de réaliser l'étude de la distribution des états de charge du Cuivre par l'utilisation d'un laser Ultra-Haute Intensité (UHI) pour générer le plasma. Ces lasers ont 2 caractéristiques particulièrement intéressantes dans l'optique de réaliser des études sur les électrons suprathermiques et les états de charge tièdes.

Des lasers de cette puissance et de par leur durée d'impulsion courte ( $\approx 30$  fs) génèrent un plasma très dense et totalement hors équilibre. La physique atomique associée est ainsi significativement non maxwellienne.

La faible durée d'impulsion et la petite énergie ne permettent pas au plasma de s'ioniser fortement. En effet, l'excitation collisionnelle des électrons de masse menant jusqu'aux états de charge élevés n'a pas le temps de se produire. Le signal froid est ainsi maximisé, ce qui permet de décrire très précisément l'émission des états de charge de la couche M. Mais, l'utilisation de ce type de laser génère des électrons chauds de très haute énergie ainsi qu'une ionisation par champ laser. En conséquence, des phénomènes atomiques encore peu compris peuvent se produire et induire une faible émission des états de charge de la couche L.

La modélisation de plasmas  $fs$  peut être réalisée par l'utilisation de codes *PIC*. Cette expérience est aussi un excellent moyen de comparer résultats expérimentaux et simulations. D'autant que les codes *PIC* n'incluent en général qu'une physique atomique limitée et que l'implémentation des processus de physique atomique est un grand défi.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus sur l'installation JETI40 à Iéna, en Allemagne. La première partie présente les différences notables entre un plasma généré par un laser UHI et par un laser  $kJ$ -ns. Dans un deuxième temps, le procédé expérimental, notamment la gestion des *impulsions électromagnétiques* (IEM) générées par ce type de lasers, est exposé. Finalement, les résultats expérimentaux sont présentés et comparés à plusieurs modèles.

## 1. Propriétés des lasers Ultra-Haute Intensité (UHI)

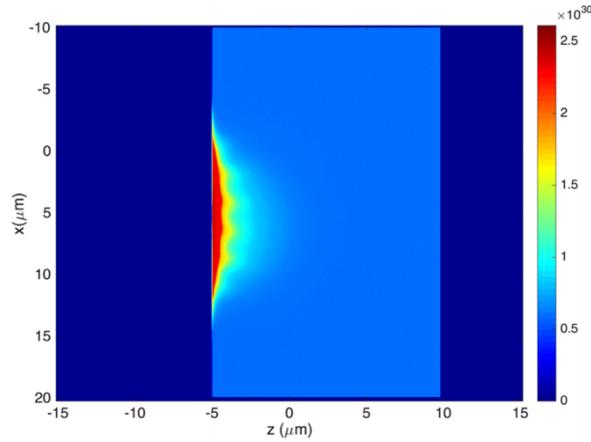
### a. Temps d'impulsion court (fs)

Un laser *UHI* est caractérisé principalement par son temps d'impulsion de l'ordre de la dizaine de femtosecondes (fs). Ce temps très court crée des conditions très différentes de ce qu'offre un laser *ns*.

#### i. Expansion de l'émission X du plasma

La durée très courte de l'impulsion a une conséquence majeure pour le plasma : l'expansion de l'émission X est quasiment inexistante. En effet, le transfert d'énergie au plasma est si rapide que la formation d'une plume de haute température électronique est impossible. Ainsi, alors qu'un plasma généré par laser *ns* entraîne une émission X s'étendant sur plusieurs centaines de microns, celle d'un plasma *UHI* sera limitée à quelques microns.

La **Figure 4.1** présente une simulation *Particle-In-Cell* (PIC) réalisée avec le code *EPOCH* du plasma généré durant l'expérience présentée dans ce chapitre<sup>[1,2]</sup>. Ce code est utilisé notamment dans le cadre des recherches sur le futur laser PW ELI en cours de construction en République tchèque.



*Figure 4.1: Densité électronique  $n_e$  en  $m^{-3}$  dans un plasma généré par laser UHI calculée par le code *EPOCH*<sup>[1,2]</sup> à  $t = 35$  fs pour une impulsion laser d'énergie  $0,2$  J et une longueur d'onde de  $400$  nm.*

Chacun peut remarquer que bien que la forme soit similaire au front d'ablation d'un laser ns, l'expansion ne se réalise que sur quelques microns et à des densités électroniques très élevées.

## ii. Cinétique des plasmas hors équilibre

Le **Chapitre 3** contient un paragraphe dédié à la cinétique des plasmas. Dans celui-ci, la dépendance temporelle au sein d'un même état de charge est négligée. Cependant, cette approximation est caduque dans le cas d'un plasma fs. En effet, beaucoup de processus atomiques ont un temps de relaxation autour de la dizaine de fs. C'est, par exemple, le cas de l'émission spontanée des raies de résonance. Le fait que l'impulsion laser soit du même ordre de grandeur que les temps des processus rend la prise en compte de l'évolution temporelle au sein des états de charge indispensable.

Pour estimer rapidement la quasi-stationnarité du plasma, un coefficient  $n_e \tau$  peut être calculé. Celui-ci correspond à la densité électronique du plasma multiplié par le temps caractéristique de l'impulsion laser. Dans le cas des paramètres de cette expérience,  $n_e \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  et  $\tau \approx 30 \text{ fs}$ . En conséquence,  $n_e \tau \approx 3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  alors que la quasi-stationnarité est décrite pour une valeur supérieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$  pour les états de la couche K d'un atome à cette densité<sup>[3-5]</sup>. Cela est dû au fait que le temps nécessaire pour qu'une population atomique soit considérée quasi-stationnaire est plus long que celui de l'impulsion laser. Ici, les populations atomiques peuvent donc être considérées comme hors-équilibre.

Dans ce cas, leur évolution est décrite par ce système :

$$\frac{dn_j}{dt} = \frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla(\Gamma_j) = -n_j \sum_{k=1}^N \left\{ W_{jk} + P_{ik}^{abs} + P_{ik}^{stim} + P_{ik}^{iz} + R_{ik}^{stim} \right\} + \sum_{i=1}^N n_i \left\{ W_{ij} + P_{ij}^{abs} + P_{ij}^{stim} + P_{ij}^{iz} + R_{ij}^{stim} \right\} \quad (4.1)$$

Où  $P_{abs}$  est le taux d'absorption radiative,  $P_{stim}$  le taux d'émission stimulée,  $P_{iz}$  le taux de photo-ionisation et  $R_{stim}$  le taux de recombinaison radiative.  $\Gamma_j$  est le flux de particules

Il faut noter que la prise en compte du transport radiatif rend ce système non linéaire.

La dérivée partielle décrit les paramètres du plasma dépendants du temps alors que le flux de particules décrit le transport de particules. Cette équation non linéaire et dépendante du temps rend très complexe la simulation et l'interprétation des résultats obtenus.

### **b. Haute puissance**

Une impulsion, très courte de l'ordre de la dizaine de  $fs$ , focalisée sur une tache de quelques microns entraîne par définition de grandes puissances lasers. Malgré une énergie faible pour la très grande majorité de ces lasers (autour du Joule), les puissances atteintes dépassent très largement celles des impulsions  $k\bar{J}$ - $ns$ . D'ailleurs, l'appellation "laser de puissance" donnée aux lasers  $k\bar{J}$  est plutôt trompeuse.

Cette très grande puissance liée à une faible énergie a de multiples conséquences. L'énergie transmise au plasma, faible, à laquelle la courte d'impulsion s'ajoute, bloque fortement l'émissivité des raies générées dans les hauts états de charges.

Une haute puissance laser entraîne également l'apparition d'un phénomène d'ionisation par champ. En plus de considérer l'ionisation générée par les processus collisionnels et les électrons chauds, le champ électrique du laser est suffisamment intense pour arracher les électrons d'un atome jusque profondément au sein des couches. Le modèle ADK est souvent utilisé pour déterminer la limite d'ionisation par champ en fonction de l'atome considéré<sup>[6]</sup>.

Finalement, l'énergie, donc la température  $k_b T_{hot}$  des électrons chauds est décuplée et grimpe jusqu'à des valeurs autour du MeV. De même, leur comportement est différent et reste toujours en débat tout autant que leur influence sur la physique atomique de ces plasmas ajoute un grand défi supplémentaire.

### c. Caractéristiques du laser JETI40

L'installation utilisée pour réaliser l'étude présentée dans ce chapitre est le laser JETI40 situé à Iéna, en Allemagne. Cette installation UHI a été utilisée selon les paramètres suivants.

Le laser est tiré en mode  $2\omega$  à une énergie environ égale à 0,2J. La longueur d'onde du laser dans ce mode est de 400 nm. La durée de l'impulsion est égale à environ 30 fs. Finalement, le rayon du faisceau est de 2  $\mu\text{m}$  (gaussien à 1/e).

En reprenant l'**Équation 3.8, p. 42**, l'intensité sur cible  $I_\omega$  peut alors être estimée à :

$$I_\omega = \frac{E}{\Delta t \cdot \pi r^2} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (4.2)$$

Maintenant que celle-ci est connue, il est possible d'estimer la température  $k_b T_{hot}$  des électrons suprathermiques en suivant l'**Équation 3.9, p. 43** :

$$T_{hot} \approx 215 \left( \lambda_0^2 I_\omega \right)^{1/3} = 0,43 \text{ MeV} \quad (4.3)$$

La très grande énergie de ces électrons a un effet dévastateur lors d'expériences impliquant des appareils électroniques : la génération d'impulsions électromagnétiques (IEM).

## 2. Procédé expérimental

Au cours de cette expérience a été décidé d'utiliser une caméra CCD pour être capable de détecter deux phénomènes particuliers :

- Le 1<sup>er</sup> est la mise en évidence d'une émission de plus faible énergie que la raie  $K_\alpha$  présente sur les simulations de la **Figure 3.14, p. 63**. Cette très faible émission est restée non détectée sur les spectres du **Chapitre 3**. Le faible contraste des films X utilisés peut être la cause.
- Le 2<sup>nd</sup> est relié aux propos tenus dans le paragraphe précédent. Les simulations PIC réalisées ont suggéré que les états de charge de la couche L jusqu'à l'état Héliumöide pourraient être visibles, mais à des niveaux excessivement faibles.

En conséquence, un détecteur de très fort contraste pouvant être utilisé avec le code *FPA* pour détecter des signaux très faibles était nécessaire. Malgré de fortes contraintes à cause de la génération d'impulsions IEM, cette option a été conservée. Le paragraphe suivant explique l'impact de ces impulsions et la manière utilisée pour être capable de réaliser l'expérience.

### a. Impact des impulsions électromagnétiques (IEM)

Il est connu depuis l'arrivée des lasers *UHI* dans les dispositifs expérimentaux que des *IEM* sont générées. Les électrons accélérés par l'impulsion laser arrivant sur la cible en sont la cause<sup>[7]</sup>. Ces impulsions sont extrêmement problématiques dans une chambre d'interaction laser-plasma. En effet, elles peuvent détruire la totalité des diagnostics utilisés. De plus, des moteurs électroniques sont en général implémentés pour déplacer les spectromètres ou autres. Ces moteurs sont également impactés. Ainsi, il est nécessaire de s'adapter.

Une facilité consiste à utiliser des IP ou des films pour se débarrasser des risques. En fonction des applications, cette technique peut être suffisante.

Cependant, dans le cadre d'une expérience où de hauts taux de répétition laser sont nécessaires et que le signal recherché est faible, l'utilisation de caméras CCD est obligatoire.

Ainsi, pour réaliser des expériences en utilisant des appareils électroniques et particulièrement des caméras CCD situées près de la cible, il est nécessaire d'équiper la totalité de l'appareillage avec une cage de Faraday. Malheureusement, ces dispositifs sont très lourds et prennent énormément de place. En effet, dans le cadre des caméras CCD refroidies à l'eau par module Peltier, et pour lesquelles un contrôleur externe est utilisé, le blindage devient très lourd. La **Figure 4.2** présente la photo de la boîte utilisée durant cette expérience.

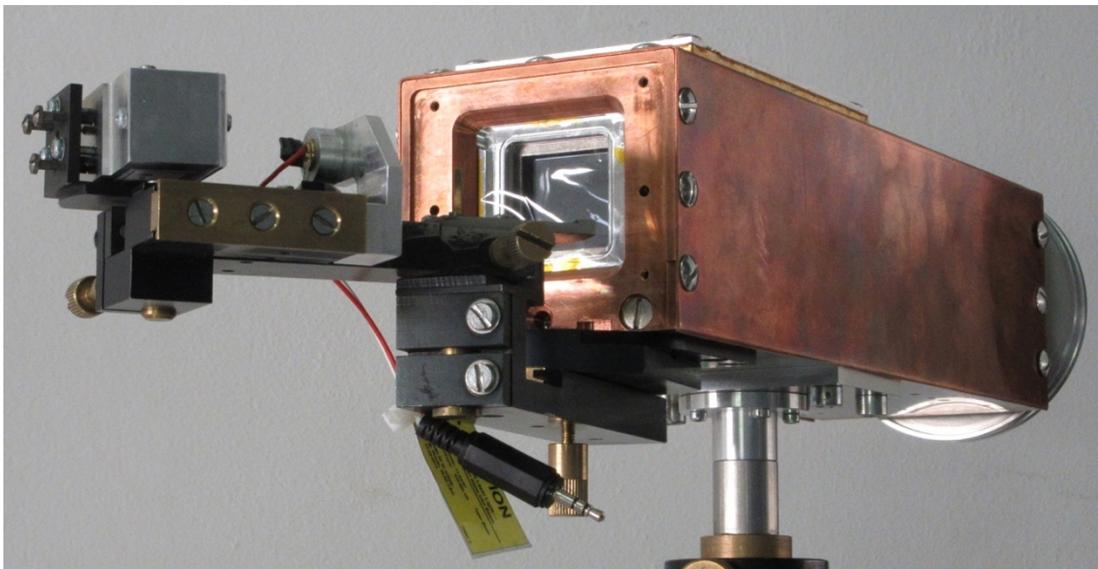


Figure 4.2 : Boîte de Faraday utilisée pour protéger la caméra CCD dans la chambre expérimentale (Crédit photo : O. Renner).

Elle mesure près de 50 cm de long et est donc de taille imposante. La caméra CCD est placée dans la première moitié. Le reste est prévu pour les différentes connexions (refroidissement par module Peltier et alimentation électrique). Le poids de cette boîte est aussi très important, obligeant à géométriquement augmenter le nombre de mécaniques nécessaires pour son bon maintien.

## **b. Configuration expérimentale**

### **i. Cibles**

Au cours de cette expérience, différents types de cibles ont été utilisés : du Cuivre et du Zinc ( $Z = 30$ ). Le Cuivre est l'élément principal étudié. Par souci de comparaison avec l'expérience du **Chapitre 3**, garder le même élément était de bon sens. De plus, le Cuivre est parfait pour cette étude. Deux zones sont entièrement séparées :

- La zone d'émission L où aucune émission déclenchée par les électrons de masse n'est censée être visible à cause de l'impulsion très rapide.
- La zone d'émission M, dans laquelle l'influence des électrons suprathermiques est largement majoritaire.

Pour rappel du **Chapitre 3**, les électrons de masse n'ont aucune influence sur les raies émises par les états de charge de la couche M.

Le Cuivre et le Zinc utilisés ont une épaisseur de 10  $\mu\text{m}$ . Il faut noter que le Zinc a été utilisé dans un rôle de calibration de la raie  $K_{\beta}$  du Cuivre.

La **Figure 4.3** présente une cible après avoir été tirée. Contrairement aux cibles à usage unique pour laser  $k_{\beta}$ , celles-ci sont utilisées pour réaliser de très nombreux tirs (la feuille est décalée après chaque tir individuel). Au cours de cette expérience, environ 600 tirs pouvaient être effectués sur chaque feuille.



*Figure 4.3 : Cible de Cuivre après plusieurs centaines de tirs réalisés.*

### **ii. Optiques du laser**

La chambre expérimentale du laser JETI40 est relativement petite comparée à celle des deux lasers présentés dans le **Chapitre 3**. Par ailleurs, pour ces lasers, la focalisation est réalisée à l'intérieur de la chambre, ce qui demande un espace non négligeable. La **Figure 4.4** montre une configuration générale des optiques présentes en chambre.

Comme visible sur ce schéma, une grande partie de la chambre d'expérience ne peut pas être utilisée pour placer des diagnostics spectroscopiques. Ainsi, seul l'espace situé dans le quart gauche inférieur permet de placer un diagnostic. Un cristal non linéaire de *phosphate de monopotassium* (KDP) est utilisé pour convertir le rayonnement  $1\omega$  en  $2\omega$ . Il faut noter que l'efficacité est d'environ 20 %. Deux miroirs permettent ensuite de faire passer le faisceau de l'autre côté de la chambre, le porte-cible étant situé au milieu.

Il est ensuite nécessaire de focaliser le rayonnement pour obtenir une tache de focalisation proche de  $4\ \mu\text{m}$  de diamètre. Pour ce faire, les lentilles utilisées pour les impulsions plus longues ne peuvent pas être utilisées ici. Une lentille en transmission ne peut pas tolérer un flux aussi intense. Ainsi, un miroir métallique est utilisé. Ces derniers sont en général en Argent, en Or ou en Aluminium. Dans le cas de cette expérience, un miroir en Or a été utilisé. Ces miroirs focalisants sont appelés *paraboles hors-axe* (OAP). Celle utilisée au cours de cette expérience est située à un angle d'environ  $20^\circ$  par rapport à la cible.

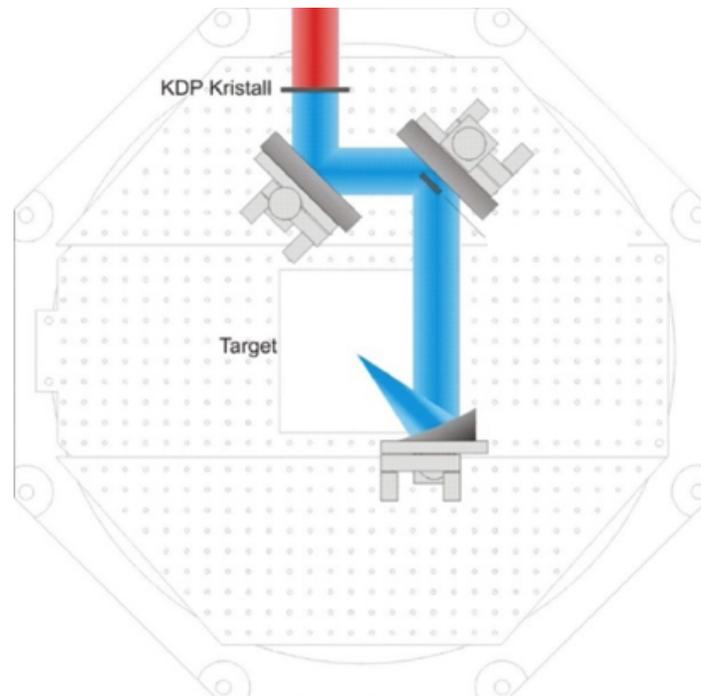


Figure 4.4 : Schéma de l'implémentation des optiques permettant d'amener le faisceau laser sur cible<sup>[8]</sup>.

### iii. Implémentation du FSSR

La **Figure 4.5, p. 94** montre un schéma d'implémentation du spectromètre dans la chambre expérimentale. Le détecteur utilisé est une caméra *CCD Princeton © PI-MTE 1300b* dont les détails techniques sont donnés en **Annexe 4.1, p. 174**.

Au cours de cette expérience, 1 seul FSSR a été mis en place en chambre d'expérience. L'objectif initial d'en placer 2 n'a pas pu être atteint à cause des conditions géométriques très complexes pour implémenter 2 boîtes de Faraday tout en respectant une géométrie viable pour les FSSR.

Pour donner un ordre de grandeur, le spectromètre implémenté avait un degré de liberté de 2 cm sur 0,3 cm.

Pour cette même raison, la résolution spatiale du spectromètre est cette fois alignée sur l'axe  $\zeta$  parallèle à la table optique de la chambre d'expérience. Dans le cadre d'un plasma généré par laser UHI, cela ne pose pas de problèmes étant donné que presque aucune expansion X n'a lieu. Le rayonnement peut être considéré comme similaire le long de tous les axes. Évidemment, l'angle de vue est en revanche toujours aussi important. Ici, le spectromètre est placé selon un angle de  $(27 \pm 2)^\circ$  par rapport à la cible. Il est ainsi possible de résoudre la propagation des électrons suprathermiques le long de la cible.

Deux configurations différentes de FSSR ont été implémentées au cours de cette expérience. La première utilise un cristal de Quartz q(223) d'espace interplans  $2d = 2.024 \text{ \AA}$ . Cette configuration a servi à mesurer le spectre du Cuivre de la raie  $K_\alpha$  jusqu'à la raie  $He_\alpha$ . La gamme couverte est **8425 > E(eV) > 7950**. Il s'agit d'une configuration FSSR-2D. Au vu des contraintes géométriques, aucune configuration 1D ne pouvait être mise en place. La résolution spectrale de ce spectromètre est estimée à  $E/\Delta E \approx 3\,000$ <sup>[9]</sup>.

Les distances de cette configuration sont  $a = (270 \pm 1) \text{ mm}$ ,  $b = (158,8 \pm 1) \text{ mm}$  amenant à un grandissement  $G \approx 0,59$ . Les pixels du détecteur mesurant  $20 \text{ }\mu\text{m}$ , la résolution spatiale est environ égale à  $\delta x \approx (34 \pm 1) \text{ }\mu\text{m}$ .

La seconde configuration utilise un cristal de Quartz q(502) de distance interplans  $2d = 1,624 \text{ \AA}$ . Par chance, il a été possible d'utiliser une configuration 1D avec ce cristal. Cette configuration a servi à mesurer le spectre de la raie  $K_\beta$  du Cuivre tout en utilisant les raies  $K_\alpha$  du Zinc pour calibrer le spectre. La raie  $Ly_\alpha$  du Cuivre est par ailleurs potentiellement sur le spectre. La gamme couverte est alors **9400 > E(eV) > 8500**. Pour cette configuration,  $a = (278,1 \pm 1) \text{ mm}$  et  $b = (128,2 \pm 1) \text{ mm}$  avec  $G \approx 0,46$ . La résolution spatiale de ce spectromètre est environ égale à  $\delta x \approx 44 \text{ }\mu\text{m}$ . La résolution spectrale est estimée à  $E/\Delta E \approx 5\,000$ <sup>[9]</sup>.

L'usage de ces deux spectromètres permet alors d'avoir une vue complète sur les deux structures  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ , sujets de l'étude de cette expérience. Les résolutions spatiales relativement faibles ne sont pas un souci pour cette étude. En effet, comme vu sur la **Figure 4.1, p. 87**, le plasma est concentré dans une zone de quelques microns. Dans tous les cas, les contraintes géométriques de l'expérience ne permettaient pas une meilleure résolution.

Les 2 prochains paragraphes vont entrer dans l'étude détaillée de 3 spectres. Le premier paragraphe traite de l'émission  $K_\alpha$  et  $He_\alpha$  du Cuivre. Le second paragraphe traite de l'émission  $K_\beta$  du Cuivre.

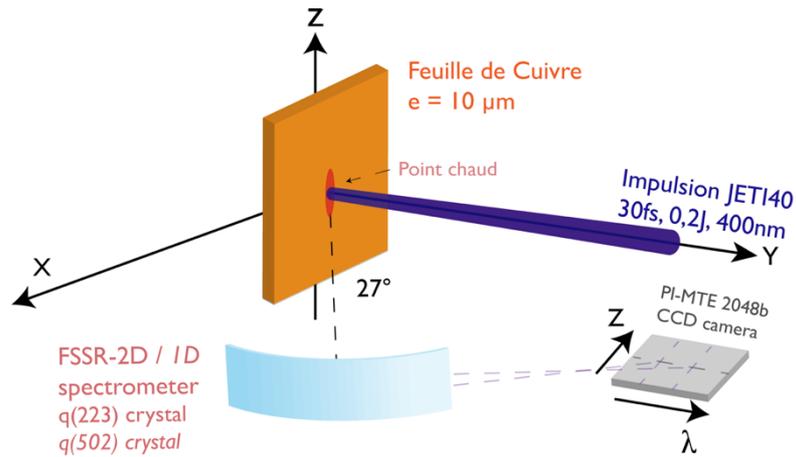


Figure 4.5 : Implémentation du spectromètre en chambre expérimentale. Le même FSSR a été utilisé avec deux cristaux différents pour diverses applications.

### 3. Extrême largeur de la distribution d'états de charge

#### a. Mesure et reconstruction spectrale

Avant de commencer à détailler les résultats obtenus au cours de cette expérience, il est nécessaire de décrire la technique utilisée pour obtenir les spectres présentés dans ce chapitre. Contrairement aux résultats du **Chapitre 3**, les spectres de cette partie ne sont pas obtenus via des tirs uniques. Une somme de plusieurs centaines de spectres est réalisée. Cependant, toutes les images utilisées sont issues de tirs individuels. La somme est réalisée pour découvrir des structures invisibles avec un seul tir.

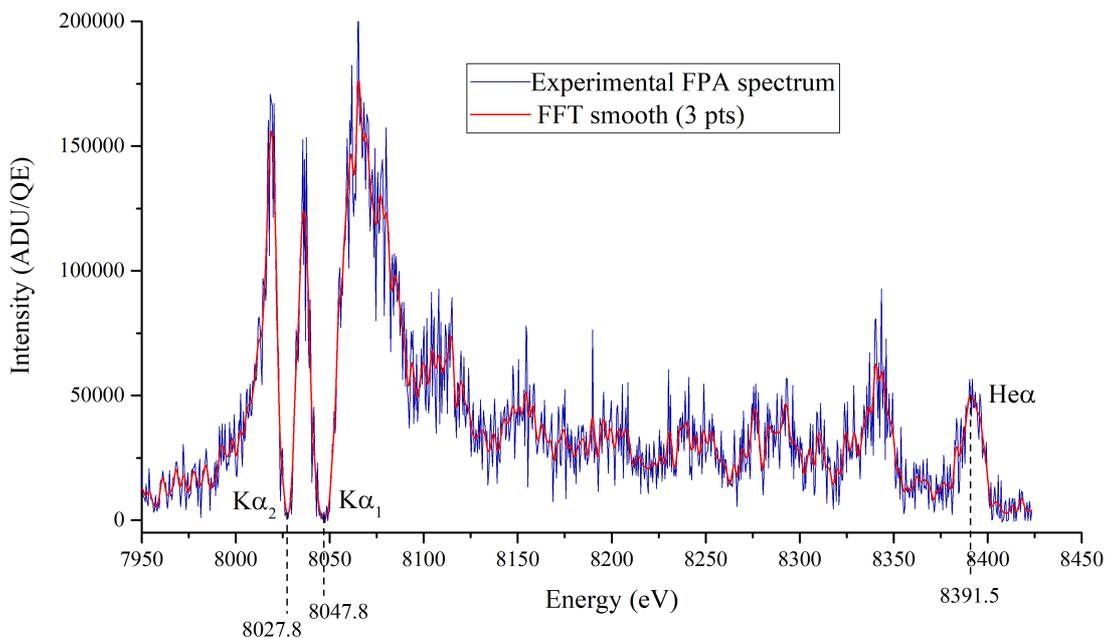


Figure 4.6 : Spectre expérimental traité par FPA en bleu. Un lissage sur 3 points par FFT est réalisé sur la courbe rouge. 1185 tirs sont accumulés.

Le signal étant très faible pour plusieurs structures, *FPA* a été utilisé pour analyser les spectres individuels, supprimer le bruit et ne garder que le "vrai" signal. Cependant, le traitement ne peut s'arrêter à cela. La **Figure 4.6** présente la somme de 1 185 images individuelles toutes traitées indépendamment par *FPA*.

Comme visible, les raies  $K_{\alpha 1}$  et  $K_{\alpha 2}$  (et par extension les raies  $K_{3d}$ ) sont entièrement coupées par l'algorithme faisant ressembler le spectre à un mélange entre absorption et émission. Ce visuel surprenant est lié à la nature même de *FPA*. Ce programme coupe entièrement le signal lorsqu'il est trop fort. A chaque tir, l'émission  $K_{3d}$  est visible et ne peut pas être considérée comme émettant dans un régime de photons uniques. La **Figure 4.7** montre le spectre traité par *FPA* tracé en fausses couleurs.

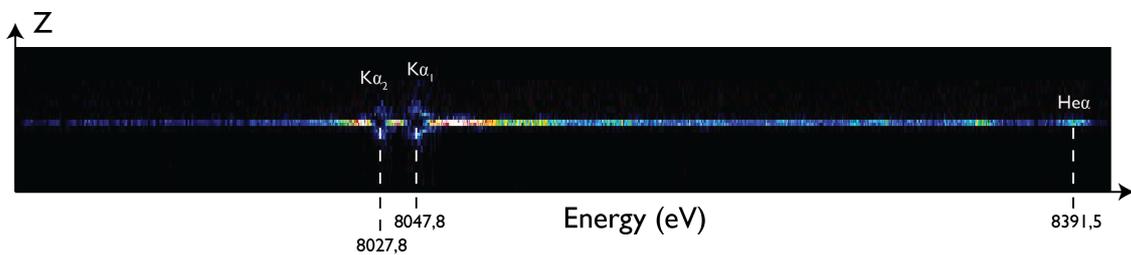


Figure 4.7 : Spectre FPA tracé en fausses couleurs. Le spectre est intentionnellement élargi pour plus de visibilité.

La première chose remarquable est l'extrême finesse du spectre. Comme prévu, l'émission est peu étendue. Seuls 2 pixels sont irradiés. L'alignement excessivement précis d'une caméra CCD grâce à l'usage de moteurs permet également une focalisation parfaite du spectre sur le détecteur. En effet, chaque cristal est différent et n'est jamais parfait. En conséquence, la position donnée par le logiciel de tracé de configuration géométrique peut parfois varier en condition expérimentale. Pour être certain d'obtenir la meilleure focalisation possible, l'usage de moteurs est nécessaire quitte à alourdir le dispositif.

Il faut noter que la simulation indique une émission sur une zone d'environ  $20 \mu\text{m}$  (le long de la cible) alors que deux pixels représentent une mesure de  $80 \mu\text{m}$ . Cela ne signifie pas que l'émission est réellement de  $80 \mu\text{m}$  mais que l'émission des  $20 \mu\text{m}$  a été partagée sur 2 pixels couvrant chacun  $40 \mu\text{m}$ . Pour expliquer cela, il suffit de considérer que la frontière entre les 2 photosites est parfaitement située au centre du plasma. La partie gauche de l'émission est donc récupérée par 1 pixel et la partie droite par l'autre. Le plasma est donc artificiellement élargi par cet effet.

Comme expliqué plus haut, les raies  $K_{\alpha}$  se retrouvent coupées à cause de leur trop grande intensité. Cependant, cette élimination permet de mettre en avant l'émission froide du Cuivre. Un halo est visible autour des raies. Il s'agit de photons uniques émis lors du passage d'électrons chauds dans la cible froide. Cette émission est bien plus large que le spectre du plasma. Son expansion indique que les électrons se propagent sur plusieurs centaines de microns au sein de la cible.

C'est la contrainte des spectres de cette expérience. Le signal  $K_{\alpha}$  est particulièrement intense tandis que celui provenant des hauts états de charge est très faible. La raie  $He_{\alpha}$  culmine à un signal

$\approx 50\,000$  ADU/QE. Ce nombre correspond à un total de 42 photons enregistrés sur ce pixel, soit 0,035 photon/tir. Cette valeur montre l'importance d'utiliser *FPA* dans ce type d'expérience. Outre la capacité à mesurer de très faibles signaux, *FPA* permet d'obtenir une calibration absolue du détecteur et de tracer les spectres en unité de photons/pixel.

Les paramètres appliqués à *FPA* pour cette détection sont :

**ADU = 1200**

**$\sigma = 5$**

**DF = Oui**

**Prec\_1 = 0.8**

**Prec\_2 = 0.8**

**Range = 0.1**

Le lecteur peut se référer au **Chapitre 2** pour le détail de ces paramètres.

Il est important de préciser qu'à l'énergie de la raie  $\text{He}\alpha$ , l'efficacité quantique (QE) de la caméra est de 14 %. De plus, un photon à 8,4 keV a une énergie égale à 1 250 ADU.

Pour pouvoir reconstruire un spectre expérimental correct il est alors nécessaire de se servir de la somme de tous les spectres à laquelle *FPA* n'est pas appliqué. La **Figure 4.8** la présente.

Sur celle-ci, les raies  $\text{K}\alpha$  sont si intenses qu'il devient quasi impossible de distinguer les raies  $\text{He}\alpha$  de celles des autres états de charge de la couche L en échelle linéaire. Lors d'un passage en échelle logarithmique, les structures visibles sur le spectre *FPA* sont apparentes. Leur présence indique que le signal est suffisamment fort pour que le code *FPA* puisse ne pas être utilisé pour leur détection.

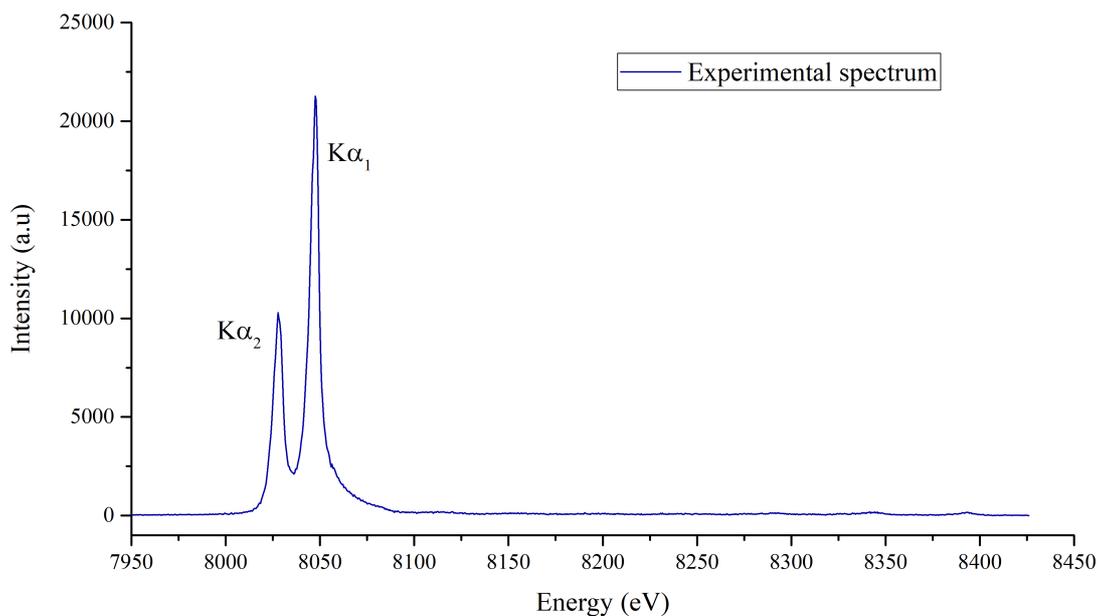


Figure 4.8 : Somme de 1 185 spectres sans traitement par *FPA*.

De plus, le bruit a été parfaitement géré dans le procédé expérimental. Cependant, comme décrit auparavant, le code *FPA* n'est pas là uniquement pour la détection de faibles signaux mais pour obtenir une calibration absolue du signal. De même, bien que les structures apparaissent, l'usage de *FPA* est préférable pour une meilleure précision et une interprétation de meilleure qualité. Les signaux étant très faibles, certains pixels très bruités peuvent se retrouver sur le spectre sommé par inadvertance. *FPA* les élimine.

Le processus de reconstruction du spectre revient à effectuer une calibration absolue en utilisant le résultat *FPA* puis à ajouter la contribution des raies  $K_\alpha$  via la somme brute. Pour ce faire, l'aire sous la courbe entre la raie  $He_\alpha$  et la coupure du signal sur le spectre *FPA* est mesurée. Cette manipulation est également effectuée sur le spectre sommé. Le résultat est le suivant :

$$\int_{E=8065}^{8425} I_{FPA}(E).dE \approx 1,34.10^7 \quad (4.4a)$$

$$\int_{E=8065}^{8425} I_{Sum}(E).dE \approx 5,21.10^7 \quad (4.4b)$$

Le rapport entre les deux intégrales est égal à 3,89. Ainsi, sur le spectre de la somme, le bruit accumulé en 1 185 tirs amène une augmentation artificielle du signal d'un facteur 3,89.

En appliquant ce facteur, la corrélation n'est cependant pas parfaite. En effet, la zone comprise entre 8 077 et 8 065 eV n'est pas bien reproduite. Cet effet est dû au fait que dans cette zone, les photons uniques ne sont pas toujours mesurés comme tels. Il s'agit d'une zone de transition entre un régime sommé et un régime SPC. Ainsi, pour améliorer la précision de la reconstruction, le calcul d'intégrale ci-dessus est refait. Cette fois-ci 2 zones sont traitées, de **8077 à 8425 eV** puis de **8065 à 8077 eV**. Le premier rapport est égal à 3,44 et le second à 7. Cela indique l'absolue nécessité de bien délimiter cette zone de transition entre les deux régimes.

La **Figure 4.9** montre le spectre reconstruit et calibré de manière absolue en nombre de photons.

La première conclusion à tirer de ce spectre est la capacité de décrire avec une haute résolution spectrale des signaux jusqu'à 200 fois inférieurs au maximum d'intensité. Les 30 photons détectés pour la structure présente entre les états Héliumoïde et Lithiumoïde correspondent à un ratio de 0,025 photons détectés par tir. L'accumulation de tirs pour dévoiler ces structures est absolument indispensable.

L'absence de la structure  $K_{3d-3p}$  sur le spectre *FPA* s'explique aussi très facilement par l'intensité élevée des raies. Environ 6 photons par tir sont détectés dans cette zone.

Ni les IP ni les films ne sont capables de fournir de tels contrastes dans le signal observable. Une accumulation serait nécessaire. Or, alors que le bruit peut se traiter tir par tir sur les images obtenues sur une CCD, il est accumulé sur IP ou film.

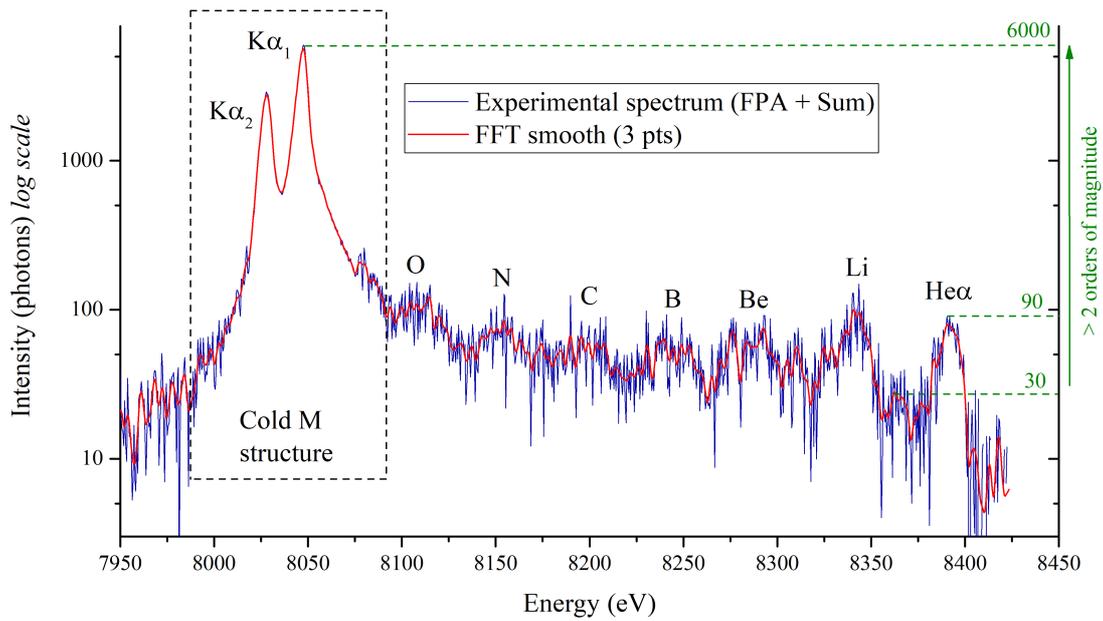


Figure 4.9 : Spectre reconstruit et calibré de manière absolue.

A titre d'exemple (fortement simplifié) avec la raie  $\text{He}_\alpha$ , 90 photons sont détectés, ce qui correspond à un signal ADU de  $90 \times 1250 = 112\,500$ . Cependant, la  $QE$  de la CCD divise ce chiffre et le fait tomber à 18 000. Sur chaque tir, le bruit est moyen à une valeur proche de 1 200 ADU. Après 1 185 tirs, le bruit cumulé est égal à environ 1 500 000 ADU. Le signal réel en devient impossible à retrouver. Par ailleurs, le film ou l'IP serait saturée bien avant la fin de la séquence de tir.

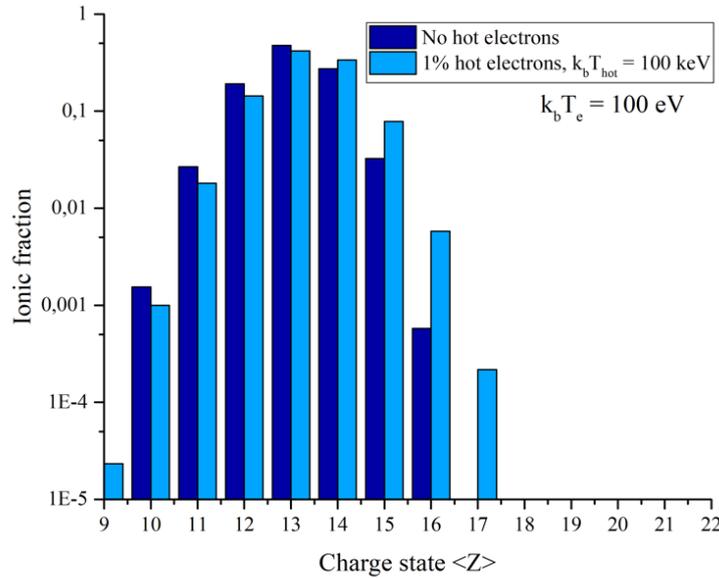
La procédure de reconstruction de spectres étant expliquée, il est possible d'entrer dans le détail des résultats obtenus.

### ***b. Extrême largeur de la distribution des états de charge***

En observant le spectre présenté sur les **Figures 4.6 et 4.9, p.94-98**, chacun peut remarquer que la distribution spectrale des états de charge va jusqu'à la raie  $\text{He}_\alpha$ . Il faut noter que bien que la raie  $\text{Ly}_\alpha$  ne puisse pas être observée sur ce spectre, elle n'est pas générée. Les spectres présentés dans le paragraphe suivant en sont la preuve.

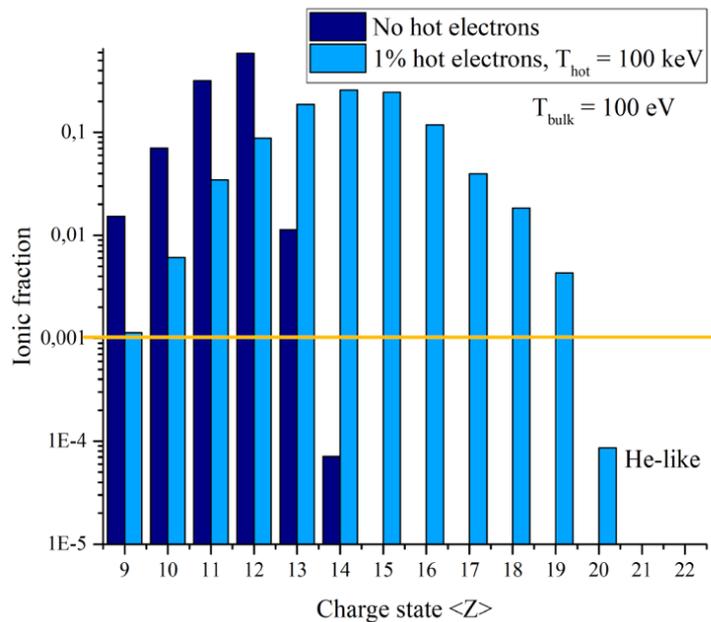
Cette distribution d'états excessivement large est en première approche une anomalie. Comme abordé au **Chapitre 3**, il est impossible d'obtenir une émission X du Cuivre de la raie  $\text{He}_\alpha$  pour des températures  $k_b T_e$  d'électrons de masse en dessous du keV. Cependant, ce spectre montre l'inverse. En effet, la très forte intensité des raies  $\text{K}_\alpha$  et de la structure M froide indique clairement une température électronique bien inférieure aux niveaux requis (ou bien franchie dans un laps de temps trop court pour permettre une ionisation jusqu'à de hauts états de charge). Dans ce cas totalement hors équilibre, l'utilisation de logiciels tels que *FLYCHK* est caduque car ils sont incapables de reproduire le comportement de ce type de plasma et d'évolution atomique. La

**Figure 4.10** est une simulation *FLYCHK* (stationnaire) qui montre la différence de distribution avec et sans électrons chauds.



*Figure 4.10* : Distribution des états de charge du Titane ( $Z = 22$ ) dans un plasma de température électronique  $k_b T_e = 100$  eV. *FLYCHK* est utilisé pour ces simulations.

Pour comprendre les phénomènes en jeu, l'utilisation de codes plus développés est alors indispensable. Le code collisionnel-radiatif *MARIA*, déjà cité plusieurs fois auparavant, aide à cerner une première explication à cette distribution de charge. La simulation présentée ci-dessous (**Figure 4.11**) et réalisée pour du Titane ( $Z = 22$ ) montre la distribution des états de charge dans deux cas de figure différents.



*Figure 4.11* : Distribution des états de charge du Titane ( $Z = 22$ ) dans un plasma de température électronique  $k_b T_e = 100$  eV. Le code *MARIA* est utilisé pour ces simulations.

Dans les deux cas, la température électronique  $k_b T_e$  est considérée égale à 100 eV. La ligne jaune indique la limite de détection de la caméra utilisée dans le même contexte que l'expérience présentée ici.

Dans le premier cas sans électrons chauds, la distribution des états de charge ne dépasse pas l'état Ti XIV qui correspond à la fin de la couche M. Dans le second cas en revanche, une fraction d'électrons chauds de 1 % à 100 keV suffit à créer une distribution d'états de charge allant jusqu'à l'état Héliumoïde. Cependant, la population de ce dernier est sous la limite de détection. Le seul impact des électrons suprathermiques ne peut donc pas expliquer une telle distribution des états de charge.

Pour tenter de comprendre plus en détail ce phénomène, une simulation PIC a été réalisée via le code *EPOCH*<sup>[1,2]</sup>.

Ces codes très gourmands en ressources informatiques sont inutilisables pour des applications *ns*. A l'échelle de la *fs* en revanche, il est possible de les mettre en application. Le fonctionnement basique d'un code *PIC* est le suivant. Les particules du plasma sont traitées individuellement et leur évolution est tracée en fonction des équations fondamentales de la physique comme celles de Maxwell. Les collisions sont simulées par *méthode Monte-Carlo*. Le code *EPOCH* a la particularité d'inclure un modèle de physique atomique (amélioré au cours de ce travail<sup>[2]</sup>), ce qui est très rare. Les ionisations collisionnelle et par champ  $\gamma$  sont décrites. La **Figure 4.12** présente la distribution d'états de charge au sein du plasma après un temps de 40 fs et dans les mêmes conditions que celles de l'expérience. Il est important de noter que ce calcul a nécessité l'utilisation de 832 cœurs de processeur pendant 6 jours.

Pour des soucis de simulation, la distribution d'états de charge commence à l'état Cu V. A 40 fs, la distribution maximale d'états de charge correspond à l'état Cu VII qui représente 85% du plasma. La population décroît très rapidement pour vite atteindre un plancher autour de 0,1%.

Afin de comparer les résultats du code *PIC* et être capable de déterminer la différence entre les facteurs de population réels et ceux simulés, le même procédé que celui utilisé au **Chapitre 3** et décrit via l'**Équation 3.18, p. 58** est appliqué.

La **Figure 4.13** présente le spectre superposé avec la synthétisation.

Ce spectre simulé se révèle très intéressant. Comme dans le **Chapitre 3**, la raie  $\text{He}_\alpha$  est beaucoup plus large expérimentalement que simulée. L'explication est la même que précédemment. Les satellites de la raie sont la cause de cet élargissement. Cependant, sur le spectre précédent, cet effet ne se ressentait que sur la raie  $\text{He}_\alpha$ . C'est totalement différent ici. Comme cela est visible dans l'émission synthétisée de la couche L, des "trous" importants ne sont pas reproduits par la simulation. Cet effet également lié à la non-prise en compte des satellites ( $n \geq 3$ ) est ici non négligeable.

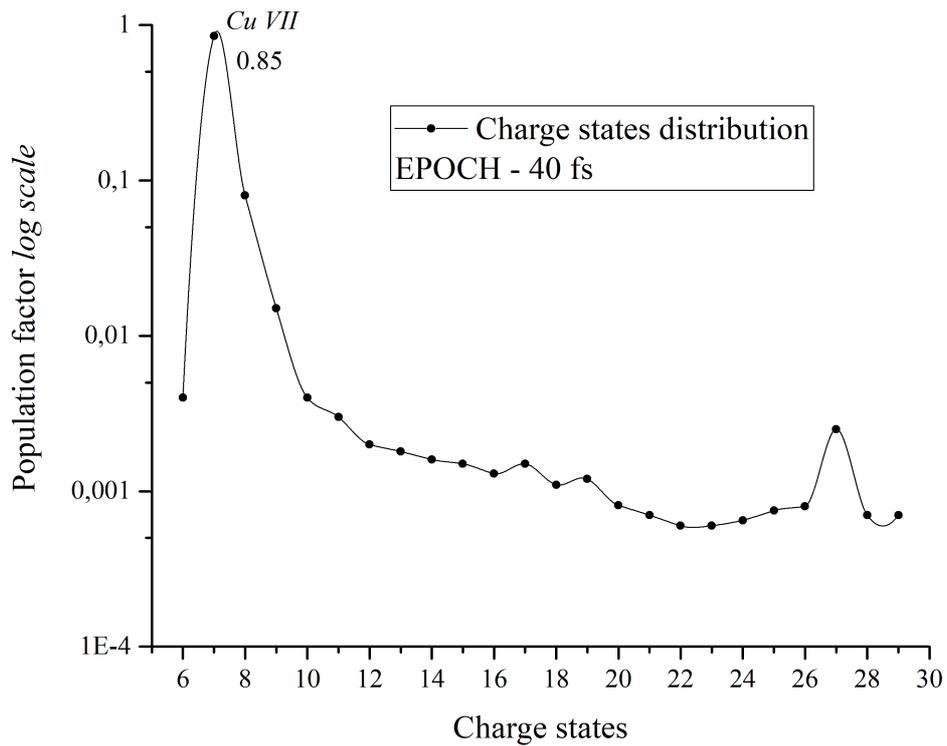


Figure 4.12 : Facteurs de population obtenus par le code EPOCH<sup>[1,2]</sup>.

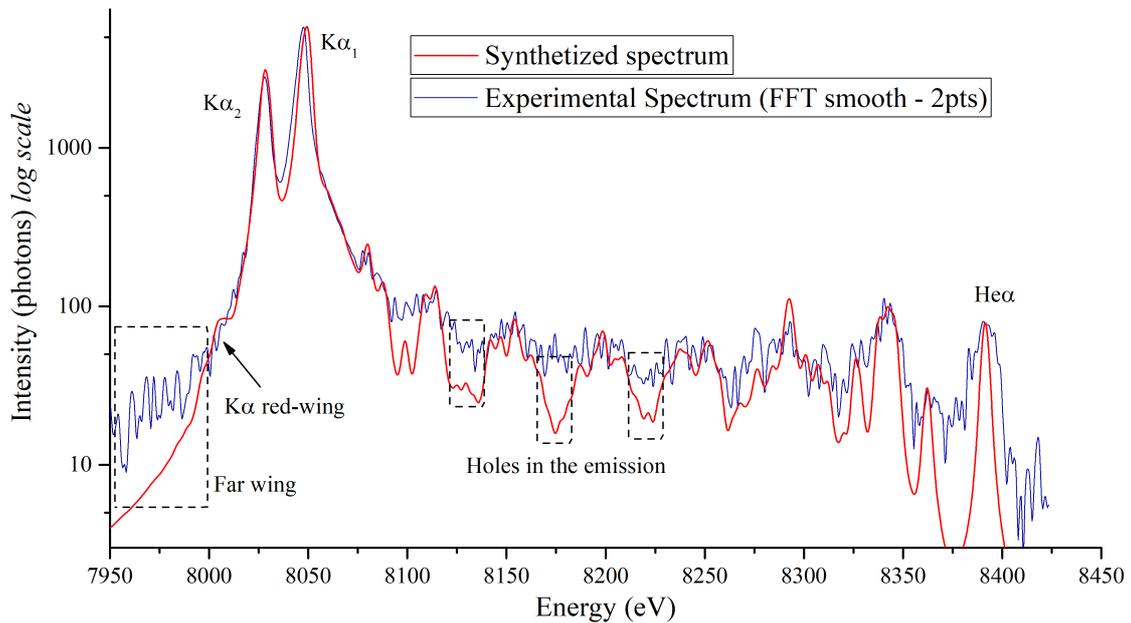


Figure 4.13 : Spectre synthétique en rouge superposé au spectre expérimental lissé par FFT 2 points.

Afin de déterminer correctement les facteurs de population de chaque état de charge, cet effet ne peut pas être négligé. Mais avant de simuler un nouveau spectre avec l'émission supplémentaire, l'émission X à plus basse énergie que la raie  $K\alpha_2$  montre une caractéristique très intéressante.

Une structure, appelée *aile rouge*  $K\alpha$ , est émise par les états de charge de couche 3d ouverte. La **Figure 4.14** ci-dessous, élargissement de la **Figure 3.14b**, p. 63, montre que la simulation prédit ces structures. Ici sont présentés les 3 états pour lesquels l'aile rouge est la plus marquée.

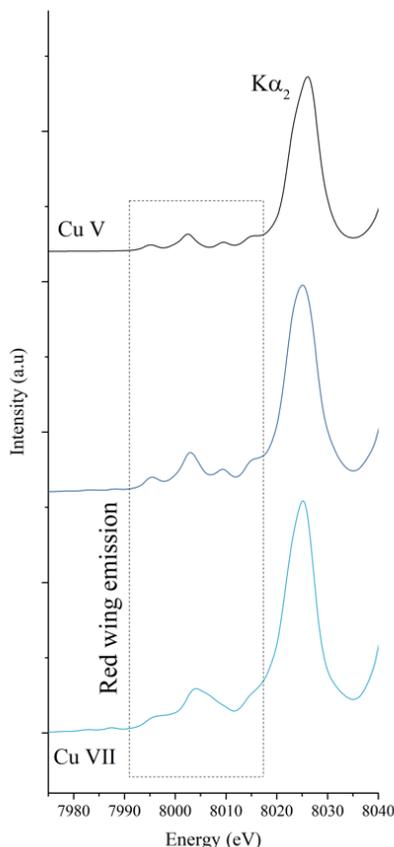


Figure 4.14 : Zoom de la Figure 3.14b sur l'émission de l'aile rouge X des états Cu V à Cu VII.

Les interactions de configurations et le couplage intermédiaire de ces états expliquent leur présence. Cependant, l'émissivité est très faible. Un film X utilisé dans le contexte d'un tir laser  $k\bar{f}$  rend impossible la détection de ces raies. Ici, l'intensité des raies froides est si élevée qu'il est possible de les remarquer. Leur présence explique la grande largeur de la structure  $K_{3d}$  vers les basses énergies.

Cependant, malgré cette aile rouge, ces simulations ne suffisent pas à décrire la totalité de l'émission observée. En effet, comme le montre la **Figure 4.13**, la zone entre 7 950 et 8 000 eV est mal reproduite. Une émission satellite ne peut pas expliquer ce comportement car aucune raie  $L \rightarrow K$  n'existe pour une énergie inférieure à celle de la raie  $K\alpha_2$ . Le rayonnement de freinage continu causé par les électrons générés par le laser pourrait être une explication. En effet, à ces intensités, ce rayonnement commence à devenir important.

Des études complémentaires et très détaillées sur le sujet sont nécessaires en complément de ce travail de thèse pour expliquer ce phénomène.

La **Figure 4.15** présente le spectre synthétisé corrigé avec l'émission satellite des états de la couche L.

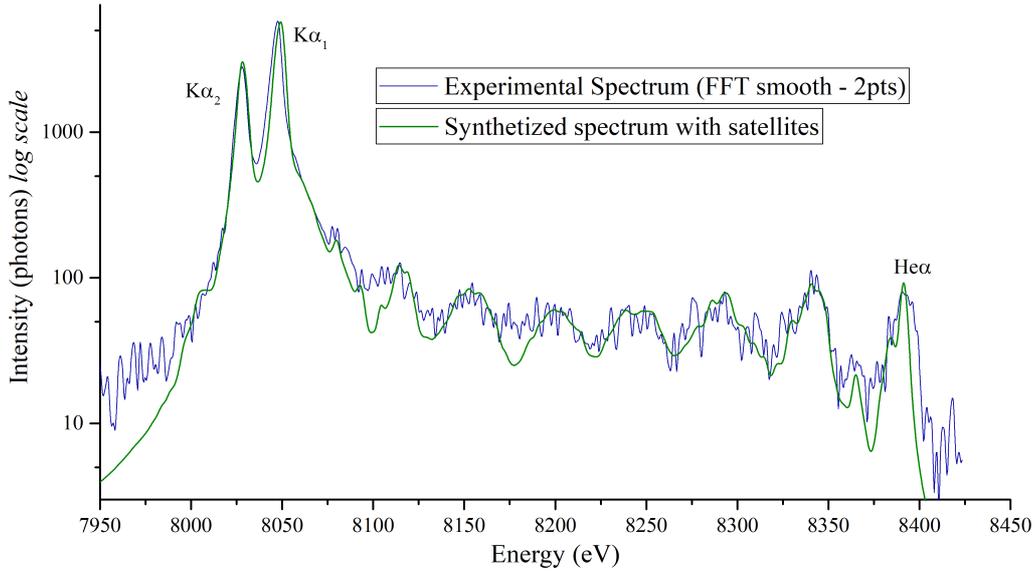


Figure 4.15 : Spectre synthétisé avec inclusion des satellites  $n = 3$  superposé au spectre expérimental.

L'ajout des raies satellites décrites selon l'équation suivante permet d'obtenir une bien meilleure corrélation du spectre expérimental.

$$1s^1 2l^x 3l' \rightarrow 1s^2 2l^{x-1} 3l' \quad (4.5)$$

Le léger manque de corrélation restant peut être lié à une imprécision du modèle  $gA_{ij}$  de reconstruction spectrale ou au *Bremsstrahlung* comme abordé précédemment. Une estimation des facteurs de populations reste néanmoins tout à fait réalisable.

Le **Tableau 4.1** donne les valeurs déterminées.

Tableau 4.1 : Facteurs de population associés à chaque état de charge de la couche L et de la raie  $K\alpha$ .

États de charge	Facteur de population $f_k$
XXVIII (He-like)	$0,062 \pm 0,0093$
XXVII	$0,031 \pm 0,0047$
XXVI	$0,012 \pm 0,003$
XXV	$0,0062 \pm 0,00093$
XXIV	$0,0062 \pm 0,0012$
XXIII	$0,012 \pm 0,0018$
XXII	$0,047 \pm 0,012$
XXI	$0,016 \pm 0,008$
XX	$0,0016 \pm 0,0014$
XIX	$0,0016 \pm 0,0014$
...	...
II ( $K\alpha$ )	0,78 (uniquement utilisé pour la normalisation)

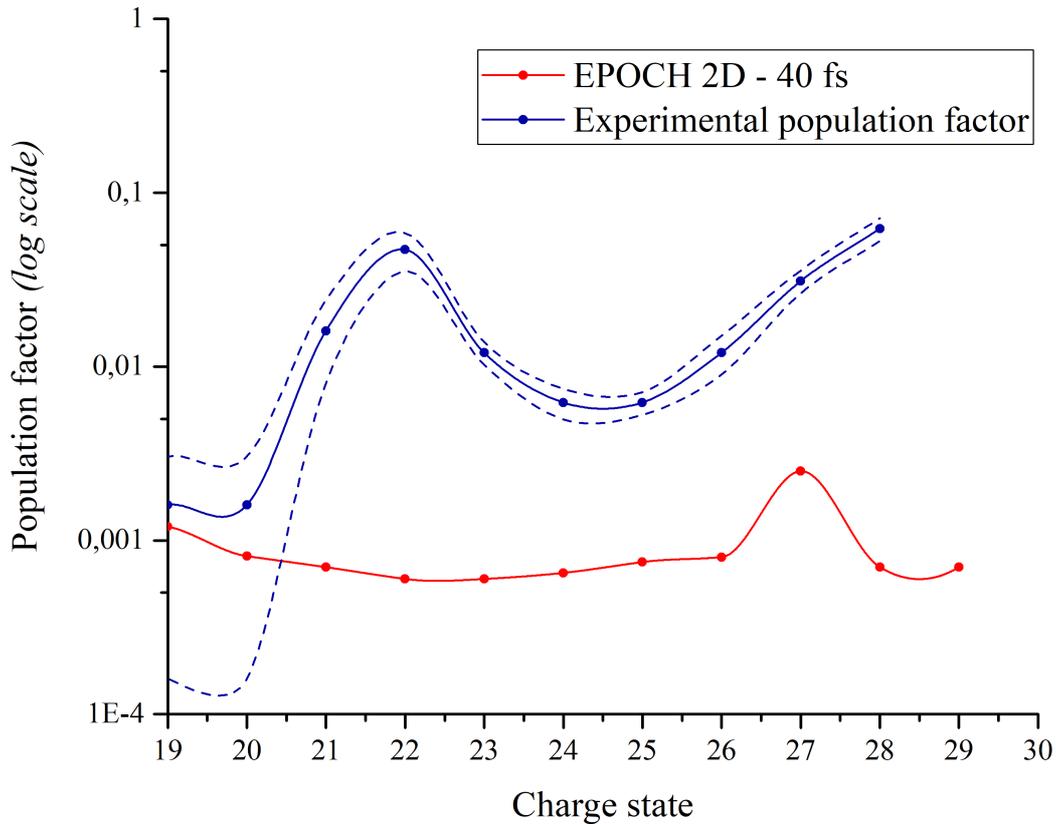


Figure 4.16 : Comparaison entre les facteurs de population déterminés par EPOCH et ceux déterminés par la corrélation de la synthèse au spectre expérimental.

Seuls les états de charge des couches L et 3s sont ici considérés dans la détermination des facteurs de population  $f_i$ . Ceux des couches 3s et 3p ont été calculés pour réaliser la corrélation mais ils sont décrits de manière bien plus précise lors de l'étude la raie  $K_\beta$  du Cuivre au paragraphe suivant. La **Figure 4.16** compare les facteurs de population déterminés par le code EPOCH à ceux déterminés par la synthèse du spectre et la comparaison aux données expérimentales.

Les états de charge de la couche M sont ajoutés au cours du paragraphe suivant après la détermination des facteurs de population avec la raie  $K_\beta$ . La courbe rouge représentant les facteurs expérimentaux ne reproduit pas du tout la simulation PIC. Le seul comportement reproduit correctement est la hausse du facteur de population de la raie  $He_\alpha$  mais dans des proportions bien plus faibles que ce qui est mesuré expérimentalement.

Aucun modèle présenté jusqu'ici, ni la simulation FLYCHK ni le code MARIA ni la simulation PIC comprenant l'ionisation par champ laser ne peuvent expliquer un tel comportement. Il est évident que de futures expériences et des améliorations des modèles théoriques devront tenter de donner une explication à ces différences. Cependant, plusieurs hypothèses peuvent expliquer que les résultats expérimentaux ne correspondent pas aux simulations.

La première raison est liée aux simulations. Les codes *PIC* n'incluent que très rarement des modules de physique atomique. Celui utilisé ici ne simule aucun processus de recombinaison et ne prend en compte que l'ionisation collisionnelle. L'absence de ces équations dans la simulation peut engendrer des différences dans le calcul des populations. Ce constat montre que la physique atomique doit être implémentée de manière systématique dans les codes *PIC*.

La seconde raison est liée à la très grande complexité pour expliquer les processus atomiques dans un milieu hors équilibre avec une cinétique ultra rapide. Comme vu précédemment, l'état Héliumöide ne devrait pas être présent au sein du plasma. La présence des électrons suprathermiques change la donne, mais comme le montre la simulation *PIC*, il est impossible d'expliquer une telle intensité pour la raie  $\text{He}_\alpha$ . Outre le fait que la cinétique est ultra rapide, les processus au sein de chaque état de charge sont impactés. Ainsi, décrire les facteurs de population sur une base uniquement liée au processus d'émission spontanée  $gA_{ij}$  n'est qu'approximatif.

### ***c. La raie $K_\beta$ comme séparateur de l'émission M froide***

#### **i. Spectre expérimental**

Après avoir étudié la raie  $K_\alpha$  du Cuivre et tous les états de charge présents dans le plasma, il a été décidé de changer la configuration du spectromètre pour observer la raie  $K_\beta$  et l'émission X des états de charge de la couche M.

Comme déjà mentionné dans le **Chapitre 3** et les études de ces états de charge, l'émission  $K_\beta$  est la plus appropriée. Mais son émissivité environ 10 fois inférieure à celle des raies  $K_\alpha$  la rend délicate à observer. Le paragraphe précédent démontre la capacité du FSSR, couplé à une caméra CCD et à *FPA*, à résoudre des signaux très faibles. En cumulant de nombreux tirs, la structure  $K_\beta$  peut ainsi se dévoiler.

La configuration utilisée ici est FSSR-1D. La résolution spectrale est ainsi plus élevée que pour l'étude précédente et estimée à  $E/\Delta E \approx 5000$ <sup>[9]</sup>. La **Figure 4.17** présente le spectre. La calibration en énergie est réalisée en utilisant les raies  $K_\alpha$  du Zinc dont le spectre est présenté en

**Annexe 4.2, p. 176.**

Ce spectre est une accumulation de 3 700 tirs, plus de 3 fois plus que lors de la mesure de la raie  $K_\alpha$ . L'intensité est calibrée de manière absolue. Le maximum est égal à 4 267 photons. Cependant, le cristal utilisé n'est pas le même. Tous les deux ont des réflectivités différentes. A cette énergie, le cristal q(502) a une réflectivité égale à environ 21,1  $\mu\text{rad}$  tandis que celle du cristal q(223) utilisé pour la raie  $K_\alpha$  est environ égale à 13,3  $\mu\text{rad}$ <sup>[9]</sup>. Ainsi, à réflectivité égale, le maximum de photons  $K_\beta$  est situé autour de 2 800. Cette valeur permet de définir un rapport approximatif entre l'émissivité de la raie  $K_\alpha$  et celle de la raie  $K_\beta$  :

$$\frac{I_{K\alpha}}{I_{K\beta}} \approx 6,5 \quad (4.6)$$

Ce rapport expérimental est cohérent avec celui obtenu théoriquement. Par ailleurs, les raies se superposent avec celles des autres états de charge, ce qui a nécessairement un impact sur le rapport.

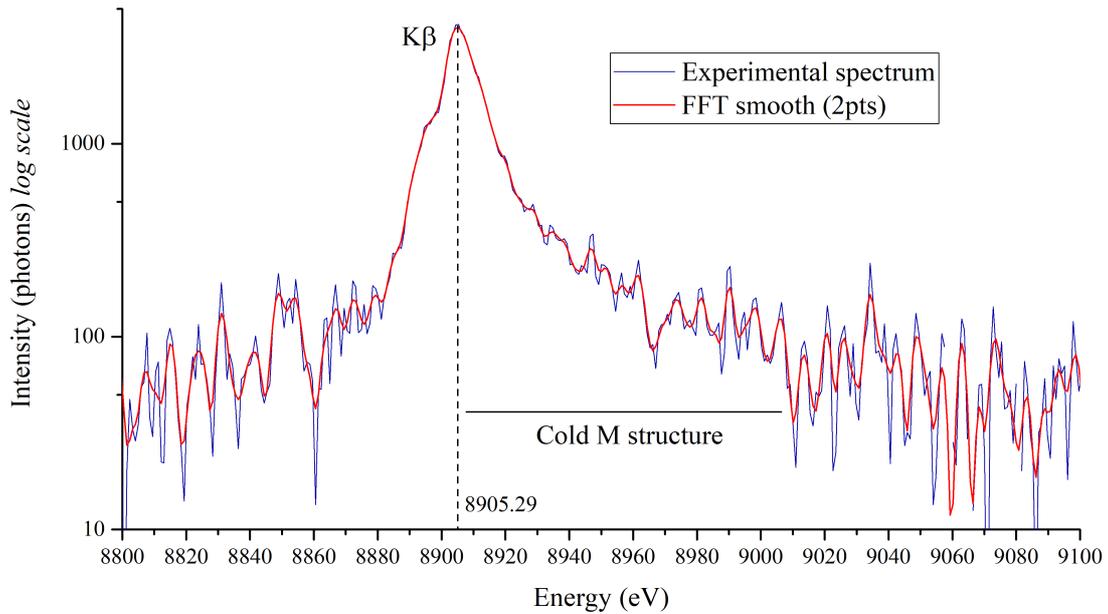
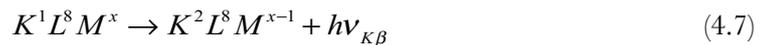


Figure 4.17 : Spectre de la raie  $K\beta$  du Cuivre obtenu expérimentalement. 3 700 tirs sont accumulés.

Le spectre de la raie  $K\beta$  est sensiblement différent de celui de la raie  $K\alpha$  et des structures associées. Une seule raie est présente. Le doublet  $K\beta$ , comme expliqué précédemment, n'est pas résoluble à cause de la trop grande proximité des 2 raies.

Il est également possible de remarquer que la raie est particulièrement asymétrique. Cet effet est dû à la présence des états de charge des couches 3d et 3p dans le plasma. Cette queue représente donc la structure M froide de l'émission X de ces états. La différence avec l'émission  $K\alpha$  est que l'électron changeant de couche pour remplir le trou causé par un électron suprathermique vient aussi de la couche M ( $n=3$ ). Plus précisément, il s'agit d'un électron de la couche 3p car les couches 3s et 3d n'autorisent pas une transition vers la couche 1s du fait des règles de parité.



L'énergie de la raie  $K\beta$  est plus grande que celle de la raie  $K\alpha$  car l'écart en énergie des niveaux  $3 \rightarrow 1$  est plus grand que l'écart des niveaux  $2 \rightarrow 1$ .

L'effet particulièrement intéressant pour nos études d'états de charge de couche M est la variation d'écrantage engendrée par l'action d'un électron 3p et non plus 2p. En effet, comme expliqué dans

le **Chapitre 3**, l'impact d'un électron 3d ou 3p sur la charge effective vu par l'électron 2p est très faible. Mais dans le cas d'un électron 3p, cela est très différent. Les constantes d'écrantage sont égales à  $\sigma_{3p-3p} = 0,3136$  et  $\sigma_{3p-3d} = 0,3226$  (**Tableau 3.1, p.55**). Ces valeurs sont respectivement environ 15 fois et 450 fois supérieures à celles appliquées à un électron 2p.

En conséquence, à la place d'être très fortement superposées comme dans le cas de la structure  $K_{\alpha}$ , les raies sont bien plus séparées. Cela facilite grandement l'interprétation et surtout la détermination des facteurs de population  $f_k$  de chaque état de charge. Dans la même lignée que lors du **Chapitre 3**, un graphique avec toutes les contributions calculées est présenté sur la **Figure 4.18**. De même qu'auparavant, la couche 4s est considérée.

Comme décrit ci-dessus, l'écrantage électronique est bien plus marqué que pour les transitions  $K_{\alpha}$ . Aucun décalage vers les basses énergies n'est présent. En revanche, chaque structure est bien différente d'un simple doublet ou une simple raie. Pour l'état Cu II, la prise en compte des états  $3d^8 4s^2$ ,  $3d^9 4s^1$  et  $3d^{10}$  engendre la génération de trois raies distinctes. Il en va de même pour les états suivants. Une grande aile rouge est présente sur les simulations. La raison pour celle-ci est la même qu'auparavant (couplage intermédiaire et interaction de configuration). Elle est simplement plus étendue par les effets d'écrantage plus marqués.

En revanche, alors que le modèle de Faussurier indique un écrantage environ égal pour les couches 3d et 3p, cela est différent sur les simulations. En effet, la couche 3d montre une résistance à l'effet d'écrantage. Cette observation va dans le sens de *l'écrantage négatif* déjà décrit. Les effets de l'interaction de configuration et du couplage intermédiaire contrebalancent l'écrantage pour cette couche.

Comme chacun peut le remarquer, la superposition donne un bon résultat. La totalité de la pente vers les hautes énergies est décrite avec précision et permet la description précise des facteurs de population  $f_k$ . En revanche, il est difficile de parfaitement corrélérer la simulation et l'expérience aux énergies plus basses que la raie  $K_{\beta}$ . L'essentiel de la structure est retranscrit mais de manière moins précise. Comme pour le cas  $K_{\alpha}$ , la physique atomique hors équilibre au sein de ces plasmas rend le modèle  $gA_{ij}$  appliqué ici est probablement moins précis pour décrire de telles structures.

Maintenant que l'émission de tous les états de charge est décrite, il est possible de sommer toutes les contributions pour déterminer les facteurs de population  $f_k$ . Le **Tableau 4.2** donne les valeurs. Cela va également permettre de compléter la **Figure 4.16, p. 104**.

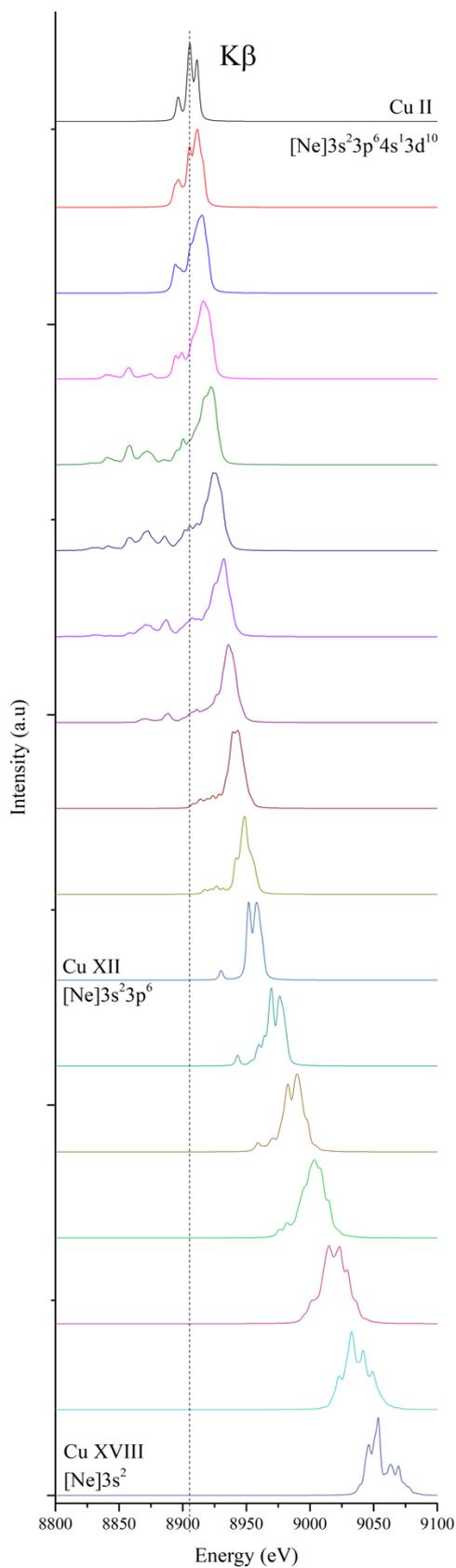


Figure 4.18 : Représentation des structures générées par le module de synthétisation du code MARIA après calculs effectués sur le Cowan. La résolution spectrale considérée est de  $E/\Delta E \approx 5\,000$ .

La **Figure 4.19** présente le spectre synthétisé superposé au spectre expérimental.

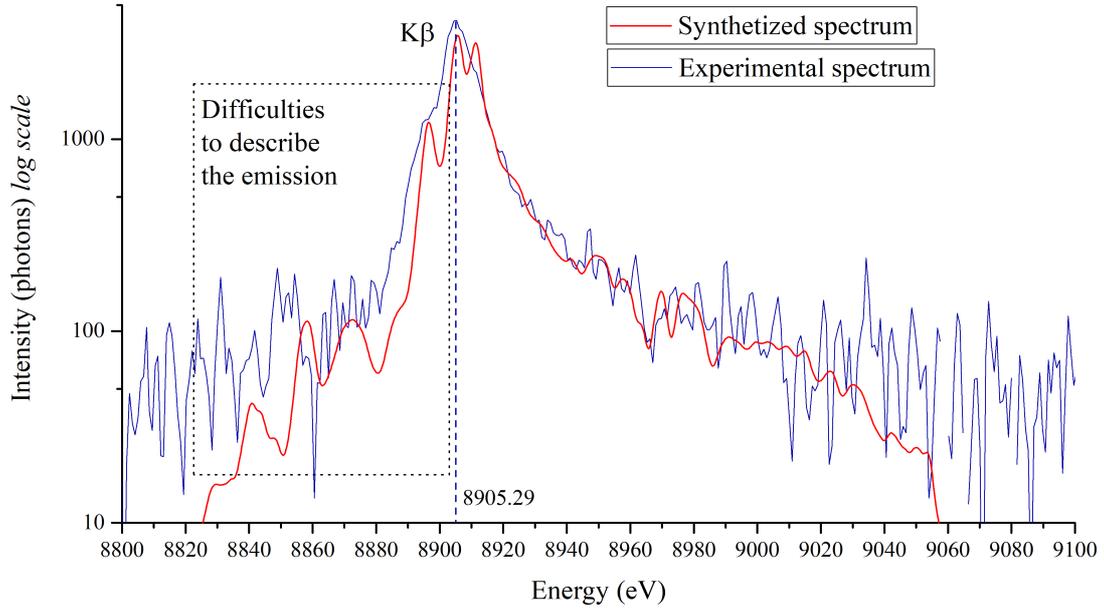


Figure 4.19 : Spectre synthétisé de la structure  $K\beta$  superposé au spectre expérimental.

Tableau 4.2 : Facteurs de population associés à chaque état de charge des couches 3d et 3p.

États de charge	Facteur de population $f_k$
<i>XVIII</i>	$0,0012 \pm 0,00084$
<i>XVII</i>	$0,00082 \pm 0,00041$
<i>XVI</i>	$0,00082 \pm 0,00033$
<i>XV</i>	$0,0012 \pm 0,00024$
<i>XIV</i>	$0,0021 \pm 0,00063$
<i>XIII</i>	$0,021 \pm 0,0063$
<i>XII</i>	$0,025 \pm 0,0075$
<i>XI</i>	$0,0082 \pm 0,0025$
<i>X</i>	$0,00082 \pm 0,00057$
<i>IX</i>	$0,00082 \pm 0,00041$
<i>VIII</i>	$0,0012 \pm 0,0006$
<i>VII</i>	$0,0082 \pm 0,0057$
<i>VI</i>	$0,0021 \pm 0,0013$
<i>V</i>	$0,0021 \pm 0,0013$
<i>IV</i>	$0,0033 \pm 0,0017$
<i>III</i>	$0,041 \pm 0,012$
<i>II</i>	$0,70 \pm 0,21$

Tous les facteurs de population  $f_k$  ont désormais été déterminés. Ceux de la couche L l'ont été par l'utilisation des raies visibles sur le spectre présenté auparavant. Le plus grand écrantage des raies

$K_\beta$  permet une détermination précise des facteurs de la couche 3d. Il faut noter que les facteurs  $f_k$  des états de charge situés près de la frontière 3p/3d sont plus importants. Cet effet est logique car le temps d'émission de ceux-ci est plus long à cause de la température  $k_b T_e$  nécessaire pour les franchir.

Finalement, la **Figure 4.20** reprend la **Figure 4.16**, p. 104 en la complétant.

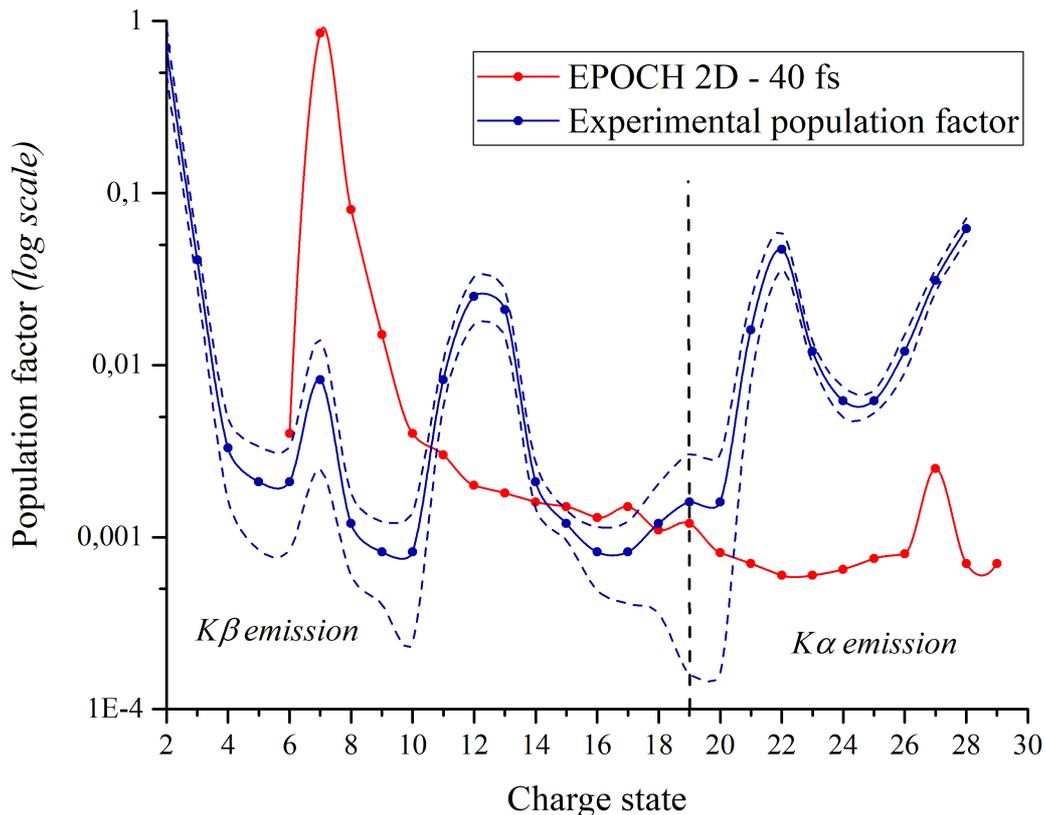


Figure 4.20 : Comparaison entre les facteurs de population déterminés par EPOCH et ceux déterminés par la corrélation de la synthèse au spectre expérimental. La zone appelée  $K_\alpha$  correspond aux facteurs de population déterminés sur la Figure 4.17 via l'émission  $K_\alpha$ .

La corrélation entre les résultats donnés par le code *PIC* et ceux donnés par l'expérience n'est pas bonne.

Les raisons données à la fin de l'étude  $K_\alpha \rightarrow \text{He}_\alpha$  expliquent ce comportement.

De plus, et comme précisé auparavant, le code ne peut pas prendre en compte l'ionisation des faibles états de charge et doit considérer une température électronique  $k_b T_e$  de 50 eV au début de la simulation. La courbe de décroissance de population est ainsi relativement similaire entre l'expérience et la théorie mais décalée de 5 états de charge. Ici aussi, un travail de fond doit être engagé pour faire mieux correspondre les conditions initiales de la simulation.

#### ***d. Perspectives***

Cette expérience sur laser *UHI*, initialement réalisée pour améliorer les connaissances sur les états de charge de couche M du Cuivre, s'est révélée bien plus riche d'enseignements que prévu. L'objectif d'approfondissement des connaissances sur les états de charge de la couche M est accompli. En effet, il a été possible de déterminer les facteurs de population de tous les états de charge de la couche 3d, ce qui n'avait pas été possible au cours du **Chapitre 3**. Pour cela, la structure  $K_\beta$  du Cuivre a été mesurée. Elle se révèle particulièrement efficace dans ce type de régimes. L'utilisation d'une caméra CCD couplée à une configuration FSSR-1D a permis de résoudre très précisément les structures tout en obtenant de précieux détails pour les signaux de très faible intensité.

La structure  $K_\beta$  pourrait être étudiée de près avec la mise en place d'une caméra CCD en configuration HiSp-1D comme décrit au **Chapitre 3**. Des détails sur l'expansion spatiale des états de charge de la couche 3d pourraient être obtenus, notamment lors d'une utilisation en chambre d'interaction *ns-kf*. Les contraintes d'implémentation sont grandes mais peuvent être surmontées par une excellente préparation.

L'existence de l'aile rouge  $K_\alpha$  est également prouvée. Bien que ces raies puissent être difficiles à utiliser du fait de leur très faible émissivité, elles permettent de valider les simulations réalisées par le *Cowan*. Par ailleurs, l'émissivité de cette aile est plus forte que prévu pour les deux structures  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ .

Le Bremsstrahlung est une cause possible par une hausse du signal. Les différences visibles dans les synthétisations de spectres pourraient également provenir du modèle  $gA_{ij}$  utilisé. Un travail sur une amélioration de ce modèle doit être réalisé dans un futur proche. Il s'agit d'un objectif important au vu de l'arrivée imminente d'installations PW.

Le résultat le plus étonnant et inattendu réside dans la très large distribution des états de charge. Le Cuivre a été initialement choisi pour que l'ionisation ne dépasse pas la couche M. Cependant, celle-ci atteint l'état Héliumoïde. Aucun code ou modèle utilisé ne peut expliquer un phénomène d'une telle ampleur. FLYCHK n'indique quasiment aucune influence des électrons chauds. *MARIA* indique un fort impact mais cependant pas suffisant pour expliquer une telle émission. L'utilisation d'un code *PIC* est une formidable façon d'étudier la présence des états de charge dans un tel plasma. Malheureusement, l'absence de nombreux processus conduit à l'obtention de résultats relativement peu fiables. Un travail en profondeur doit être réalisé pour que les codes *PIC* incluent des modèles de physique atomique de pointe. Il s'agit également d'un objectif prioritaire pour que la physique atomique en milieu PW puisse être comprise correctement dans les décennies à venir.

## **Références**

- [1] T.D. Arber et al., *Plas. Phys. and Cont. Fus.*, 57(11), 113001 (2015)
- [2] O. Klimo, Communication privée
- [3] F.B. Rosmej et al., *Plasma Atomic Physics*, Springer (2019)
- [4] F.B. Rosmej, *Handbook for Highly Charged Ion Spectroscopic Research*, Chapter 12, edited by Y. Zou and R. Hutton, CRC Press 2012
- [5] F.B. Rosmej, *J. Phys. B*, 30(1), L819 (1997)
- [6] M.V. Ammosov et al., *Sov. Phys. JETP*, 64(1), 1191 (1986)
- [7] M.J. Mead et al., *Rev. Sci. Ins.*, 75(10), 4225 (2004)
- [8] R. Löttsch, Communication privée
- [9] O. Renner, Communication privée

# Chapitre V

## *Première étude de la redistribution de fréquences et de populations par seeded XFEL dans un plasma dense*

<b>1. Les Lasers X à Électrons Libres (XFEL) : d'excellents outils pour la physique atomique</b>	<b>115</b>
a. Propriétés des XFEL	116
b. Interaction avec la matière	119
c. Un exemple d'étude : la cinétique des plasmas	121
<b>2. Contexte scientifique de l'expérience</b>	<b>122</b>
a. Levée de dégénérescence et effet Stark	122
b. Étude des redistributions et confrontation de la théorie	125
<b>3. Expérience préliminaire de mesure de l'émission X du Vanadium (<math>Z = 23</math>)</b>	<b>128</b>
a. Intérêt scientifique de l'expérience	128
b. Procédé expérimental	130
<b>4. Préparation et configuration expérimentale de l'expérience au LCLS</b>	<b>132</b>
a. Paramètres du XFEL	132
b. Paramètres du laser optique	133
c. Design de la cible	135
d. Installation des optiques	138

e.	Diagnostics spectroscopiques	141
<b>5.</b>	<b><i>Étude des raies de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium (<math>Z = 23</math>) par seeded XFEL dans un plasma dense</i></b>	<b>147</b>
a.	Étude du gradient de densité électronique $n_e$ au sein du plasma	148
b.	Étude de la redistribution de populations	152
c.	Redistribution de fréquences au sein de la raie $He_\gamma$	157
d.	Comparaison de la redistribution des raies de la série entre plasma optique et photo-pompé	160
e.	Perspectives	162
	<b><i>Références</i></b>	<b>163</b>

Ce chapitre qui représente la fin de ce travail de thèse est consacré à l'étude de la photo-absorption et de la redistribution de fréquences au sein d'un plasma chaud et dense. Les modèles de physique atomique décrivant ces phénomènes n'ont jamais été testés dans la gamme X dans un plasma chaud et dense. Ce manque de données est lié au fait que, pendant de nombreuses années, il a été impossible de réaliser de telles études car les instruments disponibles n'offraient pas les caractéristiques demandées. Aujourd'hui, les *lasers X à électrons libres* (XFEL) tel le LCLS offrent des performances de fluence et de largeur de bande qui permettent l'étude excessivement détaillée de ces phénomènes.

Des mesures récentes d'opacité stellaire du Fer montrent des différences marquées entre simulations et données réelles<sup>[1]</sup>. Une des raisons pouvant causer ces résultats est liée à l'absence de confrontation entre théorie et expérience au sein des modèles de physique atomique utilisés pour les calculs d'opacité et du transport radiatif. Cependant, d'un point de vue de physique atomique fondamentale, ces études sont absolument cruciales, indépendamment des applications dans les modèles d'opacité.

Pour lever ces doutes et affirmer que les modèles de physique atomique sont incorrects (ou corrects), une expérience a été proposée et validée sur l'installation LCLS au SLAC. Cette expérience constitue la première utilisation d'un XFEL en mode HXRSS (ou *seeded*) afin de confronter les modèles de physique atomique depuis leur mise en service il y a une dizaine d'années. En cela, les données récoltées sont totalement inédites et permettent d'avoir un tout nouveau regard sur certains processus atomiques au sein des plasmas chauds et denses. Ces études ouvrent aussi la voie à un renouveau profond de la *spectroscopie X d'émission* (XES) et devraient modifier la perception de cette technique.

Les résultats de cette expérience, en partie financée par la bourse interdisciplinaire France-Stanford, sont présentés ci-dessous.

## **1. Les Lasers X à Électrons Libres (XFEL) : d'excellents outils pour la physique atomique**

Comme décrit précédemment, les lasers X à Électrons Libres (XFEL) sont la 4<sup>e</sup> génération de lumière. Il s'agit des installations les plus modernes conçues pour accélérer des électrons et fournir de très courtes impulsions de rayons X. Les flux obtenus sont par ailleurs énormes. Le premier FEL classable dans la gamme X est l'installation FLASH au centre de recherche DESY à Hambourg, en Allemagne<sup>[2]</sup>. Il a ouvert ses portes en 2005 dans la gamme VUV-rayons X mous. Il a ensuite été suivi par Spring-8 au Japon en 2006<sup>[3]</sup>. Cependant, ces FEL ne permettent pas de générer des impulsions X de haute énergie. Le premier XFEL qui a permis d'atteindre la gamme des X durs est le LCLS situé à Menlo Park en Californie<sup>[4]</sup>. Dans cette gamme, SACLA au Japon<sup>[5]</sup> ainsi que PAL-XFEL en Corée du Sud sont également en fonctionnement<sup>[6]</sup>.

En 2018, deux nouveaux XFEL sont en phase de tests en Allemagne (EU-XFEL) et en Suisse (SwissFEL). Il est très important de noter que le LCLS est dédoublé pour délivrer des faisceaux de plus haute énergie à un taux de répétition de 1 MHz. Le LCLS II-HE ouvrira ses portes aux utilisateurs en 2020<sup>[7]</sup>.

### a. Propriétés des XFEL

La propriété principale d'un XFEL est sa capacité à inclure un nombre gigantesque de photons dans chaque impulsion, environ  $10^{12}$  en quelques  $fs$ . Cette énorme luminosité ainsi que les hauts taux de répétition des XFEL jusqu'à plusieurs centaines de Hz permettent de réaliser des expériences où de très nombreuses répétitions de tirs sont nécessaires. C'est particulièrement le cas lorsque des processus physiques à l'échelle de la  $fs$  sont étudiés. Dans la majorité des applications, le XFEL est utilisé pour sonder la matière. Les structures cristallines peuvent, par exemple, être parfaitement résolues grâce à des impulsions XFEL<sup>[8]</sup>. Dans la physique des hautes énergies en milieu dense, les impulsions XFEL permettent de décrire l'évolution de ces mêmes structures lors d'un changement d'état, du solide au liquide, par exemple. Cette physique totalement hors équilibre de la *matière tiède et dense* (WDM) profite particulièrement de ces installations<sup>[9-11]</sup>. La physique des chocs a également fait de très grands progrès via l'utilisation des XFEL. Après la création d'un choc par laser optique, le faisceau X est envoyé pour sonder la compression et connaître précisément les phénomènes se passant à de très fortes pressions, de l'ordre de celles des intérieurs planétaires<sup>[12]</sup>.

Dans le cas des études présentées dans cette thèse, le XFEL est utilisé à la fois comme une sonde et comme une pompe. Avant d'entrer en détail dans les processus de physique atomique qui sont intéressants pour des applications reliées à l'étude des plasmas, il est important de comprendre le fonctionnement d'une telle machine et ce qui permet l'obtention d'une si grande luminosité.

#### i. Self-Amplified Spontaneous Emission (SASE)

Un XFEL a la particularité d'émettre un rayonnement X de courte durée, de très grande luminosité et de largeur de bande très faible. Pour obtenir ces rayons X, des électrons sont accélérés dans un accélérateur linéaire (LINAC). Une fois accélérés à des énergies pouvant dépasser le GeV, ces électrons sont envoyés dans un onduleur. Ce dernier peut être grossièrement décrit comme un aimant. Cet aimant, ou plutôt cette succession d'aimants, émet un champ magnétique qui confine la trajectoire des électrons dans le plan horizontal<sup>[13]</sup>.

Sous l'effet de la *force de Lorentz* créée par le champ magnétique, les électrons émettent un *rayonnement synchrotron* dans la direction longitudinale de propagation du paquet. Pour déterminer l'énergie du photon  $E_{ph}$  émis, l'équation suivante peut être utilisée :

$$E_{ph} \approx 0,1305 \frac{l_0}{E^2} (1 + 4,35 \cdot 10^{-3} B^2 l_0^2) \quad (5.1)$$

Où  $l_0$  est la période spatiale du champ magnétique en mm,  $E$  l'énergie cinétique de l'électron en GeV et  $B$  le champ magnétique en T.

Lorsque le paquet d'électrons se propage au sein de l'onduleur, les électrons en aval du paquet sont alors soumis au champ magnétique  $B$  et à l'irradiation X des électrons situés en amont. Ainsi, un échange d'énergie se produit selon l'équation suivante, dites du pendule dans le cas classique :

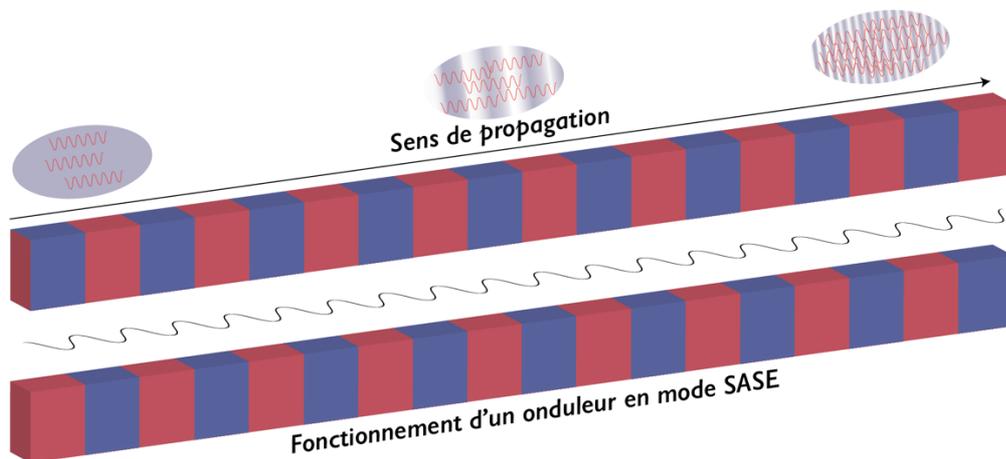
$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\Omega^2 \sin \xi \quad (5.2)$$

Où  $\xi$  est la phase de l'électron et  $\Omega$  un paramètre fonction des caractéristiques du faisceau d'électrons et du champ.

Ainsi, une accélération et une décélération du faisceau d'électrons ont lieu entraînant une modulation de densité des électrons du paquet. Cet effet est généré par la *force pondéromotrice* provenant de l'interférence entre champ oscillant et *rayonnement synchrotron*. Ce phénomène amène à la formation de micro paquets. Finalement, les électrons se retrouvent groupés dans des sections transversales à la direction de propagation. Ainsi, la cohérence spatiale de l'émission est assurée et l'émission est amplifiée car en phase.

Enfin, au bout de l'onduleur, tous les électrons sont regroupés par micro paquets. Plus aucun électron ne peut rejoindre ces paquets et le rayonnement en phase est accentué. Il s'agit du phénomène de saturation<sup>[14]</sup>.

La **Figure 5.1** présente un schéma récapitulant toutes ces étapes :



*Figure 5.1 : Principe de fonctionnement du mode SASE d'un XFEL.*

La totalité de ce cheminement amène à la génération du rayonnement X du XFEL appelé SASE pour *self-amplified spontaneous emission*. Celui-ci a une largeur de bande égale à environ 0,3% de

l'énergie des rayons X. Par exemple, si les photons émis ont une énergie centrale de 5 keV, la largeur à mi-hauteur de l'émission sera égale à environ 15 eV.

Bien que cette largeur d'émission soit déjà très petite, le mode SASE ne peut pas être utilisé pour sonder certains phénomènes dans certaines applications demandant d'être excessivement précis.

## ii. Hard X-Ray Self-Seeding (HXRSS)

Pour les applications de cette thèse, l'usage du mode SASE est impossible. En effet, pour étudier les phénomènes de redistribution de fréquences au sein d'une raie, une largeur de bande maximale de 2 eV est permise. Pour arriver à de telles performances, les scientifiques des installations XFEL comme le LCLS ont mis au point un mode consistant à réaliser une opération appelée, *hard x-ray self seeding* (HXRSS)<sup>[15]</sup>.

Comme décrit ci-dessus, lors de l'arrivée des électrons dans l'onduleur, ceux-ci commencent à émettre des photons dont la longueur d'onde dépend du champ magnétique des aimants. Ces photons ont une largeur de bande correspondant à celle du SASE. Afin de réduire la largeur par un facteur 10, les électrons sont détournés de l'onduleur par une chicane à environ la moitié de la longueur de l'onduleur. Cette dernière les dirige sur le côté afin de les séparer des photons. Ceux-ci sont envoyés à travers un cristal monochromateur qui permet de couper toute la largeur non voulue. Ainsi, l'impulsion de rayons X devient bien plus fine. A la suite de ce procédé, les électrons sont renvoyés dans l'onduleur dans lequel le phénomène de *micro-bunching* va avoir lieu via la seule influence des photons sélectionnés. Finalement, l'amplification ne génère que des photons d'une très faible largeur de bande d'environ 2 eV. La **Figure 5.2** illustre les précédentes phrases.



Figure 5.2 : Principe de fonctionnement du mode HXRSS d'un XFEL

Évidemment, ce procédé n'est pas sans conséquence. L'énergie moyenne du XFEL est divisée par environ un facteur 10. Cependant, bien que l'énergie soit plus importante, elle est concentrée dans un pic bien plus fin. En conséquence, le pic d'une impulsion HXRSS est plus intense que celui d'une impulsion SASE. La **Figure 5.3** montre une mesure tirée de l'article d'Amann qui illustre cette différence entre énergie moyenne et intensité du pic<sup>[15]</sup>.

En plus de cette fine largeur de bande, un autre avantage peut être vu à l'utilisation du mode HXRSS. Lors d'une expérience de physique atomique comme celle décrite dans ce chapitre, le pic d'intensité doit absolument être de la même longueur d'onde à chaque tir. En mode SASE, ce pic peut être légèrement décalé. Ce qui n'est jamais le cas en mode HXRSS.

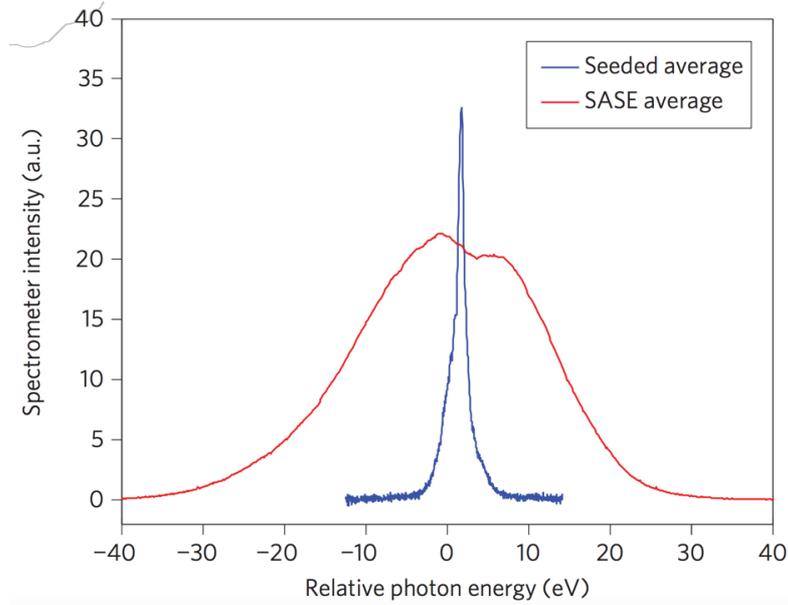


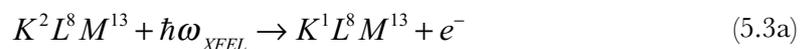
Figure 5.3 : Spectre X moyenné du LCLS en mode SASE (rouge) et HXRSS (bleu) tiré à  $E = 8,3$  keV. Tiré de l'article d'Amann [Nature Photonics, 6, 693-698 (2012)]

## b. Interaction avec la matière

Les rayons X d'une impulsion XFEL possèdent exactement les mêmes caractéristiques physiques qu'une impulsion générée par un laser optique. En effet, les cohérences spatiale, temporelle et la monochromie sont partagées. Seule la longueur d'onde (ou la fréquence) est différente. Au cours du **Chapitre 3** ont été présentés quelques relations fondamentales de l'interaction laser-matière. La densité critique  $n_c$  décrite par l'**Équation 3.1, p. 38** peut être calculée pour un laser X. En considérant une impulsion de photons à 6 keV,  $n_c \approx 10^{28} \text{ cm}^{-3}$ . Cette densité 10 000 fois supérieure à celle du solide est inatteignable. C'est un premier point de grand intérêt pour les XFEL. Les processus d'absorption résonante et par Bremsstrahlung inverse sont totalement négligeables car la *fréquence plasma électronique*  $\omega_p$  n'est jamais proche de la fréquence laser  $\omega_L$ . Une impulsion XFEL interagit alors en très grande priorité avec les électrons liés. Le phénomène majoritaire pour des photons d'énergie inférieures à 10 keV est la *photo-ionisation*<sup>[16]</sup>. Ce processus peut être facilement rapproché à un autre déjà étudié tout au long de cette thèse, l'*ionisation collisionnelle*.

### i. Photo-ionisation

Un électron suprathermique peut ioniser la matière prioritairement en couche interne. Le principe est exactement le même pour des photons s'ils ont une énergie supérieure au seuil K de l'atome considéré. Les équations suivantes décrivent le processus avec un atome de Vanadium ( $Z = 23$ ) et donnent la section efficace d'interaction  $\sigma_i$ <sup>[16]</sup>:



$$\sigma_i \propto \frac{E_i^{5/2}}{\omega^3} \quad (5.3b)$$

Où  $E_i$  est le seuil d'ionisation de l'électron considéré en eV et  $\omega$  la fréquence du XFEL en eV.

En conséquence de ce trou formé par les photons du XFEL, une émission spontanée (ou une auto-ionisation) doit avoir lieu. L'atome considéré dans ce chapitre est le Vanadium. En conséquence, l'émission spontanée reste le processus majoritaire<sup>[16]</sup>.

Il est à noter que l'interaction peut également avoir lieu avec un électron de la couche L.

Comme dans les chapitres précédents, les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  vont être générées. Lorsque la cible est solide, le XFEL entraîne principalement la génération de raies froides. Dans le cas de l'application présentée dans cette thèse, la photo-ionisation et les processus froids sont utilisés comme diagnostic secondaire mais ne constituent pas le diagnostic principal.

En considérant qu'une ionisation est possible, un phénomène similaire l'est également, la *photo-excitation*.

## ii. Photo-excitation

Dans le cadre de l'expérience décrite ci-dessous et de l'étude de la physique atomique des plasmas, la photo-excitation par XFEL se révèle particulièrement intéressante. Dans ce cas, l'électron est simplement envoyé sur une couche électronique supérieure par le XFEL. Ce dernier se désexcite par la suite en réémettant une raie. Cependant, de nombreux processus sont possibles pour un retour à son état initial. C'est particulièrement le cas dans un plasma chaud et dense où de nombreuses collisions ont lieu. L'étude des redistributions de populations suite à une photo-excitation fait partie des résultats de ce chapitre. Le processus est décrit ci-dessous et considère une désexcitation par raie de résonance. Des cascades de désexcitation peuvent également se produire ainsi que de multiples phénomènes minoritaires qui ne sont pas décrits ici. Pour expliquer ce processus de photo-excitation, un atome Héliumoïde est considéré.

$$1s^2 + \hbar\omega_{XFEL} \rightarrow 1s^1nl \quad (5.4a)$$

$$1s^1nl \rightarrow 1s^2 + \hbar\omega \quad (5.4b)$$

Pour que ce phénomène puisse avoir lieu, l'énergie de l'impulsion XFEL doit être très proche de celle de la transition électronique. Plus l'énergie est proche de la transition, plus la section efficace  $\sigma_{ij}$  est importante. Cependant, cette dernière décroît rapidement car pour que la photo-excitation puisse impacter fortement les populations atomiques, son taux doit être supérieur à celui de

l'émission spontanée. L'équation suivante donne la proportionnalité de la section efficace  $\sigma_{ij}$  de ce phénomène.

$$\sigma_{ij} \propto n_i B_{ij} \varphi_{ij}(\omega) \quad (5.5)$$

Où  $n_i$  est la population du niveau  $i$ ,  $B_{ij}$  le coefficient d'absorption d'Einstein du niveau  $i$  vers le niveau  $j$  et  $\varphi_{ij}(\omega)$  le profil d'absorption de la raie.

L'étude présentée ci-dessous montre un cas particulier de la photo-excitation appelé *photo-pompage résonant*.

### iii. Photo-pompage résonant

Lorsque l'énergie du XFEL et sa largeur à mi-hauteur coïncident exactement avec celle d'une transition atomique, la très grande fluence du XFEL engendre l'excitation d'un nombre particulièrement élevé d'atomes. En effet, irradier ceux-ci avec une énergie correspondant exactement à celle d'une transition entraîne une excitation quasi systématique de l'atome. Cet effet conduisant à une dépopulation de l'état initial s'apparente au processus d'inversion de population d'une cavité laser. Il s'agit d'un pompage. Plus spécifiquement, le phénomène s'appelle dans ce cas, *photo-pompage résonant*.

Ce photo-pompage permet d'augmenter très fortement l'émissivité d'une raie. Ainsi, ce phénomène a un très grand intérêt dans les études de physique atomique. Outre la possibilité de dévoiler des raies très délicates à voir, l'intérêt de ce processus dans un plasma est énorme.

### c. Un exemple d'étude : la cinétique des plasmas

En revenant, aux 2 chapitres précédents, l'étude des états de charge des plasmas chauds et denses est cruciale pour déterminer leurs paramètres. Et comme mentionné au **Chapitre 3**, l'étude de ces états est également un traceur de la cinétique du plasma.

Dans le cas d'un plasma de longue durée de vie, de l'ordre de la nanoseconde, l'irradier avec un XFEL d'une durée de l'ordre de la dizaine de femtosecondes permet de le "photographier" à un instant donné. Dans cette analogie, le XFEL est le flash qui illumine une pièce sombre à un instant  $t$ . En choisissant la longueur d'onde du XFEL à la même énergie que la raie de résonance d'un état de charge, il est possible d'exciter spécifiquement ce dernier. L'étape suivante est de scanner temporellement le plasma en modifiant le retard du XFEL pour résoudre la cinétique. La **Figure 5.4** illustre ces propos.

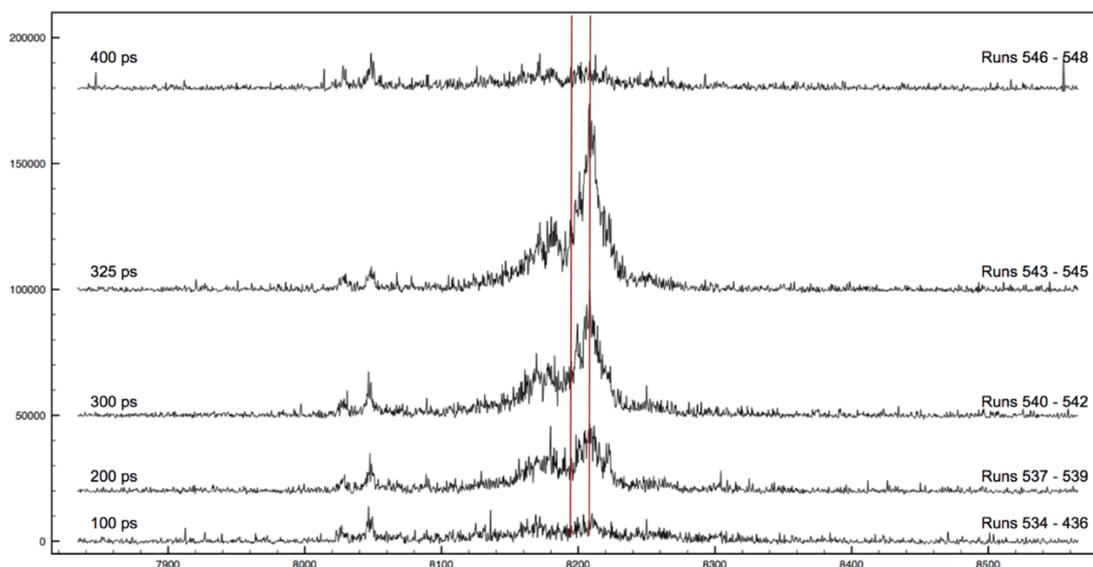


Figure 5.4 : État de charge Carbonoïde du Cuivre photo-pompé par XFEL à différents retards.

Sur cette figure, chacun peut remarquer que l'intensité de la structure associée à l'état de charge présenté (Cuivre Carbonoïde) est fortement différente en fonction du retard appliqué au XFEL. Grâce à cette technique de photo-pompage résonant, il est possible de déterminer que cet état de charge existe dans le plasma pendant environ 200 ps avec un pic à 325 ps après sa génération. Ces études de cinétique ultra détaillée via XFEL n'en sont qu'à leurs balbutiements. Les prochaines années seront très riches d'enseignements sur ce sujet.

## 2. Contexte scientifique de l'expérience

### a. Levée de dégénérescence et effet Stark

Afin de comprendre la seconde application du *photo-pompage résonant* et qui est celle qui nous intéresse dans ce chapitre, il est important de présenter un phénomène de physique atomique. Au sein d'un plasma chaud et dense, les micro champs électriques intenses entraînent un élargissement de raies causé par *l'effet Stark*<sup>[17]</sup>.

Ce phénomène est clé en physique atomique des plasmas chauds et denses car dépend de la densité  $n_e$  du plasma. Ainsi, plus celle-ci est grande, plus l'effet sera marqué et aura de conséquences sur les raies atomiques générées.

Le phénomène est découvert en 1913 par Stark et indépendamment la même année par Lo Surdo<sup>[18]</sup>. Stark obtient le prix Nobel de physique en 1919 pour sa découverte.

Un niveau atomique ne subissant aucune perturbation extérieure possède nombre de ses états quantiques à la même énergie. En fonction de ce nombre, un *degré de dégénérescence* peut être déterminé. Par exemple, dans le cas d'un atome d'hydrogène, la dégénérescence d'un niveau atomique ne dépend que du nombre quantique principal  $n$  et est égale à  $n^2$  (*Équation 5.6a*). Ce nombre est porté à  $2n^2$  lorsque le spin est pris en compte (*Équation 5.6b*).

$$\sum_{l=0}^{l-1} (2l+1) = n^2 \quad (5.6a)$$

$$\sum_{l=0}^{l-1} (2l+1)(2s+1) = \sum_{l=0}^{l-1} 2(2l+1) = 2n^2 \quad (5.6b)$$

Cela signifie que pour  $n = 4$ , il y a 16 états quantiques de même énergie et 32 en prenant le spin en compte. La première dégénérescence qui peut être levée est liée au nombre quantique azimutal  $l$ . La **Figure 5.5** explique comment se décompose la levée de dégénérescence de niveau  $n = 4$ . Les états quantiques sont présentés dans la forme  $(n, l, m_l)$ .

L'équation de Schrödinger décrit les fonctions d'onde des électrons au sein des atomes. Les trois nombres  $n$ ,  $l$  et  $m_l$  font partie de la solution de l'équation. Le nombre quantique principal  $n$  décrit la couche principale d'appartenance de l'électron. Les deux autres nombres sont liés aux harmoniques sphériques de degré  $l$  et d'ordre  $m_l$ . Lorsqu'un champ électrique est présent autour d'un atome, comme c'est le cas avec les micro-champs d'un plasma chaud et dense, une levée de dégénérescence s'effectue entre les niveaux  $l$  et  $m_l$ . Cette levée entraîne une séparation des états quantiques. En conséquence, les raies atomiques générées par une même sous-couche s'écartent. Cela entraîne un élargissement de la structure. C'est *l'effet Stark* souvent appelé *élargissement Stark* dans le cadre des plasmas. L'écartement et le décalage des niveaux sont liés à la valeur du champ électrique.

La **Figure 5.6** présente des simulations de la série de Rydberg Heliumoïde du Vanadium en fonction de la densité  $n_e$  du plasma, réalisées avec les codes *PPP* et *MARIA*<sup>[19,20]</sup>

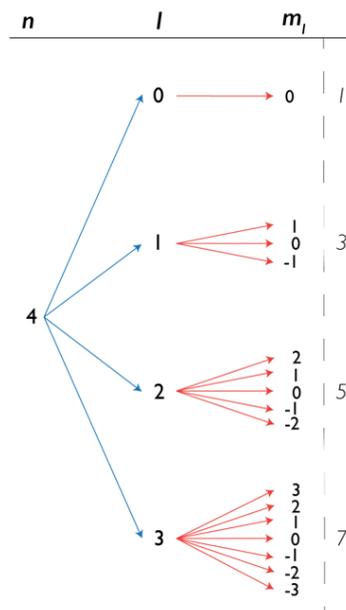


Figure 5.5 : Levée de dégénérescence du niveau  $n = 4$  en  $ml$ . L'effet Stark agit sur la levée de dégénérescence de ces niveaux.

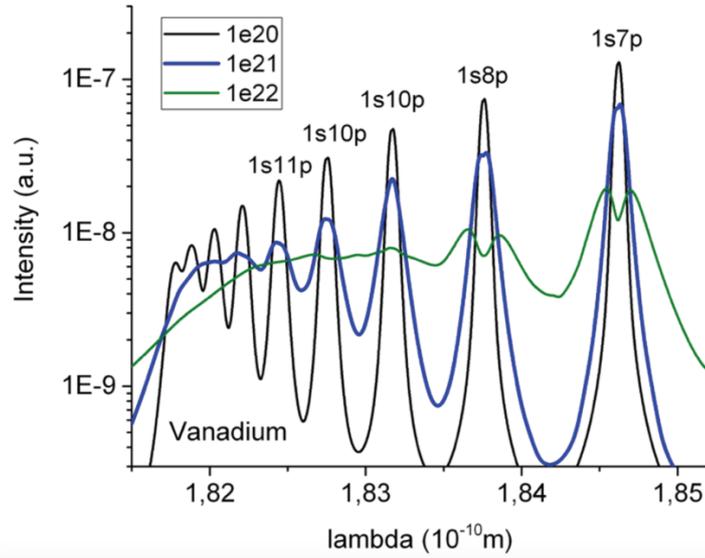


Figure 5.6 : Profil Stark de la série de Rydberg Hélioïde du Vanadium pour différentes densités électroniques  $n_e$ .

Comme visible, plus la densité électronique est élevée, plus l'élargissement des raies est important. Au point que pour une densité  $n_e$  égale à  $10^{22}$   $\text{cm}^{-3}$ , il devient quasiment impossible de discerner les raies qui, de plus, se dédoublent.

L'effet est de plus en plus marqué pour des nombres quantiques principaux élevés. Cela est dû à deux phénomènes :

- Les niveaux atomiques se resserrent à l'approche du continuum. Les raies sont ainsi plus proches et deviennent plus dures à distinguer.
- La seconde raison est directement liée à la nature de l'effet Stark. Pour des niveaux non-dégénérés, comme pour les états  $1snl$  considérés ici, l'effet Stark quadratique domine. Plus l'écart entre 2 états quantiques est faible, plus la séparation est grande. L'équation suivante décrit ces propos en donnant l'équation de la perturbation en énergie  $\Delta E_{\gamma J M}$  d'un niveau  $\gamma J M$  par rapport à tous les autres  $\gamma' J' M'$  :

$$\Delta E_{\gamma J M} = 4F^2 \sum_{\gamma' J' M'} \begin{pmatrix} J & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \frac{\langle \gamma J \| P \| \gamma' J' \rangle^2}{E_{\gamma J} - E_{\gamma' J'}} \quad (5.7)$$

Où  $F$  est le champ électrique,  $M$  le moment magnétique,  $J$  le moment angulaire,  $P$  le moment dipolaire,  $\gamma J$  et  $\gamma' J'$  deux états quantiques et  $E_{\gamma J}$  et  $E_{\gamma' J'}$  les énergies associées.  $\langle \gamma J \| P \| \gamma' J' \rangle$  est l'élément de matrice réduit de la théorie des perturbations.

Chacun peut voir que la perturbation est inversement proportionnelle à la différence d'énergie entre deux niveaux.

L'élargissement Stark est un élément clé dans la mesure de la densité  $n_e$  des plasmas chauds et denses. L'utilisation d'un XFEL pour réaliser le photo-pompage résonant des raies subissant l'élargissement est alors un excellent moyen pour déterminer  $n_e$  avec précision et pour poursuivre l'évolution de celle-ci.

Mais l'élargissement n'est pas le seul intérêt du photo-pompage par HXRSS d'un plasma chaud et dense. Malgré l'avantage certain d'un XFEL, l'élargissement Stark peut être étudié par d'autres techniques<sup>[21,22]</sup>. En effet, et bien que reliés à l'effet Stark, les deux phénomènes les moins étudiés, car excessivement délicats à résoudre et quasi uniquement accessibles par photo-pompage, sont la redistribution de fréquences et la redistribution de populations. Il s'agit de l'objet d'étude de ce paragraphe.

### ***b. Étude des redistributions et confrontation de la théorie***

L'étude réalisée dans ce chapitre, bien qu'étant de physique atomique pure, trouve son origine dans un contexte scientifique plus global. Avant d'entrer dans les détails de l'expérience et les résultats, il est capital de présenter l'intérêt majeur de telles études.

#### **i. Contexte scientifique**

*Ce paragraphe est inspiré par la proposition d'expérience écrite pour l'obtention du temps de faisceau XFEL<sup>[23]</sup>.*

Dès le début des recherches en astrophysique, il a été compris que le transport radiatif au sein des étoiles contrôle l'équilibre d'énergie et leur profil de température<sup>[24]</sup>. De même, l'opacité, qui décrit la transparence d'un plasma en fonction de l'énergie des photons, est un paramètre clé pour comprendre l'évolution stellaire.

En 2015, dans une publication parue dans la revue *Nature*, des mesures d'un ordre de grandeur supérieur aux simulations ont été réalisées dans des plasmas chauds et denses de Fer<sup>[1]</sup>. Cet élément est un bon indicateur du comportement de la zone de convection radiative du Soleil. Les mesures et comparaisons de simulation montrent des différences allant jusqu'à un facteur 4. Les opacités de Rosseland diffèrent jusqu'à 75%.

Les données spectroscopiques de haute résolution indiquent ces différences principales :

- Le continuum observé est plus grand que prévu.
- Les émissions liées-liées sont moins intenses et plus larges dans l'expérience.
- Les fenêtres spectrales représentant l'espace entre les raies sont plus émettrices que dans les simulations.

La **Figure 5.7** est une mesure comparée à différentes simulations présentée au sein de l'article de Bailey<sup>[1]</sup> et illustre les trois différences principales.

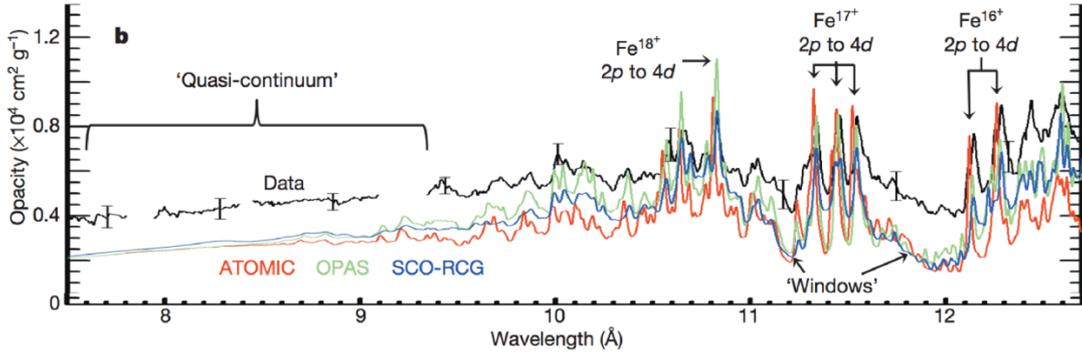


Figure 5.7 : Mesure d'opacité du Fer en milieu proche du Soleil (noir) comparée à 3 modèles différents. Extrait de Bailey et al., *Nature* **517**, 56 (2015) [1]

L'ensemble de ces grandes différences doit faire interroger sur la compréhension générale de l'interaction des photons avec les atomes dans les plasmas chauds et denses.

Pour comprendre l'influence de la physique atomique sur l'opacité, l'équation du transport radiatif est nécessaire :

$$\frac{\partial I_\omega}{\partial \tau_\omega} = -I_\omega + S_\omega \quad (5.8)$$

Où  $I_\omega$  est la distribution spectrale,  $S_\omega$  la fonction source locale et  $\tau_\omega$  l'opacité.

Elle représente le transport des photons dans le plasma. Ainsi, dans la théorie du transport radiatif, l'opacité  $\tau_\omega$  est liée avec la distribution spectrale  $I_\omega$  via la fonction source locale  $S_\omega$  qui représente le rapport entre le coefficient d'émission local  $\varepsilon_\omega$  et le coefficient d'absorption  $\kappa_\omega$ .

Ce coefficient est la somme de différentes opacités : liées-liées, liées-libres et libres-libres.

$$\kappa_\omega = \kappa_\omega^{LL} + \kappa_\omega^{LI} + \kappa_\omega^{II} \quad (5.9)$$

Ainsi, l'opacité du continuum est reliée à celle des différentes transitions par la combinaison des *Équations 5.8 et 5.9*.

## ii. Photo-pompage résonant et redistribution de fréquences

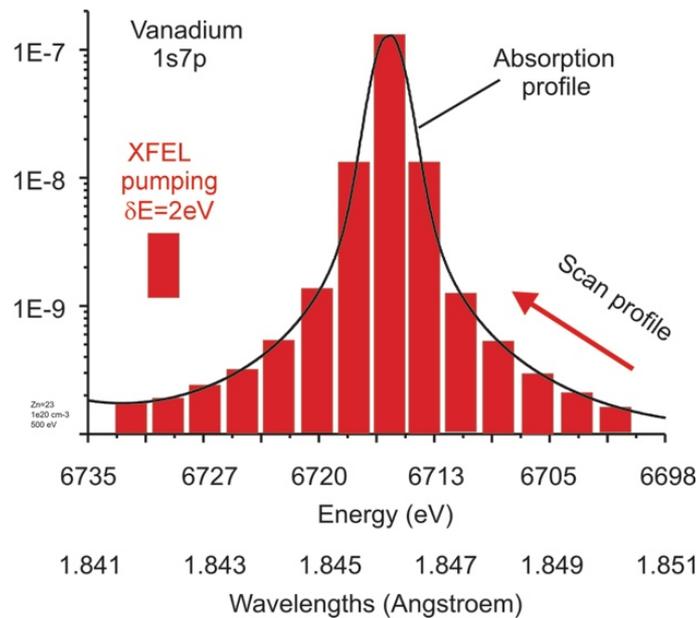
L'étude des éléments clés de physique atomique en lien avec l'opacité est la meilleure option pour isoler une composante précise de ces modèles, la fonction de redistribution de fréquences  $R(\omega, \omega')$ . Cette fonction, issue de la théorie de la *matrice densité* et particulièrement sensible aux micro-champs électriques du plasma, est directement liée aux profils de raies d'émission et d'absorption, donc à l'opacité via son impact dans le calcul du coefficient d'absorption  $\kappa_\omega$ [25]. Bien que cette thèse n'entre pas dans le détail des calculs de matrice densité,

le lecteur est invité à lire les références d'Anufrienko<sup>[26]</sup>, de Demura<sup>[27]</sup> et de Bulyshev<sup>[28]</sup> qui décrivent la totalité de ces calculs théoriques.

L'étude expérimentale de ces modèles a ainsi un très grand intérêt pour la vérification de tous les modèles de physique atomique fondamentale dans les plasmas, au-delà des recherches sur l'opacité.

Pour réaliser cette étude, un XFEL peut être utilisé pour interagir avec un plasma. Les raies de la série de Rydberg Hélioïde sont de parfaites candidates pour ces études. Ces dernières sont très sensibles à l'élargissement Stark, comme montré sur la **Figure 5.7, p. 124**. De plus, la frontière entre le continuum et l'émission liée-liée est critique pour la bonne compréhension des phénomènes.

En utilisant le mode HXRSS, il est possible de photo-pomper les raies de la série de Rydberg autour de leur énergie de résonance. Par exemple, si une raie a une largeur à mi-hauteur de 10 eV, le XFEL HXRSS permettra de sonder précisément autour de la raie dans une gamme de 20 eV par pas de 2 eV comme montré sur la **Figure 5.8**.



*Figure 5.8 : Profil d'une raie en noir comparé à la largeur de pompe d'un XFEL en mode seeded.*

Ainsi, pour réaliser cette expérience, l'installation LCLS a été sollicitée. Ce XFEL possède toutes les qualités requises pour de telles études. Les temps de faisceaux sur XFEL sont très courts et très éprouvants. Ils sont constitués d'au maximum 5 journées de 12h à la suite, parfois de jour et parfois de nuit. L'obtention des temps de faisceaux étant particulièrement compétitive ( $\approx 10\%$  de taux d'acceptation par session expérimentale de 6 mois), l'erreur n'est pas permise et un manque de préparation peut s'avérer fatal. Un problème de conception dans la géométrie de l'expérience qui pourrait se rattraper lors d'une longue expérience met ici un terme à celle-ci.

Afin de commencer les études avec l'utilisation d'un laser optique et d'obtenir un excellent outil de comparaison dans l'étude réalisée au LCLS, une expérience a été effectuée sur l'installation

PALS de Prague, déjà présentée au début du **Chapitre 3**. Ces données se révèlent précieuses pour la compréhension globale des phénomènes en jeu.

### **3. Expérience préliminaire de mesure de l'émission X du Vanadium ( $Z = 23$ )**

#### *a. Intérêt scientifique de l'expérience*

Bien que faisant partie d'un contexte global avec une expérience au LCLS comme point d'orgue, cette dernière n'aurait pu être un succès sans l'apport scientifique important de l'expérience réalisée au PALS en amont.

#### **i. Une CCD comme outil de comparaison**

Premièrement, d'un point de vue technique et détaché de l'expérience au LCLS, une caméra CCD du même modèle que celle utilisée dans le **Chapitre 4** en version 2048\*2048 pixels a été implémentée dans la chambre expérimentale du PALS. Cela peut paraître contradictoire avec les propos tenus aux **Chapitres 2 et 3** dans lesquels il est mentionné que l'utilisation de caméras CCD en chambre  $k\bar{j}$  est risquée et peu adaptée du fait du temps de refroidissement du laser. Cependant, pour des applications très spécifiques comme celle-ci, le capteur CCD reste le meilleur outil. En effet, la possibilité de voir de nombreux détails dans les structures de basse intensité était très importante pour cette application. Comme mentionné et prouvé, le contraste offert par une caméra CCD est bien plus important que celui offert par un film. L'utilisation d'une caméra a aussi permis d'obtenir des données comparables à celles du LCLS. Ainsi, les 2 expériences sont complémentaires. Cela n'aurait pas été possible avec l'utilisation de films ou en tout cas dans une moindre mesure.

La mise en place d'une telle caméra CCD dans une chambre  $k\bar{j}$  est aussi un défi technique. Les problèmes sont similaires à ceux rencontrés en chambre *UHI* à cause de la grande énergie de l'impulsion. La technique de blindage basée sur l'utilisation d'une cage de Faraday du **Chapitre 4** a été réutilisée ici.

#### **ii. Étude de l'état de charge Héliumoïde du Vanadium ( $Z = 23$ )**

L'étude de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium ( $Z = 23$ ) a été décidée après avoir effectué des simulations sur le code *Cowan*. Pourtant, le Vanadium n'est pas un élément présent en grande quantité dans les étoiles, il s'agit d'un métal rare (à ne pas confondre avec les terres rares). Son application se trouve principalement dans la constitution d'alliages.

Afin de se rapprocher le plus possible de l'étude menée sur l'opacité, le Fer ( $Z=26$ ) aurait été préférable. Cependant, l'obtention de résultats concrets est bien plus difficile avec cet élément. Pour réaliser une étude de redistribution de fréquences, les raies étudiées doivent être seules et toutes dans le même schéma d'excitation électronique. Il est par exemple impossible d'étudier les

redistributions de fréquences via les raies de la *couche M froide*. En revanche, plus l'état de charge est important moins la superposition de raies est présente car l'écrantage est plus important.

L'étude doit se réaliser sur un élément de  $Z$  intermédiaire avec sa couche de valence en  $3d/4s$  afin de faire en sorte que les effets de densité visibles sur la série de Rydberg le soient dans une gamme spectrale relativement restreinte et à des densités facilement atteignables comme la **Figure 5.6, p. 124**, le montre. Le Vanadium correspond ainsi parfaitement à ce critère.

En conséquence, la température électronique  $k_b T_e$  obtenue doit être suffisamment élevée pour que l'état de charge choisi soit fortement présent dans le plasma. Le seul facilement accessible pour un élément intermédiaire et ne demandant pas des températures  $k_b T_e$  très élevées est l'état Héliumoïde. La série de Rydberg de cet état de charge est ainsi la plus appropriée pour les raisons mentionnées au paragraphe précédent.

Une fois la série sélectionnée, il reste à choisir l'élément. Le Titane ( $Z = 22$ ) est l'élément pour lequel les conditions voulues sont les plus faciles à atteindre. La **Figure 5.9** présente la distribution d'état de charge pour un plasma chauffé à 700 eV pour différents éléments. Cette température  $k_b T_e$  est environ celle que peut atteindre un plasma chauffé par le laser optique disponible à la salle expérimentale *Matter in Extreme Condition* (MEC) du LCLS.

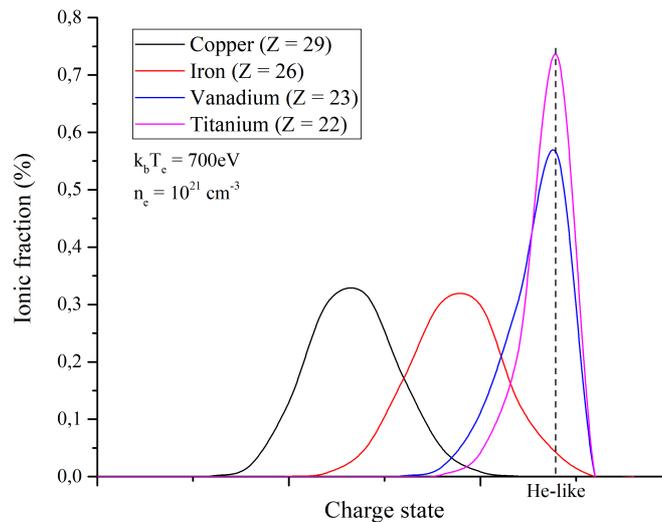


Figure 5.9 : Distribution d'état de charge pour différents métaux de transition pour un plasma de température  $k_b T_e = 700 \text{ eV}$  et de densité  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . La simulation est effectuée avec FLYCHK.

Comme visible sur la **Figure 5.9**, le Cuivre chauffé à cette température ne donnerait aucun ion Héliumoïde. Les proportions sont de 4 % pour le Fer, 56 % pour le Vanadium et 75 % pour le Titane. Ce dernier est ainsi physiquement le meilleur élément pour réaliser l'étude.

Cependant, d'un point de vue spectroscopique, le Titane n'est pas le plus approprié. Le choix s'est alors porté vers le Vanadium, bien plus apte à nous offrir de très grandes résolutions spectrales. La fraction d'ion Héliumoïde est amplement suffisante pour atteindre nos objectifs.

Un autre phénomène à prendre en compte et demandant une grande fraction est lié au fait que plus  $n$  est grand, moins la raie est émettrice. Bien que ce problème ne le soit pas lors d'un photo-

pompage XFEL, il est critique dans le cadre de simples excitations collisionnelles. Ainsi, bien que l'étude soit possible avec l'utilisation du Fer grâce à ces 4 % lorsque le plasma est photo-pompé, il aurait été impossible d'obtenir le moindre spectre rapidement avec un simple laser optique. Or, ceux-ci sont absolument indispensables dans une étude de redistribution de fréquences.

### b. Procédé expérimental

Pour cette expérience, un FSSR équipé avec un cristal de Quartz q(220) et  $2d = 2.4564 \text{ \AA}$  a été mis en place dans la chambre d'expérience. La configuration géométrique implique un grandissement égal à 0,32. En considérant la taille d'un pixel pour cette caméra (13,5  $\mu\text{m}$ ), la résolution spatiale atteint alors environ 40  $\mu\text{m}$ . Cette valeur est suffisante pour décrire précisément l'expansion de la plume plasma. La résolution spectrale peut être estimée à environ  $E/\Delta E \approx 3000$ <sup>[29]</sup>. Les contraintes géométriques de cette expérience via l'utilisation d'une cage de Faraday pour protéger la CCD ont impliqué l'usage de ce cristal et de cette géométrie. La **Figure 5.10** montre un schéma de la configuration expérimentale.

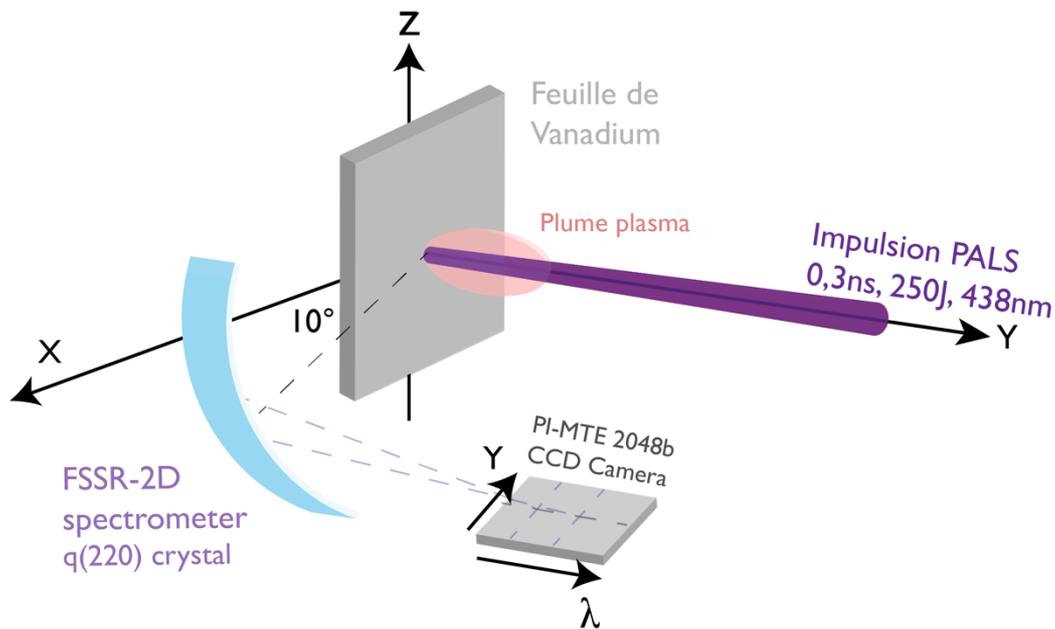


Figure 5.10 : Schéma expérimental simplifié de l'expérience au PALS.

Comme visible sur le schéma, le PALS est ici utilisé en mode  $3\omega$  contrairement à l'étude du **Chapitre 3**. Dans ce mode, l'énergie est environ divisée par 3. Cependant, la plus petite longueur d'onde du laser permet d'augmenter la densité critique  $n_c$  du plasma d'après l'**Équation 3.1, p. 38**. En conséquence, l'étude du profil de raies sera plus aisément réalisable car la génération de raies de l'état de charge Héliumoïde est maximisé.

En raison des contraintes géométriques dans la chambre expérimentale, le spectromètre a été placé le plus près possible le long de l'axe X (tangential à la cible) pour résoudre la plume plasma le long de son axe de propagation. L'angle final est de  $(9,6 \pm 0,4)^\circ$ .

Le Vanadium utilisé était d'épaisseur  $e = 3 \mu\text{m}$ .

Un spectre obtenu lors de l'expérience est présenté ci-après (**Figure 5.11**).

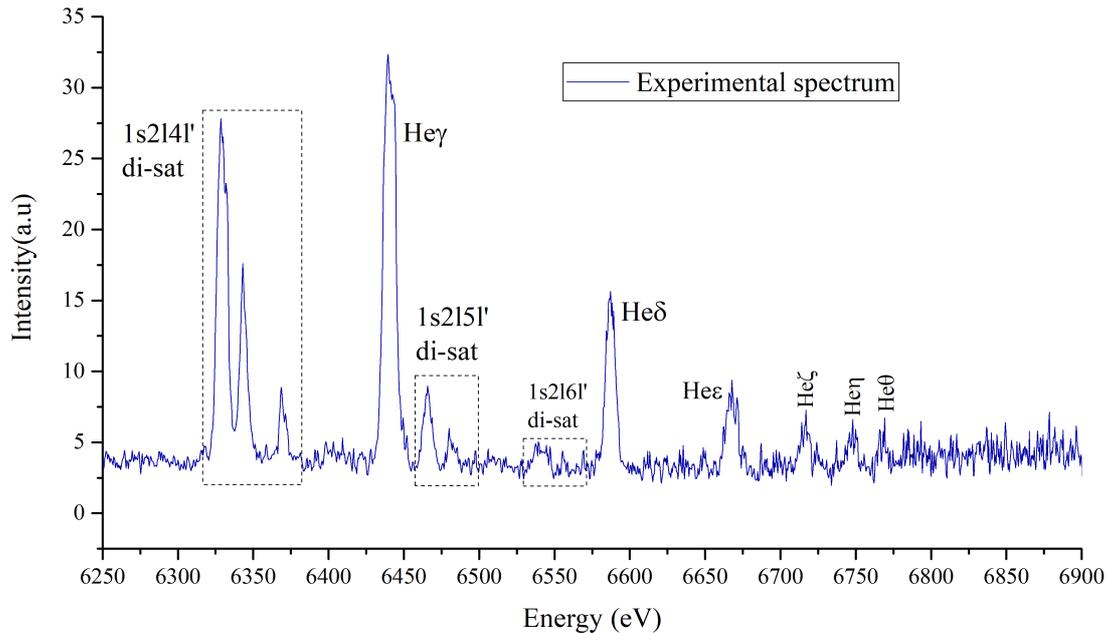


Figure 5.11 : Spectre intégré spatialement ( $\delta x \approx 35 \mu\text{m}$ ) de l'émission de la série de Rydberg Hélioïde du Vanadium obtenu dans un plasma chaud et dense généré par le PALS.

L'analyse détaillée de ce type de spectres est réalisée lors des études au LCLS dans les paragraphes suivants. Ce spectre permet de cerner quelques caractéristiques très importantes en vue de l'expérience au LCLS. L'utilisation d'un laser  $k\bar{j}$ -ns ne permet pas d'ioniser le Vanadium jusqu'à l'état Hydrogéoïde. L'absence de l'émission de la raie  $\text{Ly}_\gamma$  à l'énergie 6 795 eV le prouve. Cela signifie que le laser utilisé au LCLS ne le peut pas non plus car il est d'énergie nettement inférieure. Il s'agit d'un avantage, car la présence de raies Hydrogéoïdes aurait pu "polluer" certaines raies Hélioïdes, notamment la raie  $\text{Ly}_\beta$  qui se situe à exactement la même longueur d'onde que la raie  $\text{He}_\gamma$ . Les satellites diélectroniques émettent fortement mais ne gênent en rien l'étude des raies de résonance. L'émission est visible jusqu'à  $n = 9$ . Cependant, en déduire une estimation de densité  $n_e$  serait faux. La raie  $\text{He}_\theta$  émet juste au-dessus du bruit moyen. Il est possible que la raie  $\text{He}_i$  ( $n = 10$ ) soit existante mais non visible ici. **L'Annexe 5.1, p.176** donne les énergies de chaque raie de résonance de la série de Rydberg Hélioïde du Vanadium.

Ce spectre est un bon outil de comparaison pour étudier ceux obtenus au LCLS. Par ailleurs, la réalisation de cette expérience a permis de valider que l'émission Hélioïde du Vanadium était aisée à résoudre avec l'utilisation de tels moyens spectroscopiques.

Par ailleurs, et bien que ce travail ne soit pas décrit dans cette thèse, la forte émission des satellites diélectroniques des spectres de cette expérience permet des études de pointe, notamment sur l'analyse du processus de capture diélectronique en condition  $k\beta$ -ns. Le Vanadium pourrait se révéler être un élément très utile pour ces études.

Avec cette expérience, il a été possible d'améliorer la compréhension globale de la manière dont l'expérience au LCLS devait être menée.

## 4. Préparation et configuration expérimentale de l'expérience au LCLS

Le prochain paragraphe décrit la totalité de la configuration expérimentale mise en place pour les 5 jours d'expérience. Ce type d'étude demandant une rigueur particulièrement élevée, les détails donnés ci-après sauront être utiles à tout lecteur souhaitant réaliser de telles expériences. Ainsi, tous les problèmes rencontrés sont explicitement détaillés. Au moment de réaliser l'expérience, aucun chercheur ne s'était servi du LCLS en mode HXRSS pour photo-pomper une série de Rydberg et étudier la redistribution de fréquences dans la gamme X. En conséquence, le retour est précieux pour tous les collaborateurs ayant travaillé sur l'expérience, mais également pour l'installation LCLS pour laquelle ces temps de faisceaux demandent l'utilisation la plus poussée possible d'un XFEL.

En effet, l'utilisation de cet instrument afin de scanner par pas de 2 eV les raies d'une série sur un intervalle d'environ 700 eV est un exercice d'une très grande complexité, et demandant une maîtrise parfaite du LCLS avec des changements rapides d'énergie de pompage.

Afin de réaliser cette expérience, il était nécessaire d'avoir un laser optique suffisamment intense pour générer un plasma chaud et dense de Vanadium dans l'état Héliumoïde. La salle expérimentale MEC du LCLS située en bout de ligne X possède un tel instrument. C'est donc là-bas que l'expérience a eu lieu.

### a. Paramètres du XFEL

Comme déjà précisé ci-dessus, le LCLS a été utilisé en mode HXRSS. Afin de s'assurer que le signal était présent et que tout se déroulait comme prévu, les premières heures de l'expérience ont été réalisées en mode SASE. En effet, la faible énergie du mode HXRSS autant que sa faible largeur de bande n'est pas idéale pour débiter. En cas de souci, il serait difficile de déterminer si l'erreur vient des spectromètres, du XFEL ou du timing avec le laser optique.

En mode SASE, le LCLS a une énergie moyenne par impulsion d'environ 3 mJ avec une largeur de bande égale à environ 0,3 % de l'énergie des photons. Dans cette application à environ 6 keV, la largeur est de 20 eV.

En mode HXRSS, le LCLS a une énergie moyenne de 0,3 mJ. Cependant, l'intensité des pics est plus grande du fait de la faible largeur à mi-hauteur environ égale à 2 eV, comme montré sur la **Figure 5.3, p. 120**. De même, bien que l'intensité moyenne soit 10 fois plus faible, des impulsions à des énergies supérieures au mJ ne sont pas si rares. Ainsi, l'intensité du signal est amplement suffisante pour les études de redistribution de fréquences.

La focalisation du LCLS n'est pas impactée par le mode choisi. Ce paramètre dépend de l'énergie des photons et des lentilles de focalisation utilisées. Contrairement aux lasers optiques de puissance limitée, la focalisation n'est pas réalisée avec des lentilles en verre mais en métal. Pour focaliser des rayons X de plusieurs keV, des lentilles de Béryllium sont utilisées. Dans le cadre de cette expérience et de manière exceptionnelle, ces lentilles ont été placées dans la chambre expérimentale du MEC. Le contrôle était ainsi plus aisé.

Pour cette application, entre 6,3 et 7 keV le diamètre de la tache de focalisation a évolué entre 2 et 7  $\mu\text{m}$ .

Comme cela est indiqué ci-après, le XFEL est tiré perpendiculairement à la plume plasma. Il la traverse parallèlement à la cible. Dans ce cadre, il est intéressant de calculer la *longueur de Rayleigh*  $z_R$  du LCLS pour déterminer sur quelle longueur la fluence est la plus élevée.

$$z_r = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda_{XFEL}} \approx 6\text{cm} \quad (5.10)$$

Où  $\omega_0$  est le rayon de focalisation de l'impulsion, considéré égal à 2  $\mu\text{m}$  dans cet exemple.  $\lambda_{XFEL}$  est la longueur d'onde du XFEL, 1,9 Å dans cet exemple à 6,5 keV.

La *longueur de Rayleigh*, très grande, et plus de deux ordres de grandeur supérieurs à la largeur d'une plume plasma, assure que le XFEL est parfaitement focalisé sur toute largeur du plasma. Aucun effet de défocalisation ne peut se produire.

Un scan est réalisé entre 6,3 et 7 keV. Cependant, toutes les énergies ne sont pas testées par pas de 2 eV. Le XFEL est tiré par de si petits pas seulement autour des raies d'intérêt.

### ***b. Paramètres du laser optique***

Pour générer l'état Héliumoïde du Vanadium et nous placer dans un contexte de plasma chaud et dense, le laser optique du MEC a été utilisé. Il fournit une impulsion d'énergie environ égale à 1,2 J pour une durée de 175 ps et une tache de focalisation de diamètre environ égal à 50  $\mu\text{m}$ . La longueur d'onde du laser est égale à 800 nm.

La **Figure 5.12** présente une simulation hydrodynamique 2D réalisée sur le code PALE<sup>[30,31]</sup> montrant les grandeurs caractéristiques d'un tel plasma selon sa température  $k_b T_e$  et sa densité  $n_e$ .

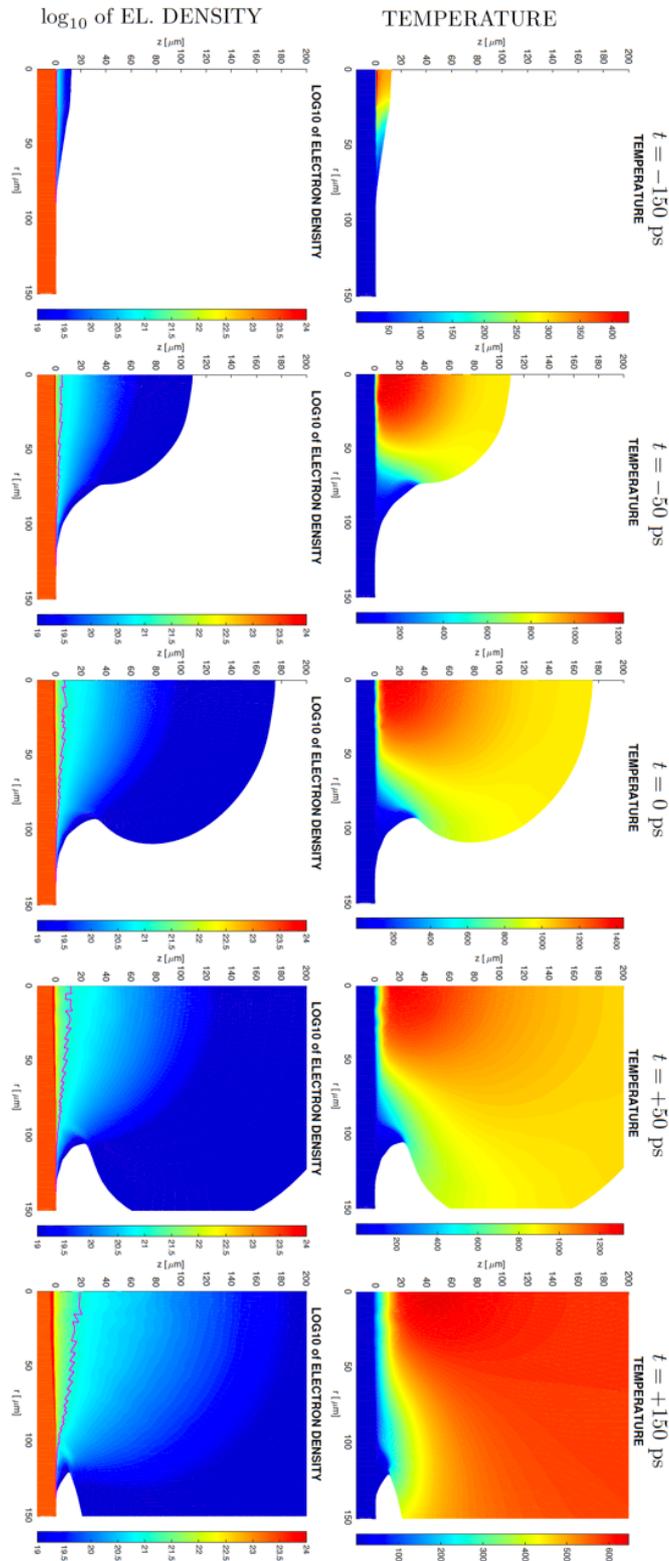


Figure 5.12 : Simulations hydro-2D d'une plume plasma produite par laser ps de paramètres similaires à celui du MEC. L'échelle de température est différente pour chaque temps.

Les températures  $k_b T_e$  atteintes sont supérieures au keV sur la simulation. L'expérience révèle que celle-ci est plutôt égale à 700 eV. Cette dernière est amplement suffisante pour atteindre l'état de charge Heliumoïde du Vanadium et étudier la série de Rydberg comme le montre la **Figure 5.9, p. 130**. La densité électronique  $n_e$  près de la cible évolue autour de  $10^{21-22}$  cm<sup>-3</sup>. Comme le montre la **Figure 5.6, p. 125**, ces gradients de densité permettent de résoudre la variation brusque de l'élargissement des raies due à l'effet Stark. Afin de les mesurer plus facilement, le XFEL a donc tout intérêt à être tiré transversalement à la plume (ou parallèlement à la cible).

Vis-à-vis de la fréquence de répétition du laser, celui du MEC peut tirer à 5 Hz. Le LCLS est alors aligné sur ce dernier malgré sa cadence de tir maximale de 120 Hz.

En résumé, pour conduire l'expérience de manière correcte, l'alignement entre le XFEL et le laser optique par rapport à la cible doit toujours être parfait. La précision demandée est environ égale à une dizaine de microns. Pour être capable de toujours garder les deux lasers alignés, une vérification de positionnement par diagnostic d'imagerie est nécessaire. Pour cela, une caméra regarde la cible et permet aux utilisateurs de vérifier, via une diode alignée sur le laser optique, que ce dernier arrive là où le XFEL frappe. Mais, l'alignement perpendiculaire du XFEL à la plume demande également un design de cible particulier.

### *c. Design de la cible*

Le XFEL est tiré transverse par rapport à la plume plasma, donc parallèle par rapport à la cible. Ce dernier est ainsi rasant avec celle-ci. Lorsque les tirs sont effectués à 5 Hz, la cible bouge grâce à l'utilisation de moteurs. Ceux-ci permettent de réaliser plusieurs dizaines de tirs à la suite dans le cadre de cette expérience. Cela correspond à une colonne le long de la cible.

Le problème posé par le XFEL tiré parallèlement réside dans la planéité de la cible et dans la manière dont celle-ci est tenue en place dans la chambre. Afin d'éviter tout problème il convient de minimiser la surface avec laquelle le XFEL est susceptible d'interagir. Il faut que ce dernier ne touche que la plume ou l'impact sans traverser la cible solide auparavant.

Pour cela, la géométrie cylindrique avec le XFEL tangent à la cible permet d'éviter ce problème. La **Figure 5.13** présente un schéma de la cible.

Comme visible, le cylindre de diamètre 2,54 cm (1 pouce) utilisé comporte une feuille d'épaisseur  $e = 25$   $\mu$ m de Vanadium. D'un point de vue mécanique, le cylindre est composé d'aluminium où est collée la cible. Cela permet de réutiliser les cylindres après chaque salve de tirs. Comme indiqué sur le schéma, environ 60 tirs peuvent être réalisés par colonne. L'homogénéité de la cible étant moins bonne au niveau des bords supérieurs et inférieurs, les tirs sont réalisés dans la partie centrale du cylindre, comme montré sur la **Figure 5.13**. Environ 80 colonnes sont disponibles par cible permettant d'atteindre un nombre théorique de tirs par cylindre de 4 800.

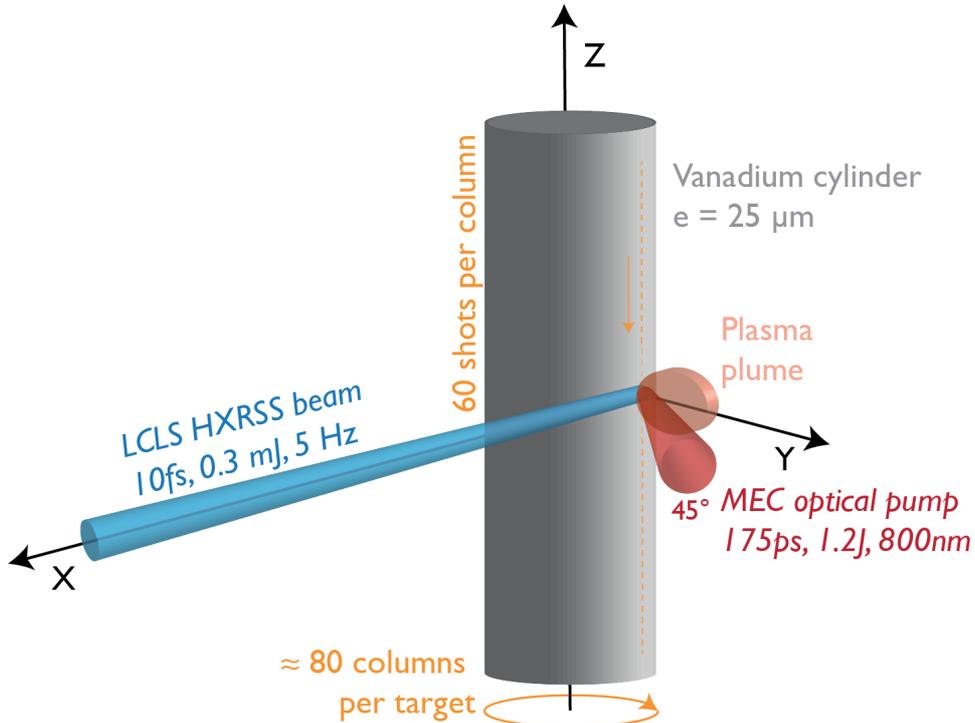


Figure 5.13 : Schéma explicatif sur le design de la cible cylindrique.

La cible est placée sur 4 axes.  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  et  $\theta$ .  $X$  et  $Y$  permettent tous les 2 d'ajuster la position du XFEL et du laser optique l'un par rapport à l'autre.  $Z$  règle la hauteur, donc le positionnement des tirs. Finalement  $\theta$  permet de modifier la colonne en faisant tourner le cylindre.

Un défaut peut être trouvé à ce design. Il s'agit de 2 axes qui se règlent manuellement. Ils correspondent à la verticalité de la cible. Ce réglage est nécessaire pour chaque cylindre car ce dernier est posé sur une base magnétique comprenant donc du jeu. La **Figure 5.14** montre un des axes concernés. Le second est le même tourné d'un angle de  $90^\circ$ .

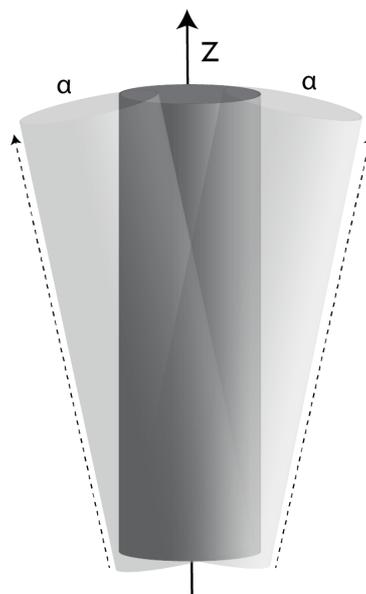


Figure 5.14 : Réglage de la verticalité du cylindre.

L'angle  $\alpha$  correspond à la non-verticalité du cylindre par rapport à la table optique de la chambre expérimentale. Le schéma est évidemment amplifié pour montrer le phénomène. Le souci causé par cette non-verticalité est le décalage progressif du laser et du XFEL par rapport à la cible. Ainsi, si le début d'une colonne est aligné, il n'en est pas forcément de même pour la fin. Afin de s'assurer du bon fonctionnement, chaque colonne était vérifiée de bas en haut avant de lancer la séquence de tir. De même, pour s'assurer de la bonne tenue de la stabilité, un diagnostic spectroscopique était mis en place. Sa description est réalisée dans le paragraphe dédié et les résultats présentés.

Ce problème, bien que n'ayant aucune influence sur les phénomènes mesurés ou les résultats finaux, doit être repensé pour de futures expériences. La perte de temps et parfois de tirs, engendrée par le réaligement, est gênante. Cependant, aucune solution géométriquement simple ne peut répondre à cette demande. Des études mécaniques poussées sont nécessaires pour résoudre ce problème.

Trois autres éléments reliés à la géométrie sont présentés sur la **Figure 5.13**.

- Comme déjà précisé, le LCLS est tiré en mode HXRSS tangent à la cible.
- Le laser optique est, lui, utilisé en suivant un angle de  $45^\circ$  pour éviter une réflexion et un retour d'une partie de l'impulsion dans la chaîne laser. Cependant, ce procédé n'a pas toujours fonctionné durant l'expérience. En effet, plusieurs fois, des dégâts ont été occasionnés par une réflexion arrière. Les raisons d'une telle réflexion ne sont pas comprises. Bien que la cible soit cylindrique, elle peut être considérée comme plane localement au vu de la petite taille de la tache laser en comparaison du rayon du cylindre (quelques centimètres). Des tests doivent être effectués en vue de futures expériences.
- La plume est, quant à elle, générée selon l'angle normal à la cible,  $90^\circ$ .

En résumé, la géométrie cylindrique est l'une des plus adaptées à ce type d'expériences. Elle a globalement bien fonctionné ici. Mais, malgré cette réussite, des détails restent à régler pour améliorer l'alignement très précis et éviter la réflexion du laser dans la chaîne.

Une option pourrait provenir de l'utilisation d'une bande selon le même principe qu'une pellicule dans un projecteur de cinéma. Cette bande se déroulerait durant les tirs. La cible serait alors totalement plate et légèrement pivotée de quelques degrés. Cela permettrait de garder une incidence du XFEL quasi tangentielle sans risquer de percer la feuille avant la zone d'impact laser. Par ailleurs, un tel design permettrait de tirer plus que 60 tirs avant de devoir vérifier l'alignement à cause d'un changement de colonne. Des centaines voire des milliers de tirs consécutifs seraient alors accessibles. Cela permettrait de gagner un temps précieux et d'obtenir des signaux de qualité encore meilleure.

Maintenant que la cible est présentée et que la géométrie générale est expliquée, il est capital de cerner le défi d'implémentation des optiques de transport et d'imagerie dans la chambre.

### d. Installation des optiques

Dans le cadre d'un laser  $k\bar{j}$  avec 1 seul faisceau à considérer, la place prise dans la chambre d'expérience par les optiques de l'installation est limitée. Ici, la gestion de plusieurs faisceaux et de plusieurs dispositifs d'imagerie demande de l'espace. La chambre d'interaction du MEC fait 2 mètres de large. Il s'agit d'une grande enceinte. Malgré cela, la quasi-totalité de la place est utilisée par les optiques. La photo suivante (**Figure 5.15**) montre la totalité des optiques impliquées dans l'expérience décrite ici. Celle-ci permet de comprendre immédiatement les contraintes géométriques engagées.

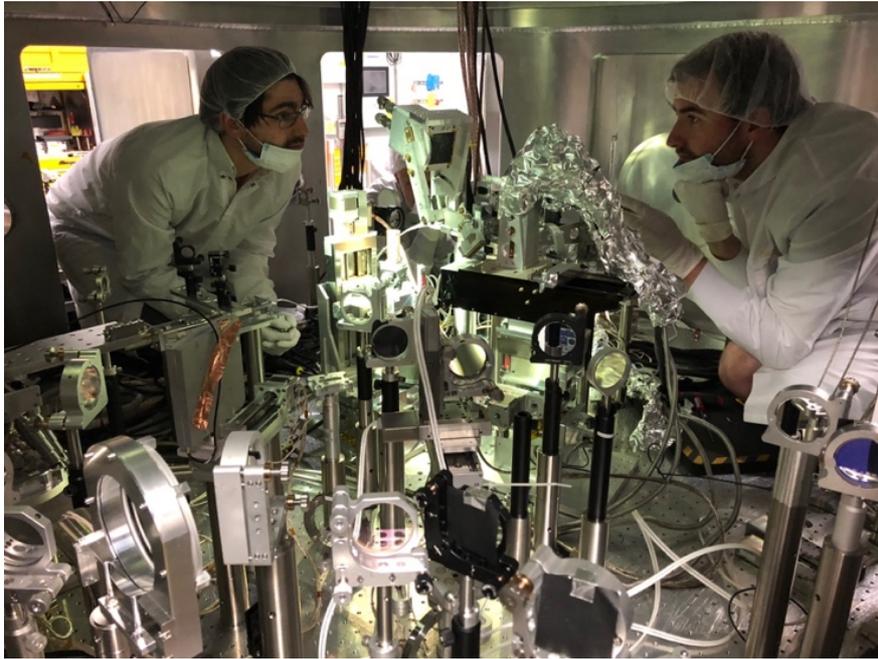


Figure 5.15 : Intérieur de la chambre d'interaction du MEC au SLAC. (Crédit photo : D. Khaghani)

Sans compter les optiques seules, les moteurs et les câbles représentent également de grandes contraintes. Aussi, les montures des optiques prennent une grande place. De même, le refroidissement des caméras CCD représente aussi des problématiques supplémentaires. La **Figure 5.16** présente le schéma d'implémentation des optiques dans la chambre.

Les sous-paragraphe suivants présentent chaque composante de ces lignes optiques.

#### i. Lentilles de Béryllium (Be lenses)

Comme décrit précédemment, les lentilles de Béryllium permettent de focaliser le faisceau XFEL. Comme indiqué sur la **Figure 5.16**, elles sont placées à l'entrée de la chambre expérimentale. Leur positionnement rend impossible l'implémentation d'un spectromètre le long de cet axe. Cependant, cette géométrie étant parfois nécessaire, jouer sur la verticalité du spectromètre peut permettre d'éviter l'axe du XFEL et de rester tangentiel. Dans ce cas, les contraintes sont extrêmes, d'autant plus qu'une caméra permettant de vérifier l'alignement de la

cible est sur le même axe, et regarde le centre-chambre selon un angle d'environ 20°. L'alignement d'un tel spectromètre doit être précis au millimètre (sur une longueur totale d'environ 40 cm.

Afin d'imager le XFEL à son arrivée en chambre et d'être sûr qu'il est parfaitement aligné et de forme correcte, une caméra est placée en bout de ligne et réalise ces mesures. Il s'agit de la caméra *NEO* présente à droite de la **Figure 5.16**.

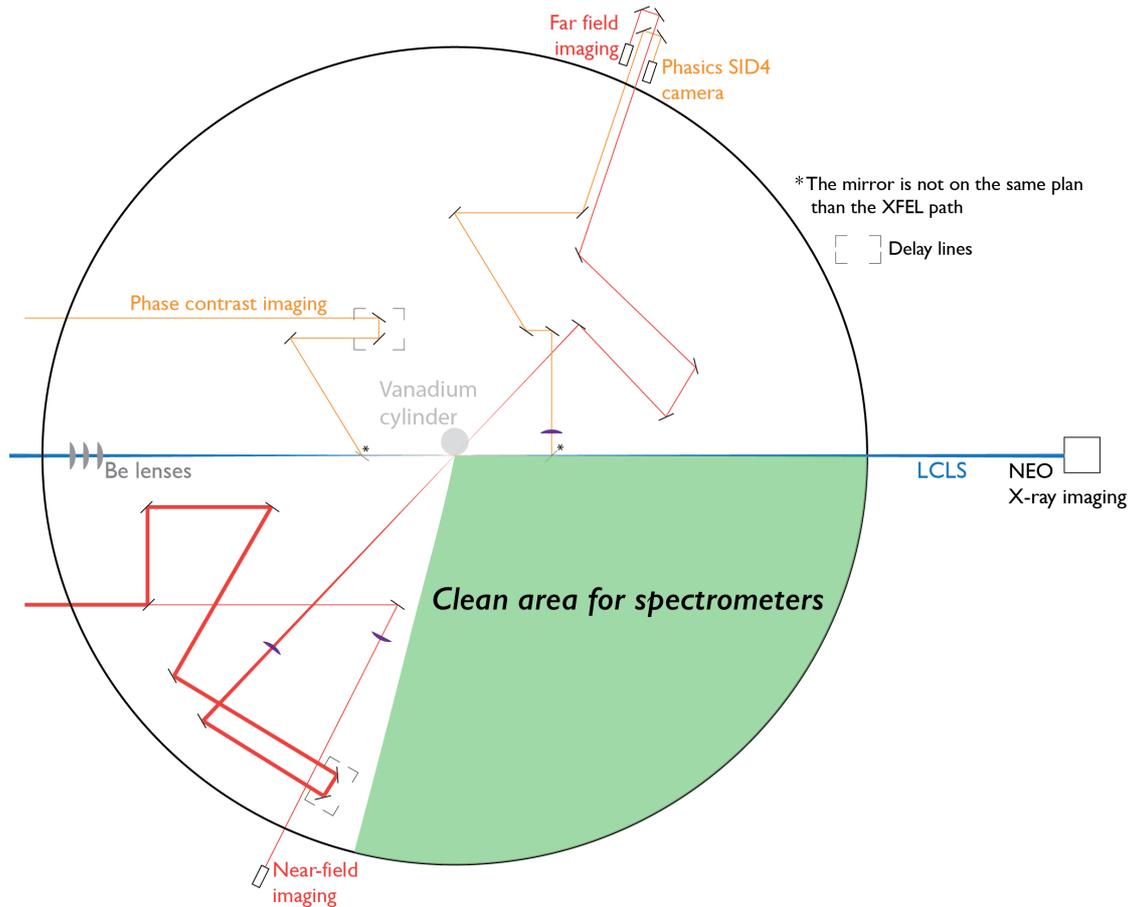


Figure 5.16 : Schéma d'implémentation des optiques en chambre expérimentale.

## ii. Optiques de transport du laser

Au MEC, le laser optique pénètre en chambre expérimentale parallèle au XFEL mais décalé sur le côté gauche. L'axe laser ne le dirige pas immédiatement là où est située la cible. Il est donc nécessaire de le transporter pour l'aligner selon la géométrie décidée lors de la préparation de l'expérience. Ces optiques occupent environ un quart de l'espace. Le laser est focalisé par une lentille juste avant l'arrivée sur cible. Une ligne à retard est installée afin de pouvoir gérer le retard entre XFEL et laser optique.

A son entrée en chambre expérimentale, une très faible partie du laser est récupérée. Ce faisceau permet d'imager le laser tel qu'il est en sortie de son installation. Cela afin d'assurer que le faisceau a une forme correcte à son entrée. Il s'agit d'une imagerie champ proche.

Pour s'assurer que le faisceau arrive selon la bonne forme sur la cible, il est possible d'imager le champ lointain par un jeu de miroirs et une caméra situés derrière la cible. Évidemment, cela n'est possible que lorsque le cylindre est en position basse sans bloquer le passage du faisceau.

### iii. Imagerie en contraste de phase

Un système d'imagerie permettant de déterminer la densité électronique du plasma est également implémenté durant ces expériences. Les résultats ne sont pas montrés dans cette thèse car n'ont pas été traités au moment de l'écriture. Cependant, la **Figure 3.1 p. 37** provient de ce diagnostic. Le laser de sonde pénétrant dans le plasma rencontre un milieu d'indice différent que celui du vide. En conséquence, la phase de l'onde est modifiée en fonction de la densité  $n_e$ . Ainsi, il est possible de visualiser l'expansion de la plume plasma et d'obtenir sa densité électronique. D'un point de vue géométrique, le faisceau laser est dans un plan différent de celui du XFEL, comme indiqué sur le schéma. Les deux faisceaux ne se croisent qu'au niveau de la cible. Le miroir de gauche est sous le XFEL tandis que celui de droite passe au-dessus. Le système *SID4* de *Phasics* permet une analyse des résultats.

### iv. Contraintes géométriques posées

En conséquence de toutes ces optiques, de nombreuses contraintes géométriques sont présentes. Le schéma ci-dessus ne montre pas le positionnement des spectromètres. Seule la zone en vert est suffisamment dégagée pour les placer. Cette zone peut paraître relativement grande. Cependant, 1 des spectromètres doit être placé très près de la cible et le second doit absolument être selon l'axe Y de la **Figure 5.13, p. 136** pour que la résolution spatiale soit orientée le long de l'axe du XFEL. Il faut noter que 2 autres spectromètres ont été utilisés durant cette expérience. Mais les résultats obtenus ne rentrent pas dans le cadre de cette thèse et ne sont pas présentés. A titre informatif et pour montrer la complexité de l'expérience dans son ensemble, leur emplacement est indiqué sur la **Figure 5.17**.

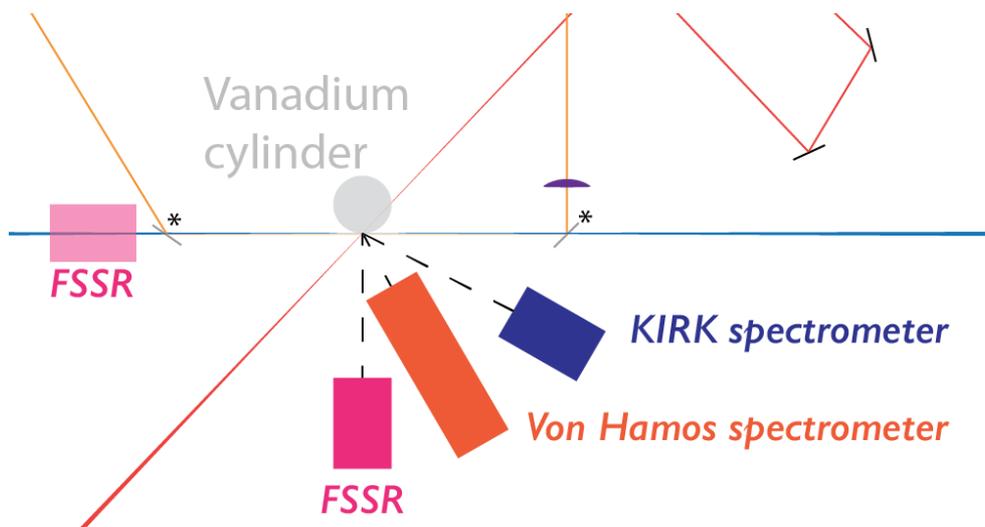


Figure 5.17 : Schéma simplifié montrant l'implémentation des spectromètres par rapport à la cible.

Comme le schéma le présente, 3 spectromètres sont placés très près les uns des autres et de la cible. Ces derniers bouchent tous les angles de vue et rendent impossible l'utilisation de l'arrière de la zone verte pour placer d'autres diagnostics.

Le 4<sup>e</sup> spectromètre, un FSSR, est placé en dehors de la zone verte, au-dessus du faisceau XFEL. Cette implémentation est excessivement problématique pour les raisons évoquées plus tôt.

Par ailleurs, la chambre mesure 2 m de diamètre et est remplie de miroirs ne devant évidemment pas être touchés. En conséquence, il est également difficile de placer tous les spectromètres d'un point de vue physique (tenue d'objets à bout de bras, etc.). Les utilisateurs peuvent entrer dans la chambre mais cela devient complexe avec les optiques. Cela doit être pris en compte lors du design expérimental.

Le prochain paragraphe présente les 2 spectromètres utilisés pour l'acquisition de ces résultats. Il faut noter que le spectromètre *KIRK* est d'un design simple utilisant un cristal plan. Le lecteur peut se référer à cette publication pour plus de détail<sup>[32]</sup>.

### *e. Diagnostics spectroscopiques*

La **Figure 5.18** ci-après présente un schéma de la configuration expérimentale dans le point de vue de la **Figure 5.13, p. 136**.

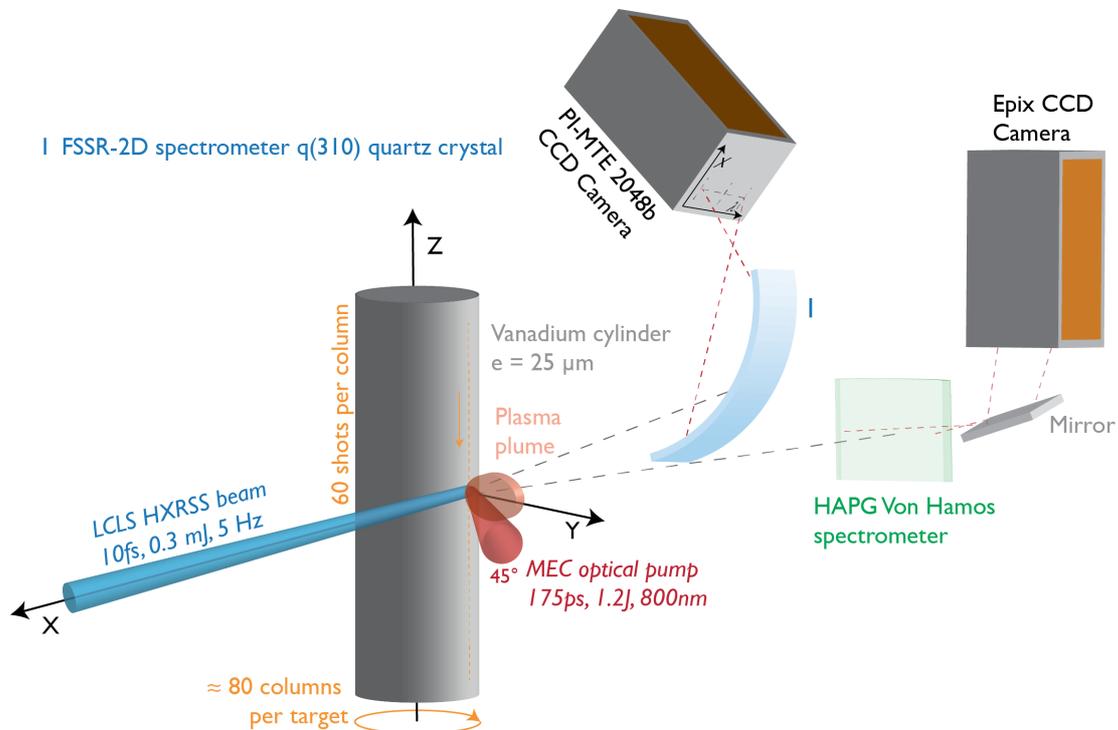


Figure 5.18 : Schéma simplifié de l'emplacement et de l'angle de vue des spectromètres. Les distances et longueurs ne sont pas à l'échelle.

### i. Le FSSR comme outil de mesure de la série de Rydberg

Au cours des chapitres précédents, le FSSR s'est déjà révélé être un spectromètre très pratique pour une utilisation au plus près de l'interaction et obtenir des résultats très satisfaisants. Le diagnostic principal de cette expérience, à savoir celui qui mesure les spectres de la série de Rydberg du Vanadium, est pour ces raisons un FSSR.

La combinaison FSSR-CCD a été reprise ici pour plusieurs raisons. L'intensité du laser optique du MEC est faible. L'énergie délivrée d'environ 1 J en 175 ps n'entraîne pas la génération d'impulsions électromagnétiques importantes ni d'un grand nombre de particules chaudes. En conséquence, aucun blindage n'est nécessaire. Les contraintes géométriques sont alors fortement amoindries. Afin de s'assurer que les caméras ne soient pas soumises à un quelconque rayonnement, des feuilles d'Aluminium sont toutefois placées autour d'elles. Il aurait de toute façon été impossible d'implémenter le blindage Faraday présenté auparavant au vu des contraintes explicitées dans les paragraphes précédents.

La seconde raison est également d'ordre géométrique. Le FSSR est petit et permet de le placer dans des zones restreintes.

Dans le cadre de cette expérience, le FSSR était motorisé sur deux axes afin d'ajuster au mieux la focalisation du spectre sur le détecteur. En effet, bien que les configurations calculées soient bonnes, chaque cristal est différent et un ajustement peut parfois être nécessaire pour assurer une focalisation correcte.

Comme montré sur la **Figure 5.18**, le FSSR a été placé sur l'axe  $Y$ . Comme expliqué auparavant, pour résoudre au mieux les variations de densité  $n_e$  dans le plasma ainsi que le photo-pompage des raies, il était nécessaire d'avoir la résolution spatiale du spectromètre le long de l'axe  $X$ . Afin d'assurer le passage de tous les faisceaux optiques dans la chambre, le FSSR a été placé au-dessus du plan de la cible selon un angle d'environ  $35^\circ$ .

La **Figure 5.19** présente le spectromètre sur sa monture prêt pour être implémenté en chambre d'interaction.

Le cristal choisi pour cette expérience est un quartz q(310) de distance interplans  $2d = 2,3604 \text{ \AA}$ . La configuration du spectromètre est telle que  $a = 280 \text{ mm}$  et  $b = 143 \text{ mm}$ . Il s'agit d'une configuration FSSR-2D. Le grandissement est égal à 0,51. En considérant la taille du pixel à  $13,5 \text{ \mu m}$ , la résolution spatiale atteinte est ainsi de  $27 \text{ \mu m}$ . Cependant, le XFEL ne photo-pompe les raies que dans son sillage d'environ  $5 \text{ \mu m}$  de diamètre. Ainsi, tout le signal photo-pompé visible sur les spectres est de cette résolution sur la caméra également.

La gamme spectrale associée aux contraintes géométriques rend ici impossible la mise en place d'une configuration FSSR-1D. Cette gamme s'étend de  $6250 < E \text{ (eV)} < 6900$  et couvre la totalité des raies de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium depuis  $n = 4 \text{ (He}_\gamma\text{)}$  jusqu'au continuum. Ce spectromètre est ainsi parfaitement adapté aux mesures à effectuer.

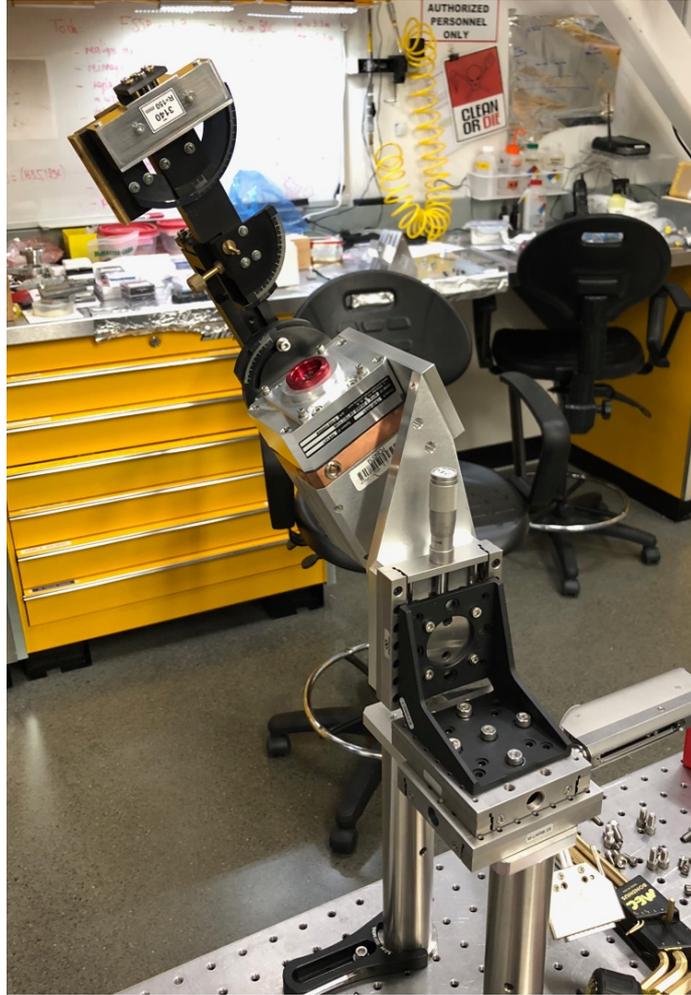


Figure 5.19 : FSSR sur sa monture avec la PI-MTE installée. (Crédit photo : D. Khaghani)

Finalement, pour ce spectromètre, la résolution spectrale est estimée à  $E/\Delta E \approx 8\,000$ . Celle-ci, très haute, est un outil parfait pour la détection de petites variations dans le spectre.

Le cristal est équipé d'un filtre en polypropylène pour éviter que des débris l'endommagent. Afin de ne laisser passer que les rayons X recherchés sur la caméra, un filtre d'Aluminium d'épaisseur  $15\ \mu\text{m}$  est placé face au détecteur.

Cependant, bien que ce spectromètre soit idéal pour les mesures recherchées, 2 défauts doivent être mis en avant. Dans cette gamme spectrale, aucune raie ne caractérise la présence du XFEL dans le plasma. Les spectres peuvent être photo-pompés, mais il est impossible de savoir si une absence de photo-pompage est liée au non-fonctionnement du XFEL, ou à un phénomène physique. En effet, le laser optique entraîne la génération de la série de Rydberg par excitation collisionnelle. Mais, les raies caractéristiques d'une interaction correcte entre le XFEL et la cible sont les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$ . Ici, l'énergie du XFEL est réglée bien au-dessus du seuil K ( $E_K = 5465\ \text{eV}$ ) et ces raies sont ainsi générées. Étant donné que très peu d'électrons chauds sont générés par le laser optique, la présence de raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  de grandes intensités ne peut provenir que du XFEL.

Dans la même lignée de problèmes, avec le seul FSSR et sa gamme, il est impossible de savoir si une absence des raies de la série de Rydberg est causée par une mauvaise interaction du laser avec la cible. Une mauvaise focalisation peut en être la cause, ce qui amène la température électronique à des niveaux trop bas pour ioniser jusqu'à la couche Héliumoïde. Le laser peut aussi avoir subi des dommages. Ainsi, il est préférable d'avoir un second spectromètre qui permet de déterminer le degré d'ionisation du plasma. La gamme comprise entre les raies  $K_{\alpha}$  ( $E_{K\alpha} = 4952$  eV) et  $K_{\beta}$  ( $E_{K\beta} = 5427$  eV) est ainsi parfaite. Celle-ci permet de surveiller que le XFEL et le laser optique font leur travail correctement.

L'autre problème lié à ce spectromètre est la caméra. Dans toutes les utilisations précédentes de la *PI-MTE*, la fréquence de tir était toujours inférieure à 1 Hz. Ici, la fréquence de tir atteint 5 Hz. Cette caméra présente de grands avantages mais elle a un inconvénient : son temps de lecture est lent, supérieur à 1 s. Ainsi, il est impossible d'enregistrer des tirs uniques dans le cadre de cette expérience. Il faut accumuler les tirs en laissant la caméra enregistrer durant toute la durée de la séquence. Dans le cas de cette expérience, 60 tirs sont accumulés. Ainsi, il n'est pas possible de savoir ceux pour lesquels le XFEL a bien interagi avec la cible. Une caméra avec un plus haut taux de lecture est alors nécessaire.

Le choix s'est donc porté sur un second spectromètre de surveillance qui peut mesurer de la raie  $K_{\alpha}$  jusqu'à la raie  $K_{\beta}$  avec un taux de lecture de 5 Hz.

## ii. Un spectromètre de Von Hamos comme outil de surveillance

Cette thèse n'entrera pas en détail dans l'utilisation de la géométrie de Von Hamos. Son utilisation ici se résume à un spectromètre de surveillance. De très nombreuses références existent pour montrer des utilisations particulièrement sophistiquées de cette géométrie<sup>[33,34]</sup>. La **Figure 5.20** suivante présente le fonctionnement d'un tel spectromètre.

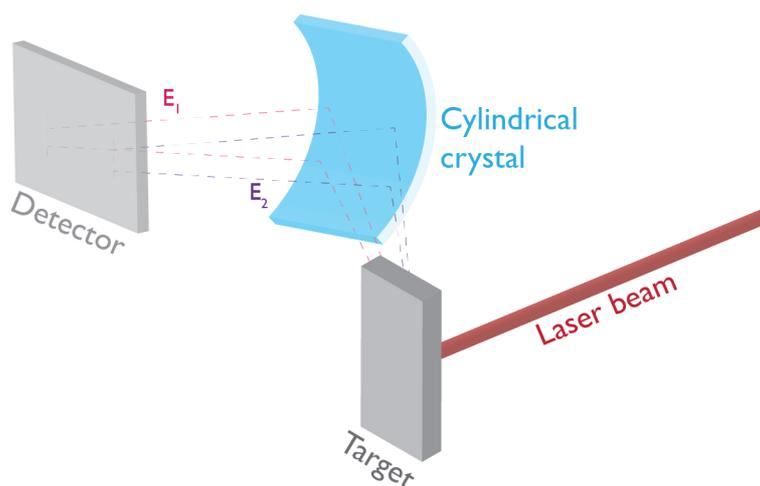


Figure 5.20 : Principe de fonctionnement d'un spectromètre de Von Hamos.

Un spectromètre de Von Hamos utilise un cristal cylindrique comme optique diffractante, contrairement au FSSR qui marche sur le principe de la géométrie de Johann, sphérique.

La géométrie cylindrique présente l'avantage d'être plus simple à aligner en chambre. La distance entre le détecteur et le cristal est fixe. Seuls l'angle et la distance à la cible doivent être réglés pour obtenir les résolutions maximales. Cependant, plusieurs inconvénients les rendent peu avantageux pour les études de cette thèse.

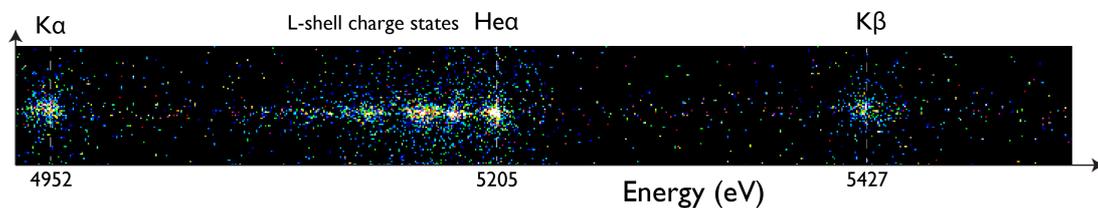
La différence majeure entre un cristal sphérique et cylindrique provient du fait que pour un cristal sphérique, un point de convergence spectrale existe. Ce point permet d'isoler facilement le détecteur de la lumière de la chambre sans avoir besoin de créer une boîte tout autour du spectromètre. L'autre inconvénient est lié. La géométrie sphérique permet de maximiser la résolution spectrale grâce à cette focalisation supplémentaire. En effet, un cristal sphérique regroupe les mêmes longueurs d'onde diffractées dans un certain angle solide.

Le spectromètre de Von Hamos utilisé durant cette expérience a l'avantage d'être équipé d'un cristal HAPG (*Highly Annealed Pyrolytic Graphite*) qui possède une excellente réflectivité<sup>[35]</sup>. Cette dernière permet d'assurer des mesures à chaque tir sans avoir besoin d'accumulation. Le cristal est placé à environ 15 cm de la cible et la gamme couverte est  $4900 < E \text{ (eV)} < 5500$ . Cela correspond à une vue de la raie  $K_\alpha$  jusqu'à la raie  $K_\beta$ .

Le filtre en face du spectromètre est une succession de feuilles d'Aluminium pour un total d'environ 500  $\mu\text{m}$ .

Pour répondre à la possibilité d'enregistrer 5 images/seconde, la caméra utilisée est une CCD *Epix*.

Comme explicité plus tôt, ce spectromètre donne ainsi la possibilité de surveiller le bon déroulement des tirs en direct. L'enregistrement des données permet également une comparaison fine avec celles du FSSR, accumulées. Toute ambiguïté sur un spectre du FSSR peut être levée grâce à ceux obtenus avec le Von Hamos. La **Figure 5.21** présente un spectre obtenu sur le spectromètre Von Hamos pour lequel XFEL et laser optique fonctionnent parfaitement.



*Figure 5.21 : Spectre de l'émission X du Vanadium dans la gamme  $K_\alpha \rightarrow K_\beta$ . Ici XFEL et laser optique fonctionnent correctement.*

Comme visible sur le spectre, la résolution spectrale est faible. En conséquence, le doublet  $K_\alpha$  ne peut pas se distinguer. Cependant, ce n'est pas l'objectif du spectromètre. Ici XFEL et laser optique émettent sur la même ligne. Cela signifie que l'alignement entre les deux faisceaux est bon. La raie  $He_\alpha$  est clairement visible, ainsi que les raies des états de charge inférieurs de la

couche L. Les raies de la couche M ne sont pas visibles, car les électrons suprathermiques ne sont pas assez présents pour entraîner leur génération.

Au cours de cette expérience et durant une séquence de tir, les problèmes suivants peuvent se poser :

- Le XFEL ne fonctionne pas ou distribue peu d'intensité.
- Le laser optique ne fonctionne pas.
- Les 2 faisceaux ne sont pas alignés.

Grâce à ce spectromètre, ces 3 problèmes peuvent tous être vus en direct et étudiés lors de l'analyse précise des données. Pour tous les spectres ci-dessous, les réglages de contraste et de luminosité sont les mêmes pour favoriser une comparaison simple entre les images.

Si le XFEL ne fonctionne pas, les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  ne sont pas générées. La **Figure 5.22** présente un spectre correspondant à ce cas.

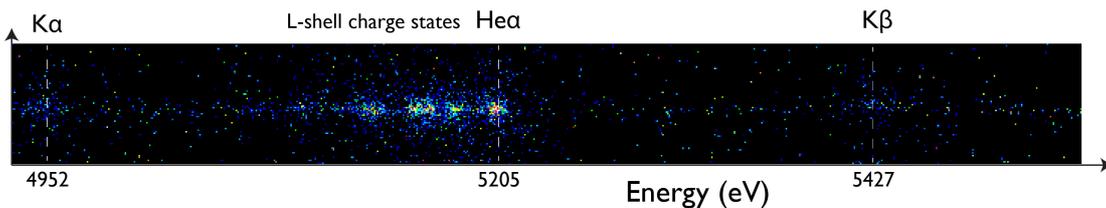


Figure 5.22 : Cas de figure où le XFEL ne fonctionne pas.

Ici, les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  sont quasi absentes. Les quelques photons qui sont présents proviennent du peu d'électrons chauds générés par le laser optique.

Lorsque le laser optique ne fonctionne pas, seules les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  sont présentes. Le spectre ci-dessous présente ce cas (**Figure 5.23**).

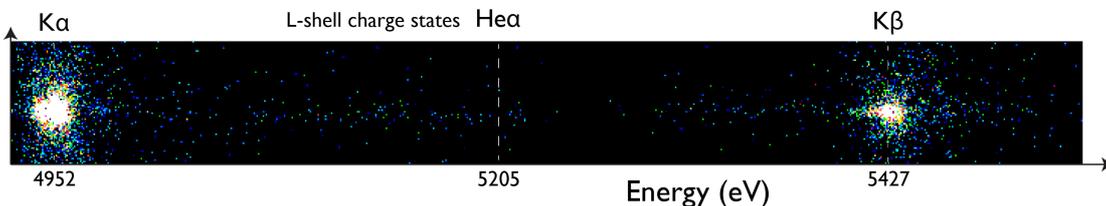


Figure 5.23 : Le laser optique ne fonctionne pas ici. Seules les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  sont visibles.

Il est possible de remarquer que le signal des raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  est bien plus intense que dans le cas où tout fonctionne. Ce comportement est normal. Les raies  $K_\alpha$  sont générées par l'interaction du XFEL avec des atomes froids. Lorsque le laser ne chauffe pas la cible, elle est purement solide augmentant considérablement l'intensité des raies froides.

Ainsi, plus les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  sont intenses en présence du laser optique, plus le XFEL a été tiré près d'atomes froids. Le faisceau X peut, par exemple, commencer par percer une partie de Vanadium froid avant d'interagir avec le plasma. C'est particulièrement le cas lorsque le XFEL n'est pas aligné avec le laser optique.

La **Figure 5.24** montre cela. Comme visible sur le spectre, les raies  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  sont émises sur une ligne différente de celle du spectre optique. Le XFEL n'est donc pas superposé au laser optique. Ici l'écart est de 9 pixels correspondant à un décalage d'environ 200  $\mu\text{m}$ .

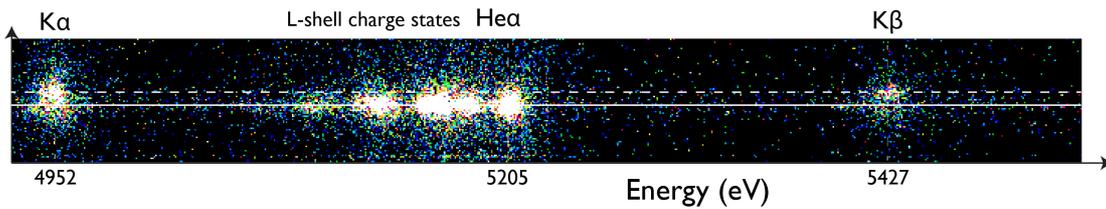


Figure 5.24 : Spectre où le XFEL et le laser optique sont désalignés.

En conclusion, ce spectromètre de Von Hamos, capable d'enregistrer un signal de surveillance à chaque tir est un outil indispensable pour la compréhension de tous les phénomènes qui sont montrés dans le prochain paragraphe.

## 5. Étude des raies de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium ( $Z = 23$ ) par seeded XFEL dans un plasma dense

La totalité du processus expérimental étant présenté, il est possible d'étudier les effets d'un photo-pompage des raies de la série de Rydberg Héliumoïde du Vanadium. Cette analyse est centrée sur l'étude de 2 raies spécifiques : la raie  $\text{He}_\gamma$  ( $n = 4 \rightarrow 1$ ) et la raie  $\text{He}_\delta$  ( $n = 5 \rightarrow 1$ ). Le laser optique du MEC est utilisé pour créer un plasma et obtenir des conditions de densité et de température propices à ces études.

Cette analyse est divisée en 4 parties. La première d'entre elles présente l'évolution du gradient de densité  $n_e$  qu'il est possible d'observer en résolvant spatialement le spectre photo-pompage. Le deuxième temps est consacré à l'étude de la redistribution de populations dans 2 cas distincts : le photo-pompage de la raie  $\text{He}_\gamma$  et celui de la raie  $\text{He}_\delta$ . Cette étude n'a jamais été réalisée auparavant. Il s'agit de la toute première mesure de ce phénomène. Il en va de même pour les troisième et quatrième parties focalisées respectivement sur le scan de la redistribution de fréquences au sein de la raie  $\text{He}_\gamma$ , et la comparaison de la redistribution de fréquences au sein des différentes raies de la série de Rydberg lors du photo-pompage de la raie  $\text{He}_\delta$ .

Il est important de noter que les analyses présentées dans ce chapitre ne sont pas dans un état final. Les résultats ont été obtenus 1 mois avant le début de l'écriture de ce manuscrit et ne sont donc pas exhaustifs. Cependant, le haut impact scientifique indéniable de ces données et le questionnement engendré sur les modèles de physique atomique rendent leur présence indispensable dans cette thèse.

Avant de commencer à étudier les spectres photo-pompés, la **Figure 5.25** suivante présente un spectre caractéristique, accumulation de 60 tirs réalisés uniquement en présence du laser optique du MEC.

Ce spectre est résolu spatialement, il présente le tracé dans 1 pixel de hauteur. Environ 25  $\mu\text{m}$  du plasma sont décrits ici. Ce sera le cas pour la totalité des spectres sauf lors de l'étude de variation de densité électronique dans le plasma.

Toutes les raies d' $\text{He}_7$  à  $\text{He}_9$  ( $n = 9$ ) sont visibles sur le spectre. A des énergies supérieures à celle de la raie  $\text{He}_9$ , une structure légèrement au-dessus du bruit apparaît et contient les raies des états de charge supérieurs. Cependant, le rapport signal/bruit n'est pas suffisamment bon pour permettre de résoudre clairement ces raies.

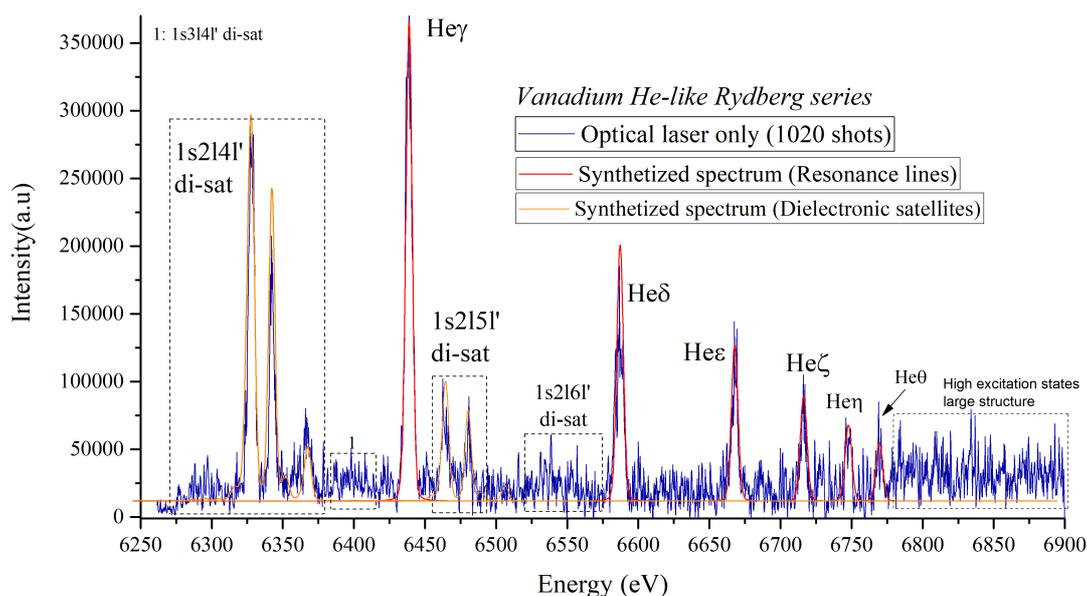


Figure 5.25 : Accumulation de 60 tirs individuels réalisés en présence unique du laser optique du MEC.

### a. Étude du gradient de densité électronique $n_e$ au sein du plasma

Comme expliqué lors de la description expérimentale, la frontière entre les raies visibles et un plateau correspond aux conséquences de l'élargissement des raies par effet Stark. La **Figure 5.6, p. 125** le montre. Un des buts de l'expérience était d'avoir la possibilité de décrire l'évolution de la densité  $n_e$  le long de l'axe parallèle à la cible. En étudiant le spectre des tirs obtenus à l'énergie de photo-pompage idéale de la raie  $\text{He}_8$  ( $E_8 = 6587,55 \text{ eV}$ ), il apparaît que la frontière

raies/plateau est très clairement visible. De celle-ci, il est possible de déterminer une évolution approximative de la densité électronique dans la plume et le long de l'axe du XFEL. La **Figure 5.26** présente une comparaison de la raie  $\text{He}\delta$  sur une distance de  $100\ \mu\text{m}$  (4 px) par intégration de  $25\ \mu\text{m}$ . Le XFEL se propage inversement au sens d'expansion.

Il est important de noter que lors de ce photo-pompage, le XFEL n'a pas été tiré tangentiellement à la plume mais directement dans le trou formé par le laser optique. L'angle d'incidence n'est évidemment pas  $90^\circ$  et est toujours rasant ( $\approx 1\text{-}2^\circ$ ). En avançant très légèrement (de quelques dizaines de microns) la position du cylindre, il est possible d'arriver à ce type d'interaction. Tous les spectres pompés et présentés dans ce travail sont d'ailleurs issus de cette géométrie. Cela a permis d'augmenter le signal obtenu et de simplifier l'alignement. Le résultat final ainsi que l'axe de la résolution spatiale n'en sont pas modifiés. Cela explique pourquoi le signal n'est pas symétrique lorsque résolu sur tout l'espace.

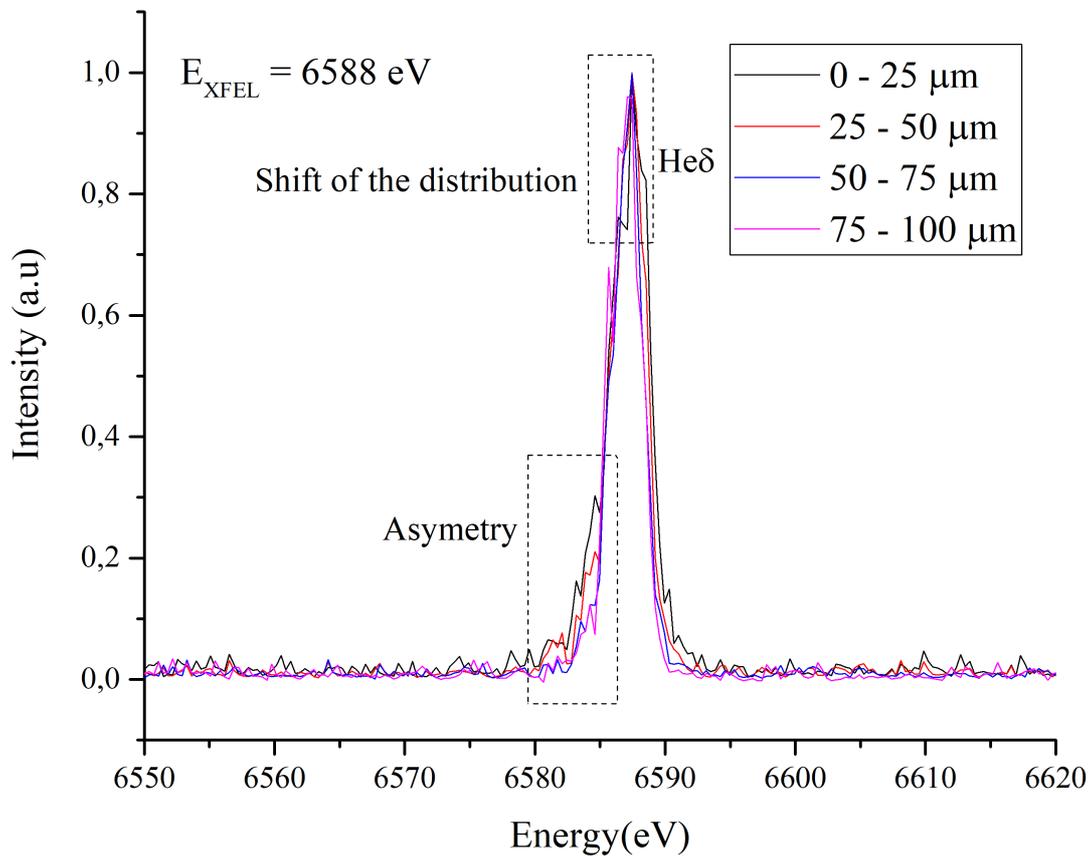


Figure 5.26 : Spectre de la raie  $\text{He}\delta$  photo-pompée à son énergie de résonance ( $E = 6588\ \text{eV}$ ) à différentes positions dans le plasma. Le pixel entre 0 et  $25\ \mu\text{m}$  représente le centre d'interaction. Le XFEL vient de la direction opposée et "rentre" dans le plasma par le pixel 75-100  $\mu\text{m}$ .

Sur ces spectres, 3 caractéristiques particulières peuvent être notées.

- Plus le plasma étudié est près de l'impact laser, plus la distribution de fréquences est large. Il s'agit d'un comportement normal lié à l'élargissement Stark.

Les 2 autres caractéristiques sont bien moins intuitives.

- La première est reliée à la présence d'un décalage de la distribution de fréquences vers les basses énergies lorsque la raie est mesurée plus loin du centre de l'interaction. Cependant, bien que ce décalage soit visible dans le corps de la raie, le pic d'intensité est toujours localisé au même endroit.
- La troisième caractéristique est reliée à la structure d'asymétrie apparaissant lorsque le signal est émis près du centre de l'interaction. Ce phénomène n'a lieu que du côté des basses énergies.

La **Figure 5.27** présente les raies des états d'excitation supérieurs.

Les effets remarquables sur le spectre précédent sont exactement les mêmes sur cette figure. Ainsi, la raie photo-pompée n'est pas la seule à voir sa distribution de fréquences modifiée par l'impact du photo-pompage. Les raies dont la population est redistribuée dans les états supérieurs sont également impactées. L'influence sur la raie  $\text{He}_\varepsilon$  est d'ailleurs encore plus marquée que sur la raie  $\text{He}_\delta$ . La possibilité de voir la totalité de la série de Rydberg donne également de bonnes indications sur la valeur de la densité  $n_e$  du plasma.

Le spectre provenant de la zone la plus près du centre de l'impact ne montre les raies de la série que jusqu'à  $n = 9$  ( $\text{He}_\theta$ ). En comparant avec la **Figure 5.6, p. 125**, il est possible de déduire que  $n_e \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Cette estimation rapide est cohérente avec les simulations présentées en **Figure 5.12, p. 134**.

Sur le second spectre, les raies sont visibles jusqu'à la raie  $n = 11$  ( $\text{He}_\kappa$ ). La densité  $n_e$  est plus proche de  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  dans ce cas de figure. Finalement, sur le troisième spectre, il est possible d'observer, à des intensités juste supérieures du bruit de fond, les raies allant jusqu'à  $n = 13$  ( $\text{He}_\mu$ ). Cette raie présente d'ailleurs une distribution très large. Ici la densité  $n_e$  est environ  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Le dernier spectre ne présente rien au-delà de  $n = 10$  ( $\text{He}_\iota$ ). Cependant, le manque de signal est la raison de cette absence et non les effets de densité électronique.

L'étude d'une série de Rydberg Hélioïde photo-pompée par XFEL permet donc aussi de déterminer la densité électronique d'un plasma. De plus, étant donné que le XFEL ne pompe que le long de son passage, la ligne de visée du spectromètre n'est pas intégrée. En effet, le signal est si fort grâce au pompage que l'émission générée "écrase" celle du reste du plasma. En conséquence, la densité électronique déterminée est celle du plasma à l'endroit précis où le XFEL l'a traversé, et non pas une moyenne. La précision de la mesure est donc fortement renforcée.

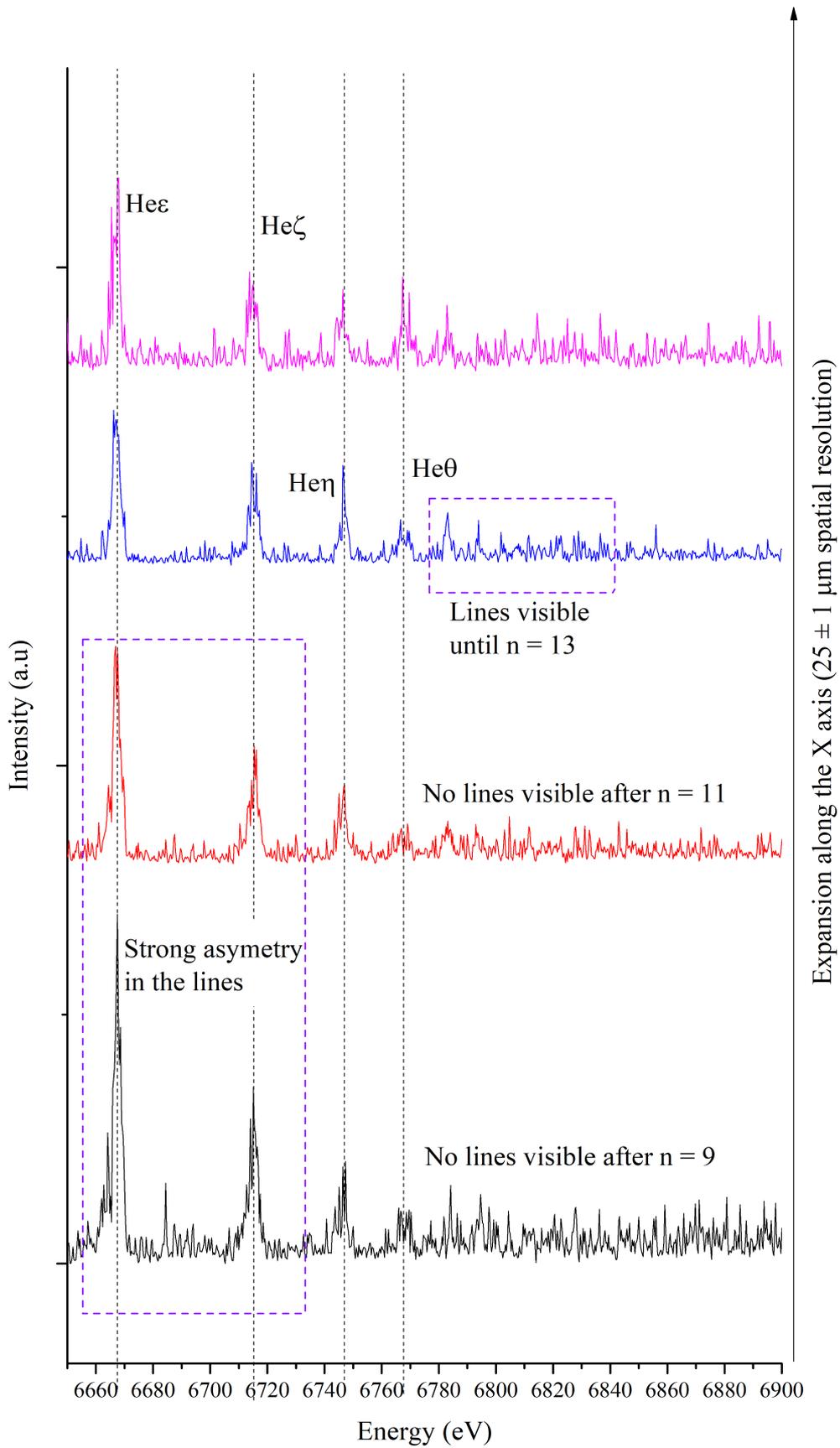


Figure 5.27 : Spectre présentant la série de Rydberg à partir du niveau  $n = 6$  par pas de  $25\mu\text{m}$ .  $E_{XFEL} = 6588 \text{ eV}$ .

## b. Étude de la redistribution de populations

### i. Cas de la raie He $\delta$

Comme expliqué lors de la présentation scientifique de l'expérience, les raies ont été scannées en énergie de XFEL pour déterminer l'effet d'un photo-pompage le long de la largeur d'une raie. Cet objectif explique l'utilisation du mode HXRSS du LCLS. Dans le cas de la raie He $\delta$ , le LCLS a été tiré dans la gamme  $6\,588 \geq E \text{ (eV)} \geq 6\,580 \text{ eV}$ . L'énergie de la raie He $\delta$  est égale à  $6\,587,55 \text{ eV}$ . La dernière énergie de XFEL testée est donc celle qui chevauche la raie. Une casse temporaire du LCLS a entraîné l'arrêt du scan à cette énergie. Lors de la reprise du XFEL, la variabilité dans la calibration de son énergie a empêché de continuer l'étude de manière précise. Ces soucis sont une des principales limitations de cette expérience.

La **Figure 5.28** présente le spectre à l'énergie de pompage correspondant à la résonance,  $E_{XFEL} = 6588 \text{ eV}$ .

Il faut noter que tous les spectres suivants jusqu'à la fin du chapitre sont issus du pixel compris dans la **zone 25-50  $\mu\text{m}$**  de la **Figure 5.26, p. 149**. C'est à cette position que le photo-pompage est le plus fort quelle que soit la raie étudiée.

Le photo-pompage de la raie He $\delta$  est particulièrement marqué sur le spectre ci-dessous. La raie émet largement plus intensément que la raie He $\gamma$ . Le rapport signal/bruit est excellent et permet de remarquer de très nombreux détails. Les satellites diélectroniques de la raie He $\gamma$  sont présents mais de très faible intensité en comparaison de la **Figure 5.25, p. 148**. Ce comportement est expliqué ci-après.

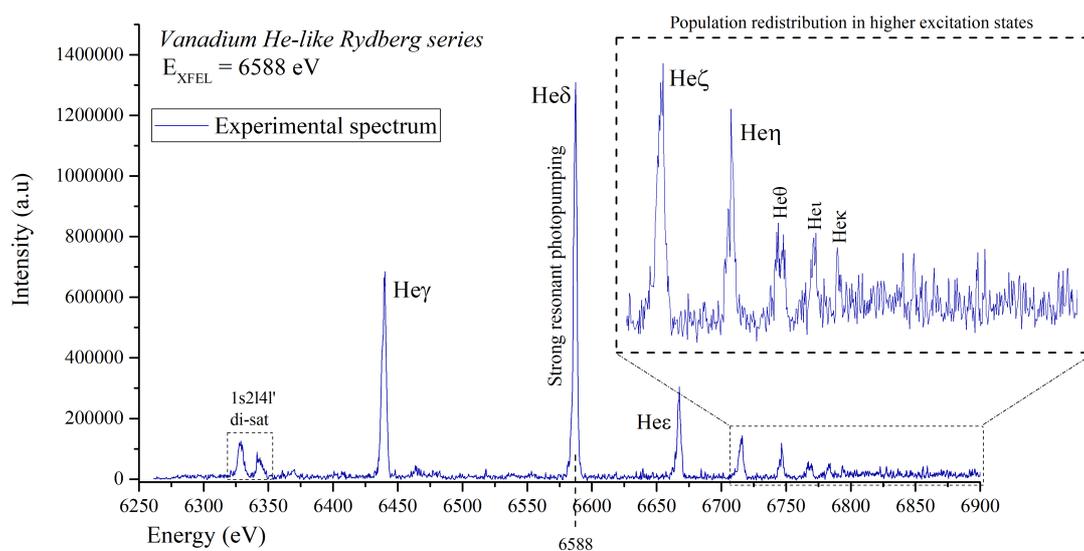


Figure 5.28 : Spectre photo-pompé à l'énergie de XFEL égale à 6 588 eV.

Pour comprendre la totalité du phénomène de photo-pompage de la raie et la conséquence sur les populations atomiques, il est nécessaire de regarder l'impact de plusieurs énergies sur la forme globale du spectre en fonction de la fréquence du XFEL.

La **Figure 5.29** sur la page suivante présente l'évolution du spectre en fonction des énergies de pompage par pas de 2 eV.

La courbe noire représente la somme de tirs réalisés avec le seul laser optique. Pour assurer une comparaison la plus rigoureuse possible, plusieurs séries comme celle-ci étaient réalisées après chaque scan de raies par photo-pompage. Ainsi la cible est la même pour toutes les étapes du scan et pour les tirs optiques. La zone utilisée sur la feuille de Vanadium est également la même.

Le photo-pompage résonant ne peut avoir lieu que dans une gamme très restreinte d'énergie, au sein de la bande autorisée pour les transitions excitées. Aux énergies 6 580 et 6 582 eV, l'effet du XFEL sur la raie  $\text{He}_\delta$  est inexistant. Le photo-pompage commence réellement à 6 584 eV. A cette énergie, la raie  $\text{He}_\delta$  commence à gagner en intensité, témoignage de l'effet du XFEL.

A 6 586 eV, le photo-pompage devient le phénomène majoritaire se déroulant au sein du plasma. La raie  $\text{He}_\delta$  se met à émettre bien plus que la raie  $\text{He}_\gamma$ , pourtant bien supérieure en intensité auparavant du fait de son plus grand taux radiatif  $A_{41}$ . L'autre conséquence est la diminution brutale de l'intensité des satellites diélectroniques. Cependant, cette baisse est relative. En valeur absolue, les intensités sont similaires au spectre "optique". Cela signifie que la montée en intensité de la raie  $\text{He}_\delta$  entraîne aussi une hausse de la raie  $\text{He}_\gamma$ , car celle-ci est très supérieure en intensité que ses satellites.

Finalement, à 6 588 eV, le photo-pompage est maximal car le profil de raie  $\text{He}_\delta$  est chevauché par le profil du LCLS HXRSS. L'effet sur les satellites diélectroniques est encore plus marqué. Le XFEL n'a aucune influence sur ces processus.

Alors que l'excitation collisionnelle de la raie de résonance peut être "mimée" par une photo-excitation, cela n'est pas le cas de la capture diélectronique. Tout d'abord, les énergies engagées ne sont pas les mêmes. Le phénomène de photo-pompage ne peut ainsi pas avoir lieu. Et plus important, la capture diélectronique demande à ce qu'un électron se retrouve capturé par l'état  $1s^2$  tout en menant à une excitation comme présenté dans l'**Équation 3.11b**, p. 45. Un photon ne peut évidemment pas occuper ce rôle.

La montée en intensité de la raie  $\text{He}_\gamma$  s'explique aussi par une cascade. Le XFEL pompe un électron de la couche  $1s^2$  vers la couche  $n = 5$ . Pour se désexciter, l'électron a plusieurs possibilités. Il peut réaliser la transition inverse et émettre une raie  $\text{He}_\delta$ . Mais l'électron peut également redescendre par étapes. L'une d'entre elles consiste en une désexcitation vers le niveau  $n = 4$  puis à un retour au niveau  $1s$ . Cela engendre ainsi la génération d'une raie  $\text{He}_\gamma$ . D'autres scénarios de cascade sont bien entendu possibles.

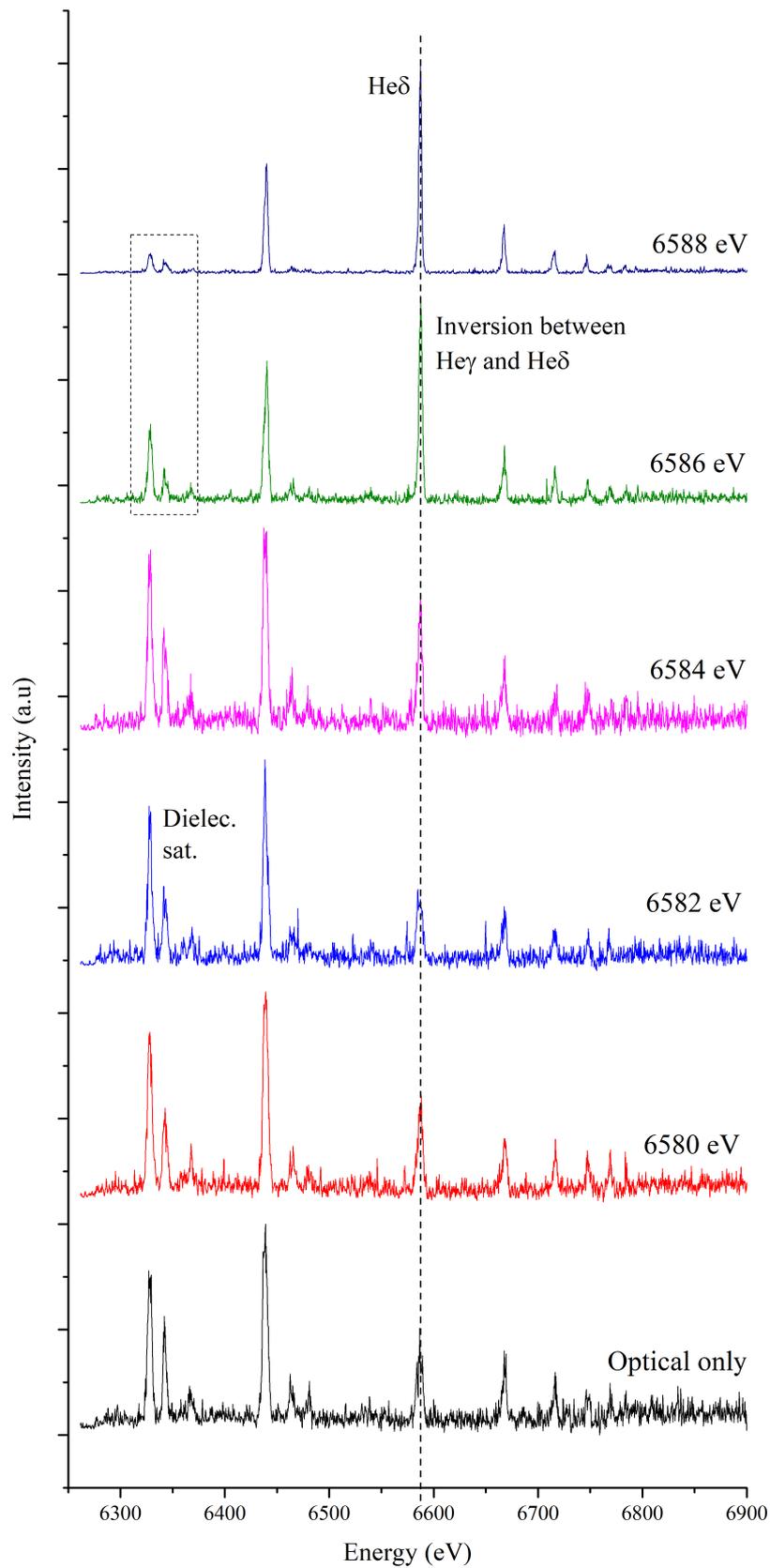


Figure 5.29 : Évolution du spectre de la série de Rydberg du Vanadium en fonction de l'énergie de pompage du XFEL. Chaque spectre est normalisé par rapport à son intensité maximale.

Comme déjà visible sur la **Figure 5.28, p. 152**, les raies des états d'excitation supérieurs ont également une émissivité élevée. Cela signifie que la redistribution de populations n'a pas uniquement lieu dans les états d'excitation inférieurs par cascade. Une partie de celle-ci se produit dans les états supérieurs.

En effet, bien qu'une cascade par les niveaux inférieurs soit compréhensible, le cas où le phénomène inverse se produit demande un processus supplémentaire, et dans une proportion suffisamment grande. Les processus collisionnels peuvent expliquer ce comportement. Cependant, ces derniers doivent se produire avant que les cascades vers les niveaux inférieurs commencent. Pour cela le taux de collision  $C_{ex}$  multiplié par la densité électronique  $n_e$  doit être supérieur au taux radiatif  $A_{ij}$ . Une estimation rapide de ces taux peut être obtenue via les 2 équations suivantes<sup>[36,37]</sup>. Dans ce cas, le taux radiatif de la raie He<sub>8</sub> (5 → 1) doit être inférieur au taux  $n_e C_{ex}$  du niveau 5 vers 6.

$$n_e C_{ex} = 3,15 \cdot 10^{-7} f_{nm} \left( \frac{Ry}{\Delta E} \right)^{3/2} \sqrt{\beta} e^{-\beta} p(\beta) \quad (5.11a)$$

$$A_{nm} \approx \frac{1,57 \cdot 10^{10} Z_{eff}^4}{nm^3 (m^2 - n^2)} \quad (5.11b)$$

Où  $f_{nm}$  est la force d'oscillateur de la transition,  $\Delta E$  son énergie et  $\beta = \Delta E / k_b T_e$ .  $Z_{eff}$  est la charge effective de l'atome.

En considérant une température  $k_b T_e$  égale à 700 eV et une densité  $n_e$  de  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_e C_{56} \approx 5,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . De son côté, le taux radiatif  $A_{51} \approx 1,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . En conséquence ici, les taux de collision dans ce plasma et la densité électronique permettent à ce phénomène de se produire. Mais l'écart entre les deux taux semble trop faible pour expliquer une telle émission. Des calculs plus précis de ces taux doivent être réalisés. La **Figure 5.30** résume les propos tenus.

Pour résumer, voici le déroulement simplifié des processus qui ont lieu dans le plasma photo-pompé.

Dans un premier temps, le plasma est chauffé et atteint une température  $k_b T_e$  suffisamment élevée pour que l'état Héliumoïde du Vanadium soit émis. Celle-ci se situe autour de 500 à 600 eV. Une fois ce processus accompli, le XFEL est envoyé dans le plasma. Ici, le délai entre l'envoi du XFEL et du laser optique est de 130 ps. Il s'agit ainsi du temps caractéristique pour atteindre cette température électronique. A ce moment, de très nombreux ions se trouvent dans l'état  $1s^2$ . Certains d'entre eux sont entraînés dans des excitations collisionnelles, comme le montre les **Figures 5.11 et 5.25, p. 131-148** présentant le spectre optique de la série de Rydberg.

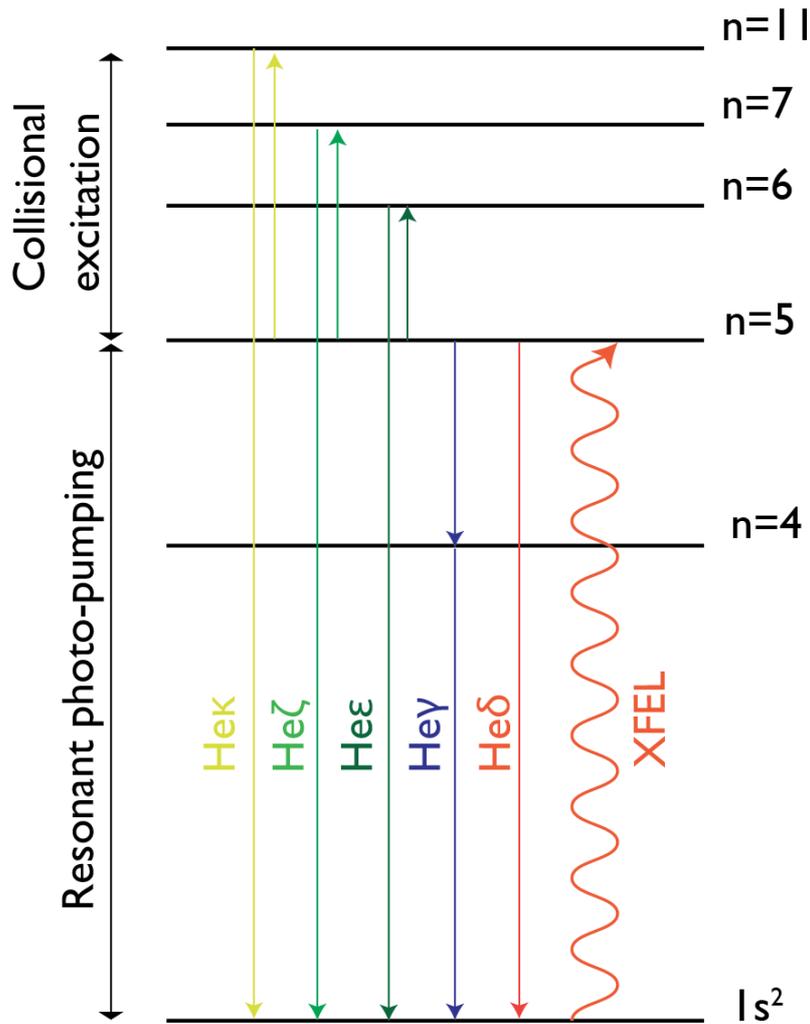


Figure 5.30 : Schéma d'excitation et de désexcitation tel que visible sur le spectre.

L'arrivée du XFEL à l'énergie de photo-pompage entraîne une hausse de la population du niveau  $1s^2$  vers le niveau  $1s5l$ . La plus grande partie des électrons se désexcitent, soit par transition inverse, soit par cascade. Cependant, et causée par la température électronique du plasma, certains d'entre eux subissent une seconde excitation vers des niveaux supérieurs. Le taux de collision est donc supérieur au taux radiatif.

## ii. Cas de la raie $He_\gamma$

La **Figure 5.31** est le spectre de la série de Rydberg du Vanadium pour lequel le LCLS a été tiré en mode HXRSS au sein du plasma à une fréquence  $E_{XFEL} = 6\,441$  eV. Cela correspond au signal maximal obtenu lors du photo-pompage de la raie de résonance  $He_\gamma$ . Il est bon de noter que l'énergie de cette raie est égale à  $E_\gamma = 6\,439,06$  eV. Le décalage de 2 eV entre l'énergie de la raie et celle de photo-pompage maximal est très probablement dû à une erreur de calibration du LCLS.

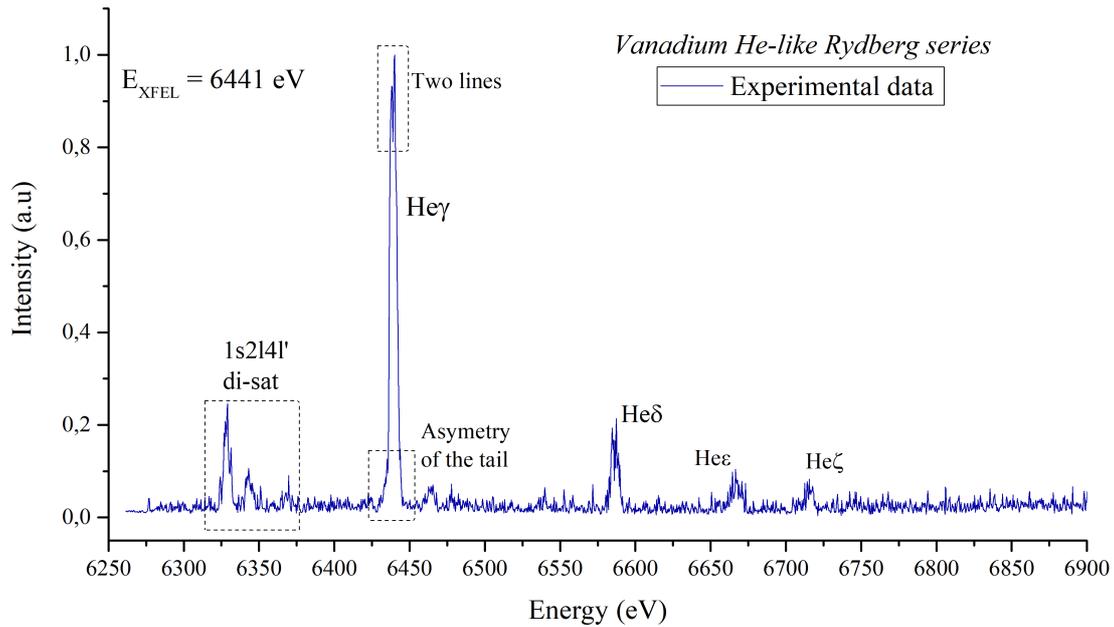


Figure 5.31 : Spectre de la série de Rydberg Hélioïde du Vanadium lorsque photo-pompée à l'énergie de résonance de la raie  $He\gamma$ .

Ce spectre est riche d'enseignements. Contrairement au photo-pompage de la raie  $He\delta$ , la redistribution de populations au sein des états d'excitation supérieurs n'est pas ou très peu présente. Il est d'ailleurs impossible de distinguer les raies d'états supérieurs à  $n = 7$  alors que ces dernières sont visibles sur le seul spectre optique. L'influence du photo-pompage de la raie  $He\gamma$  pourrait ainsi limiter les processus collisionnels vers les états d'excitation supérieurs. Un calcul similaire à celui du paragraphe précédent peut permettre de comprendre cette différence majeure entre les deux photo-pompages. Selon les *Équations 5.11a et 5.11b, p. 155*,

$n_e C_{45} \approx 1,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  et  $A_{41} \approx 3,9 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ . Ici, le taux radiatif est supérieur au taux d'excitation collisionnelle. En conséquence, la redistribution de populations vers les états d'excitation supérieurs ne peut pas être très efficace. La frontière entre la dominante collisionnelle et la dominante radiative est donc située entre ces 2 raies. Le photo-pompage des raies permet de la mettre très clairement en évidence. Dans le cas d'une étude de densité comme au paragraphe précédent, ce comportement doit être pris en considération et la raie photo-pompée choisie soigneusement avant l'étude.

### c. *Redistribution de fréquences au sein de la raie $He\gamma$*

Ce paragraphe présente l'étude de la redistribution de fréquences au sein de la raie  $He\gamma$  en fonction de la fréquence du XFEL envoyée dans le plasma.

La *Figure 5.32, p. 159* sur la page suivante présente l'évolution de ce spectre en fonction de l'énergie de photo-pompage apportée au plasma.

Contrairement à la raie  $\text{He}_\delta$ , il a été possible ici de scanner avant et après l'énergie de résonance de la raie. Le premier spectre est donné à titre de comparaison et correspond au rayonnement causé par le chauffage laser uniquement. Le rapport entre les raies satellites et la raie de résonance est proche de 1. Ce dernier est un bon indicateur de l'effet du photo-pompage sur la raie  $\text{He}_\gamma$ . Ainsi, il est possible de considérer que cet effet s'arrête à une énergie de XFEL de 6 451 eV.

Les spectres réalisés pour 6 435 et 6 437 eV sont très intéressants. Pour ceux-ci, le rapport d'intensité reste similaire, mais la raie  $\text{He}_\gamma$  devient totalement asymétrique et un pic se démarque clairement sur la gauche de la raie. Une réflexion du XFEL diffractée par le cristal pourrait en être la cause. Cependant, cela ne peut pas être le cas car cette réflexion n'existe pas pour le spectre à 6 451 eV où ce pic serait clairement visible au vu de l'écart avec la raie  $\text{He}_\gamma$ .

Pour 6 439 eV, cette caractéristique est poussée à son paroxysme. Le pic ressort très fortement. C'est également à cette énergie que l'intensité de la raie  $\text{He}_\gamma$  devient très élevée.

Le maximum est atteint à 6 441 eV. A partir de cette énergie, la raie de gauche conservera un ratio élevé mais sera toujours devancée par la structure située à droite. Le photo-pompage continue encore jusqu'à 6 449 eV en diminuant petit à petit.

Par ailleurs, et comme déjà visible auparavant, les satellites diélectroniques sont peu influencés par le photo-pompage de la raie. Mais deux caractéristiques principales sont à retenir concernant la forme de la raie  $\text{He}_\gamma$ .

- La première est la légère asymétrie de la raie dans sa queue de basse énergie.
- La seconde bien plus surprenante est le dédoublement de la raie. La très haute résolution spectrale de ce FSSR permet de résoudre clairement 2 pics d'intensité quasiment égale. La raie  $\text{He}_\gamma$  est usuellement mesurée comme une seule composante. Mais une raie d'intercombinaison est également présente. Bien que les écarts de taux radiatif soient très importants, il est possible que le photo-pompage permette à cette seconde raie d'apparaître très forte. Cependant, il s'agit d'une hypothèse et non d'un résultat conclu. Des analyses plus poussées sont nécessaires. Par ailleurs, l'écart en énergie entre les deux raies sur le spectre ne correspond pas à l'écart théorique de la structure atomique fine.

De nombreuses études doivent être réalisées sur l'asymétrie et la forme excessivement variable de cette raie en fonction de l'énergie de pompage. Ces résultats défient tous nos modèles de physique atomique sur cette thématique de redistribution de fréquences. La compréhension de la présence des deux structures au sein de la structure  $\text{He}_\gamma$  représente déjà un travail conséquent. A la suite de ce résultat, une explication sur la redistribution asymétrique devra être donnée.

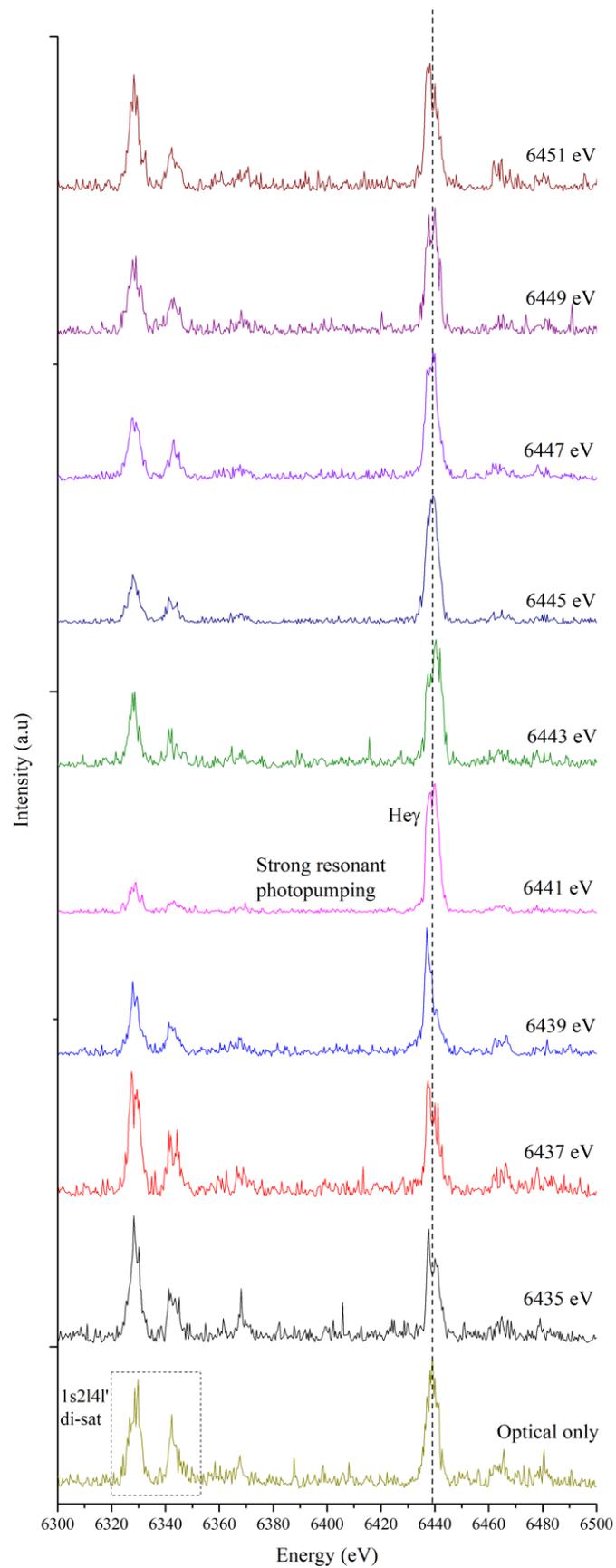


Figure 5.32 : Évolution du spectre de la série de Rydberg du Vanadium en fonction de l'énergie de pompage du XFEL.

**d. Comparaison de la redistribution des raies de la série entre plasma optique et photo-pompé**

Les **Figures 5.33, 5.34 et 5.35** présentent les différentes raies de la série de Rydberg (excepté la raie  $\text{He}_8$ ) du plasma optique en comparaison avec les mêmes raies du plasma photo-pompé à l'énergie de résonance de la raie  $\text{He}_8$ ,  $E_{\text{XFEL}} = 6588 \text{ eV}$ . Il est important de noter que ces 3 spectres proviennent de la même zone du plasma et sont résolus selon un seul pixel.

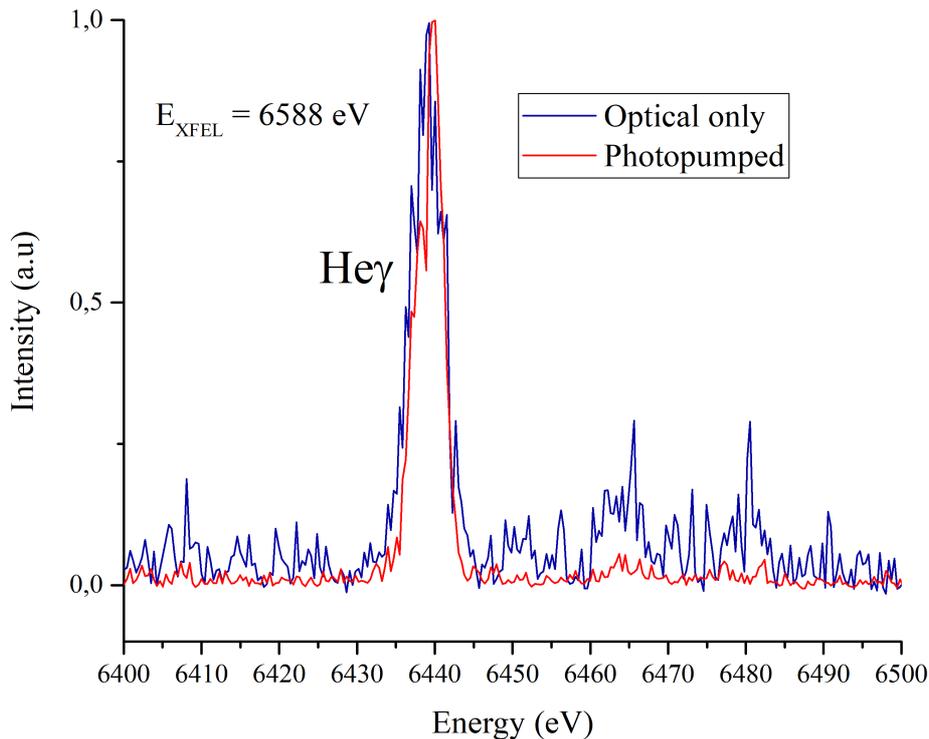


Figure 5.33 : Comparaison entre spectre optique et spectre photo-pompé à  $E_{\text{XFEL}} = 6588 \text{ eV}$ . La raie  $\text{He}_\gamma$  est ici représentée.

Lorsque la raie  $\text{He}_8$  est pompée, l'impact sur la distribution de fréquences de la raie  $\text{He}_\gamma$  montre plusieurs signes distinctifs. La largeur de raie est assez similaire à l'exception de la queue qui se présente plus large dans le cas optique. L'autre caractéristique provient du décalage de la raie vers les hautes énergies lorsqu'elle est photo-pompée. Par ailleurs, elle semble présenter un dédoublement avec deux pics distincts dans le cas pompé.

Pour la raie  $\text{He}_6$ , le comportement est relativement similaire. Mais, à l'opposé de la raie  $\text{He}_\gamma$ , le décalage de la longueur d'onde centrale a lieu vers les basses énergies. A la vue de ces deux spectres, il semblerait que les raies ont une tendance à se resserrer très légèrement autour de la raie photo-pompée. Les écarts d'énergie entre les niveaux 4/5 et 5/6 sont plus petits de quelques eV. Une erreur de calibration ou une modification de configuration géométrique ne peut pas être la cause de ces décalages. En effet, les courbes de calibration utilisées sont exactement les mêmes,

et le spectromètre n'a pas été touché entre les deux séquences. La chambre expérimentale n'a pas été remise à l'air. La cible est la même. Les conditions entre les deux prises de tirs sont identiques.

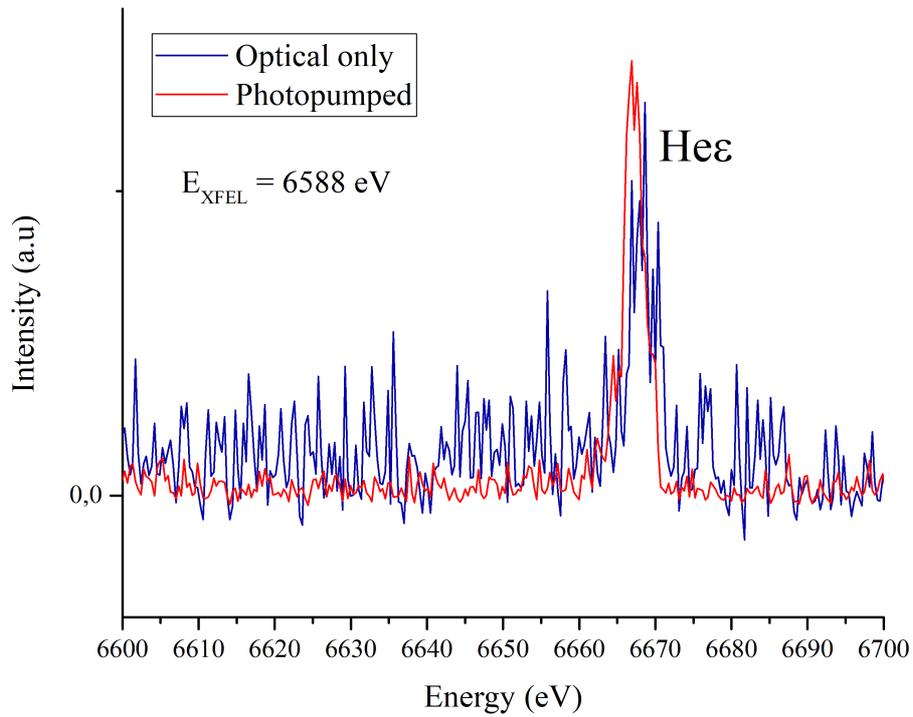


Figure 5.34 : Comparaison entre spectre optique et spectre photo-pompé à  $E = 6588$  eV. La raie Heε est ici représentée.

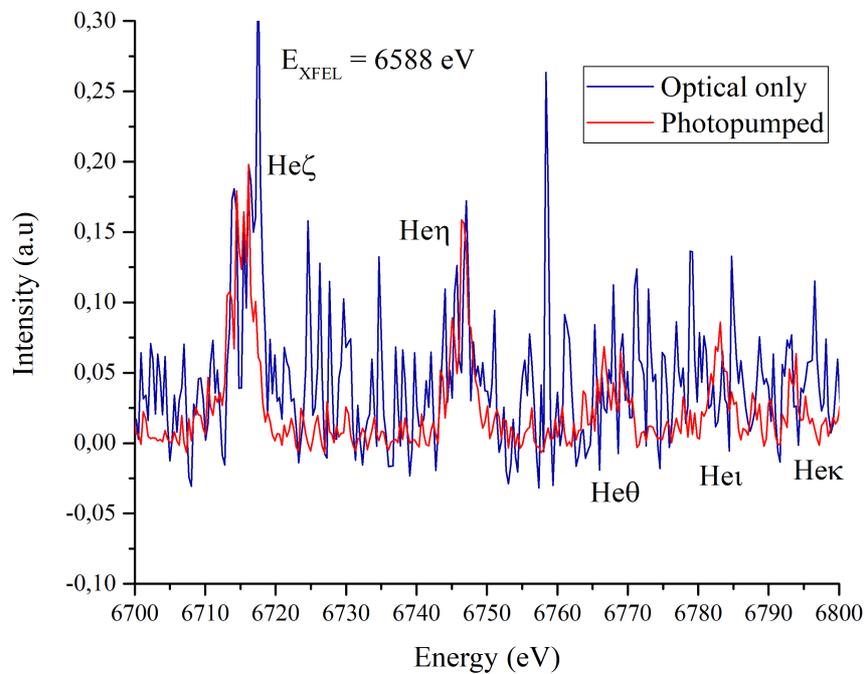


Figure 5.35 : Comparaison entre spectre optique et spectre photo-pompé à  $E = 6588$  eV. Les raies des niveaux  $n = 7$  à 11 sont ici représentées.

Sur le dernier graphique qui montre l'émission des niveaux  $n = 7$  à  $n = 11$ , il devient difficile de comparer les raies à cause de la non-visibilité de l'émission  $n > 9$  sur le spectre optique. Pour la raie  $\text{He}_\zeta$  ( $n = 7$ ), le décalage devient plus faible mais a toujours lieu dans le sens des basses énergies et tend encore à prouver cet effet de resserrement des niveaux. La raie  $\text{He}_\eta$  ( $n = 8$ ) est quant à elle très similaire dans les cas optique et pompé.

### *e. Perspectives*

Les résultats présentés dans ce chapitre ont montré que la physique atomique est à la base de plusieurs effets et applications qui sont aujourd'hui encore incompris dans bien des aspects. Cette expérience prouve qu'une refonte profonde de la manière de concevoir les processus atomiques est nécessaire. Les différences notables dans certaines mesures d'opacité et en lien avec notre compréhension des modèles radiatifs au sein des étoiles pourraient trouver une cause dans ces manques.

Plusieurs conclusions préliminaires à une analyse plus fine des résultats qui aura lieu après la soutenance de cette thèse peuvent être tirées.

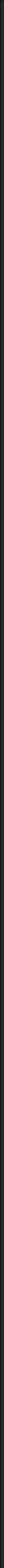
La première d'entre elles est que la redistribution de populations dans un plasma ne s'effectue pas que par cascade dans les niveaux inférieurs. L'impact des collisions sur les électrons pompés dans la couche  $n = 5$  permet d'outrepasser fortement l'émission spontanée et la désexcitation. De futures études théoriques et expérimentales sont nécessaires pour comprendre la totalité du phénomène.

La seconde est que la distribution de fréquences est différente entre le spectre optique et le spectre photo-pompé. C'est également le cas pour les raies redistribuées dans les états d'excitation supérieurs. En plus d'une asymétrie marquée et proportionnelle à la densité électronique du plasma, les niveaux d'énergie se resserrent autour de la raie de résonance photo-pompée, que ceux-ci se situent à des énergies plus hautes ou plus basses. Les niveaux les plus proches sont les plus impactés.

Ainsi, un travail théorique sur des effets pourtant connus depuis des décennies doit être engagé. C'est le cas sur l'effet Stark et les théories de redistribution. Les influences de l'un sur l'autre et vice versa restent à étudier. Une amélioration de la théorie de la matrice densité et du calcul de la fonction de redistribution  $R(\omega, \omega')$  est souhaitable et pourrait expliquer les différences observées.

## Références

- [1] J.E. Bailey et al., *Nature*, 517(1), 56-59 (2015)
- [2] J. Feldhaus, *J. Phys. B*, 43(1), 194002 (2010)
- [3] T. Shintake et al., *Nuc. Ins. and Met. in Phys. Res. A*, 507 (1), 382-387 (2003)
- [4] C. Bostedt et al., *Rev. of Mod. phys.*, 88(1), 015007 (2016)
- [5] M. Yabashi et al., *J. Synch. Rad.*, 22(3), 477-484 (2015)
- [6] J.-H. Han et al., *Proc of 3rd Int. Part. Acc. Conf.*, 1735 (2012)
- [7] J.N. Galayda, *Proceedings of LINAC2014*, ISBN 978-3-95450-142-7 (2014)
- [8] K. Hirata et al., *Nature Meth.*, 11(7), 734-736 (2014)
- [9] S.H. Glenzer et al., *J. Phys. B*, 49(9), 092001 (2016)
- [10] L.B. Fletcher et al., *Nat. Photon.*, 9(1), 274 (2015)
- [11] F. Dorchies et al., *Phys. Rev. B*, 92(14), 144201 (2015)
- [12] D. Kraus et al., *Nat. Astro.*, 1(1), 606-611 (2017)
- [13] I.A. Vartanyants and A. Singer, *New Journal of Phys.*, 12(1), 035004 (2010)
- [14] J. Feldhaus et al., *J. Phys. B*, 38(1), S-799-S819 (2005)
- [15] J. Amann et al., *Nat. Photon.*, 6(1), 693-698 (2012)
- [16] F.B. Rosmej, *Free Electron Lasers*, Chapter 8, edited by S. Varro, Intech (2012)
- [17] J. Stark, *Nature*, 92(1), 401 (1913)
- [18] A. Lo Surdo, *Rend. dell Acad. Nazio. dei Lincei*, 22(1), 664-666 (1913)
- [19] B. Talin et al., *Phys. Rev. A*, 51(3), 1918 (1995)
- [20] F.B. Rosmej, *J. Phys. B*, 30(22), 819-828 (1997)
- [21] H.R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge Monographs (1997)
- [22] O. Renner et al., *J. Phys. B*, 31(1), 1379 (1998)
- [23] F.B. Rosmej et al., *Solving Solar Opacity Problems*, LCLS proposal LR21 (2017)
- [24] A. Unsöld, *Physik der Sternatmosphären*, Springer (1955)
- [25] R. Grant Athay, *Radiation Transport in Spectral Lines*, Chapter 3, D. Reidel Publishing Company (1972)
- [26] A.V. Anufrienko et al., *Sov. Phys. JETP*, 51(4), 728 (1990)
- [27] A.V. Demura et al., *AIR Conf. Proc.*, 216(1), 227 (1990)
- [28] A.E. Bulyshev et al., *JETP*, 81(1), 113 (1995)
- [29] O. Renner, *Communication privée*
- [30] R. Liska et al., *Finite Volumes for Complex Applications VI Problems & Perspectives*, 4(1), 857-873 (2011)
- [31] P. Vachal, *Communication privée*
- [32] E. Galtier, *Étude des plasmas créés par l'interaction laser X - matière*, Chapitre 7, UPMC - Paris VI (2010)
- [33] J. Hozzowska et al., *Nuc. Ins. and Met. in Phys. Res. A*, 376(1), 129-138 (1996)
- [34] A.P. Shevelko et al., *Rev. Sci. Ins.*, 73(1), 3458 (2002)
- [35] U. Zastra et al., *JINST*, 8(1), P10006 (2013)
- [36] H. van Regemorter, *Astrophys. J.*, 132(1), 906 (1962)
- [37] R.D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, Chapter 14, Univ. of California Press (1981)



# ***Conclusion et Perspectives***

Ce travail de thèse a mis en avant le très grand intérêt de la spectroscopie X d'émission dans le diagnostic des plasmas chauds et denses. Et cela dans la totalité des domaines lasers que peuvent offrir les grands instruments actuels. Alors que l'intérêt pour cette technique ne cesse de diminuer depuis des années, les trois expériences présentées dans ce travail prouvent que la XES de très haute résolution a toute sa place pour l'analyse de température, de densité et de cinétique des plasmas chauds. Alors même que les régimes décrits dans ce manuscrit sont encore très mal compris.

La première partie de cette thèse composée du **Chapitre 2** a présenté les outils utilisés au cours des différentes expériences présentées. En particulier, et afin d'améliorer la symbiose entre le spectromètre de Johann présenté (FSSR) et les moyens modernes de détection que sont les caméras CCD, un code d'analyse de photons uniques, *FPA* a été écrit et amélioré au cours de ce travail. Celui-ci permet d'analyser dans des environnements à haut taux de répétition des signaux de très faible intensité. Mis en application dans le **Chapitre 4**, le code a permis d'affiner la précision des résultats et d'obtenir une calibration absolue et très précise des spectres.

Dans le cadre d'expériences sur grands instruments comme le LCLS, *FPA* peut être utilisé pour traiter les données en direct et permettre aux chercheurs d'ajuster leurs paramètres expérimentaux et de gagner un temps précieux au cours des expériences. La pré-analyse en quasi-direct des résultats offre l'opportunité de très vite adapter les paramètres expérimentaux si besoin.

La spectroscopie d'émission n'est d'ailleurs bien évidemment pas la seule application à ce code. Toutes les expériences impliquant la mesure de signaux très faibles peuvent utiliser *FPA*.

La mesure des raies générées suite à l'impact des électrons suprathermiques dans un plasma chaud et dense de Cuivre constitue la première partie de ce travail de thèse et est présenté dans le **Chapitre 3**. La zone d'émission M froide a été mise en évidence et analysée en détail au cours de deux campagnes expérimentales dont une entièrement dédiée à cette étude.

L'utilisation d'une configuration particulière du FSSR, appelée HiSp-1D, et préparée spécifiquement pour cette expérience a permis de résoudre spatialement de très légers décalages en couche 3d indécélables en se basant uniquement sur la résolution spectrale, aussi grande soit-elle. En effet, le très faible effet d'écrantage négatif entre ces raies n'est visible que par la comparaison entre des plasmas dans plusieurs conditions de température. L'émission du bord d'une plume, plus froide, comparée à celle du centre, plus chaude, permet d'observer ce décalage. La résolution spatiale est donc une composante capitale pour ces études qui au premier abord ne demandent pourtant qu'une très grande résolution spectrale.

Ici la combinaison entre les deux a permis de décrire les forts gradients de température  $k_B T_e$  qui ont lieu au bord d'une plume plasma chauffée par laser ns-kJ. La grande sensibilité de ces raies aux changements de conditions laser en font des candidates parfaites pour l'étude de l'impact des électrons suprathermiques dans ces plasmas. La description précise de l'émission des couches 3s et 3p est un sujet d'avenir dans l'étude de la cinétique, notamment dans celle des plasmas tièdes pour lesquels la température électronique ne dépasse pas la centaine d'eV. L'extrême sensibilité

des états de charge de la couche M aux variations de températures  $k_b T_e$  rendent ceux-ci parfaits pour de telles applications.

De même, l'étude de la propagation des électrons suprathériques au tout début de l'interaction entre le laser et la matière fait partie des pistes pour l'utilisation de ces raies.

A la suite de ces études, il a été décidé de pousser la recherche sur ces états de charge plus loin en réalisant une expérience sur laser UHI. C'est l'objet du **Chapitre 4**.

Les études réalisées sur l'émission de la couche M du Cuivre *via* l'utilisation de l'émission de la raie  $K_\beta$  ont permis de réaliser de grandes avancées sur la mesure des facteurs de population des états de charge de la couche 3d. En effet, et contrairement au cas de la raie  $K_\alpha$ , l'écrantage plus élevé permet de résoudre ces raies indépendamment. De même, l'existence d'une aile de basse énergie à la raie  $K_{\alpha 2}$  est démontrée. Cette dernière conforte les modèles théoriques bien qu'elle semble être émise plus fortement que prévue.

Mais ces résultats ne sont pas les seuls de cette expérience. En effet, la résolution de la totalité des états de charge du Cuivre jusqu'à la raie  $He_\alpha$  montre que la compréhension de l'impact sur l'ionisation collisionnelle des électrons suprathériques possédant des énergies proches du MeV est à revoir. La possibilité d'observer de manière si marquée les raies de hauts états de charge n'était pas un résultat attendu. Quatre simulations ont été effectuées avec des modèles très différents. Le code FLYCHK ne rend absolument pas compte de la différence entre un plasma contenant des électrons suprathériques ou pas. Les écarts de population sont très faibles entre un modèle avec et un modèle sans électrons chauds.

Le code MARIA qui a pourtant fait ses preuves sur de multiples régimes est ici mis en difficulté. En effet, un facteur 1000 est environ présent entre la population de l'état Héliumoïde dans le plasma et celle prévu par le code.

Le modèle PIC EPOCH utilisé est le plus proche du résultat obtenu en expérience. Cependant, l'écart entre les populations est encore d'un facteur de 100. Cela malgré le fait que l'ionisation par champ et l'ionisation collisionnelle sont considérés en son sein.

Ces études ont été rendues possible grâce à l'utilisation simultanée d'un spectromètre de très haute résolution et d'une caméra CCD de très haute sensibilité. Cela malgré les grandes difficultés à gérer les électroniques pour ce type de régime.

Ainsi, de futures expériences doivent être menées pour améliorer la précision de ces résultats.

De même un travail théorique doit être engagé en collaboration avec les développeurs de codes PIC pour inclure une physique atomique plus complète.

Les lasers PW en construction en Europe, dont ELI en République Tchèque et Apollon en France, vont révolutionner la manière de voir la physique atomique des plasmas. Ce type de mesures sera indispensable pour appréhender cette nouvelle physique atomique.

Par ailleurs, les défis expérimentaux seront énormes. Une nouvelle ère est arrivée, celle du Bremsstrahlung. En effet à de telles intensités laser, le rayonnement de freinage sera largement majoritaire sur celui des transitions liées-liées ou libres-liées dans les atomes composant le plasma.

Il faut appréhender cela de la seule des manières possibles. La totalité des diagnostics spectroscopiques doit être revue en profondeur. De nouvelles techniques sont à inventer. Les futures années seront déterminantes pour la spectroscopie en milieu ultra-intense car le développement de ces diagnostics a pris un gros retard par rapport à l'arrivée de ces lasers.

Les perspectives pour de prochaines études en lien avec l'émission de la couche M sont les suivantes. Tout d'abord, une étude cinétique se doit d'être réalisée pour comprendre à quelle vitesse et selon quel rythme chacun de ces états évolue. Comme abordé rapidement dans le **Chapitre 5**, l'utilisation d'un XFEL en mode HXRSS peut permettre une telle analyse. Un scan temporel du XFEL et en énergie de chacun des états de charge peut permettre de résoudre cette cinétique. Dans cette application le XFEL remplacerait les électrons chauds par le processus de photo-ionisation.

La seconde perspective est liée au souci que représente l'intégration spectrale sur la ligne de visée du spectromètre. Une solution pour s'affranchir de cette contrainte serait de réaliser une expérience dans l'optique de réaliser la spectroscopie 3D du plasma. Pour cela, 3 spectromètres devraient être placés sur chacun des axes d'expansion de la plume. Durant le processus d'analyse, la plume pourrait être totalement reconstituée et décomposée selon les 3 directions de l'espace. La ligne de visée serait ainsi résolue.

Le **Chapitre 5**, qui représente la dernière partie de ce travail de thèse montre les résultats de la toute première étude de redistributions de fréquences et de populations réalisées sur un XFEL et qui plus est, en mode *seeded*. Cette expérience novatrice a démontré que les connaissances dans ce domaine sont à revoir. L'étude est restée centrée autour de deux raies en particulier : la raie  $\text{He}_\gamma$  et la raie  $\text{He}_\delta$ .

Plusieurs comportements surprenants apparaissent en présence d'un photo-pompage de ces raies. Tout d'abord, dans le cas de la raie  $\text{He}_\delta$ , les populations se redistribuent très fortement dans les états d'excitation supérieurs. Mais bien que comme calculé, le taux de collision est supérieur à celui de l'émission spontanée et permet d'expliquer la redistribution dans les états d'excitation supérieurs, l'intensité avec laquelle le phénomène se produit est surprenante.

Ce phénomène est à prendre en compte lors des études de mesure de densité via photo-pompage. Ainsi pour le Vanadium, une telle étude est réalisable en pompant  $\text{He}_\delta$  mais pas  $\text{He}_\gamma$ .

La raie  $\text{He}_\gamma$  présente, elle, de très grands changements lorsque pompée à des fréquences de XFEL différentes. La raie présente un dédoublement marqué. Le rapport entre ces raies varie très fortement en fonction de la fréquence XFEL.

Finalement, la redistribution de fréquences n'impacte pas seulement la raie photo-pompée mais toutes celles au sein desquelles la redistribution de populations a lieu. Un changement de forme et de position des raies a lieu. Une comparaison entre spectre optique et photo-pompé a permis de détecter ce phénomène.

En conclusion, l'utilisation d'un XFEL en mode HXRSS pour la réalisation d'expérience de photo-pompage permet de pousser les capacités dans leur retranchement. Les résolutions spectrales doivent être excessivement importantes pour assurer une bonne mesure des phénomènes en jeu. Ici, le spectromètre a fourni environ 8 000 de pouvoir résolvant. L'utilisation des meilleurs instruments comme une CCD PI-MTE est également indispensable. La tâche est également très lourde pour les équipes d'exploitation. Les efforts de calibration et de stabilité à fournir pour un instrument comme le LCLS sont énormes. De plus, réaliser des scans en énergie par pas de 2eV demande des vérifications d'alignement et de calibration d'autant plus importants. En résumé, il s'agit d'utiliser un XFEL à son potentiel maximal.

De très nombreuses études seront nécessaires pour continuer d'enquêter sur les phénomènes décrits dans ce dernier chapitre. L'ouverture prochaine de l'EU-XFEL en Allemagne, du SwissFEL en Suisse et l'amélioration des capacités du LCLS qui va devenir LCLS-II et LCLS-II-HE va ouvrir de nouvelles possibilités d'expérience sur ces sujets de haut intérêt scientifique.

# ***Annexes***

## Annexe 2.1

La *Table Annexe 1* présente la majorité des géométries de cristaux sphériques utilisées dans le cadre d'expériences de spectroscopie X à haute résolution de plasmas.

<i>Cristal</i>	<i>2d (Å) - Indice de Miller</i>
<i>Quartz SiO<sub>2</sub></i>	1,624 - 502
	2,024 - 223
	2,3604 - 310
	2,451 - 220
	2,749 - 203
	3,082 - 211
	3,636 - 112
	4,246 - 200
	4,564 - 102
	4,912 - 110
	6,687 - 101
8,5096 - 100	
<i>Germanium Ge</i>	2,828 - 400
	4,00 - 220
	6,532 - 111
<i>Silicium Si</i>	3,8403 - 220
	6,2712 - 111
<i>Fluorure de Lithium LiF</i>	1,801 - 420
	2,848 - 220
	4,027 - 200
<i>Indium Antimoine InSb</i>	7,48 - 111
<i>Pentaérythritol PET</i>	8,74 - 002
<i>Ethylènediamide dextrotartrate EDDT</i>	8,808 - 020
<i>Phosphate de monoammonium ADP</i>	10,648 - 101
<i>Beryl</i>	15,95 - 100
<i>Phtalate acide de thallium TLAP</i>	25,9 - 001
<i>Phtalate acide de rubidium RbAP</i>	26,12 - 001
<i>Phtalate acide de Potassium KAP</i>	26,64 - 001

*Table annexe 1 : Liste non exhaustive des cristaux disponibles pour réaliser des expériences de spectroscopie X à haute de résolution de plasmas chauds et denses.*

## Annexe 2.2

La *Table Annexe 2* présente un fichier de sortie du logiciel utilisé pour calculer les configurations spectrales du FFSR.

Les raies étudiées sont entrées par l'utilisateur dans un fichier avant le calcul. Le logiciel calcule la configuration optimale pour que les raies entrées soient sur le détecteur. L'angle de Bragg est indiqué pour chacune d'entre elle ainsi que la position sur le détecteur. Les distances et angles de la configuration sont donnés dans l'en-tête.

```
Source: [K-] V FSSR-2D image (1 order) r=10000 mkm M=1666
Crystal: R=150 mm, L=45 mm. Film: L=70 mm.
Target position: CT=220.0 , angle TC0=38.9 degr. (wl=2.4000 )
Film position: RF=122.3 , CF=171.3 , TF=248.4 (mm)
Angles: FR0/a1/FC0=61.5/52.7/38.9 (degrees)
```

Line	Wl,A	n	Ba,dg	Ri	x,mm	x-x0	Wl_appr,A
ref	2.4000	1	38.86	1.00	35.00	25.27	2.4002-2
Ka2	2.5074	1	35.55	1.00	51.07	41.34	2.5073+0
Ka1	2.5036	1	35.68	1.00	50.58	40.85	2.5037+0
Hea	2.3820	1	39.39	1.00	31.83	22.10	2.3818+1
Kb	2.2846	1	42.16	1.00	11.45	1.72	2.2844+2
Lya	2.2776	1	42.35	1.00	9.73	0.00	2.2778-2

```
Wl_appr= 2.27783+0.003734*(x-x0)+4.395e-05*(x-x0)^2
Sigma=0.000191
```

Table annexe 2 : Configuration d'un spectromètre FSSR calculée par le logiciel du MISDC.

## Annexe 3.1

Cette annexe présente le processus appliqué pour calibrer les spectres recueillis sur film photographique.

La calibration s'effectue en cinq étapes. Tout d'abord l'échelle des pixels en abscisse est convertie en échelle d'énergie. Pour cela, plusieurs raies pour lesquelles l'énergie est connue très précisément sont utilisées. Dans le cas d'un spectre X de Cuivre, les raies utilisées sont le doublet  $K_{\alpha}$  et la raie  $He_{\alpha}$ . Il est important de noter que bien que sur ces gammes la calibration soit quasi-linéaire, il est important de considérer trois raies pour vérifier cette hypothèse et appliquer une calibration quadratique si tel n'est pas le cas. Dans les applications de cette thèse, la calibration est toujours quadratique afin d'obtenir la plus grande précision possible.

Une fois le spectre calibré en énergie, il est possible de déterminer les courbes de calibration en intensité.

Le scanner est le premier appareil pris en compte. Dans le cas d'un *Epson*® V700 comme celui utilisé dans cette thèse, l'équation de calibration est  $y = -0,66369 \ln(2,72545 \cdot 10^{-3} x - 3,05908) +$

**3,45996**. Cette courbe permet de convertir les niveaux de gris en densité optique. Cette dernière correspond à la manière dont le film a converti les photons X en son sein.

Il est à noter que la courbe de calibration des films a été déterminée pour une énergie de photons incidents de 5,9 keV alors que les photons étudiés dans le **Chapitre 3** ont une énergie comprise entre 8 et 9 keV. Bien qu'une très légère différence existe, la courbe à 5,9 keV varie très peu de celle à plus hautes énergies. En effet, les différences sont particulièrement marquées entre des photons de basses énergies mais pas lorsqu'ils dépassent une énergie de 4,5 keV où la courbe de calibration tend vers une limite asymptotique. La **Figure Annexe 1** illustre ces propos. La courbe à 5,9 keV est en noir et son équation est  $y = -0,1068 + 1,44551 x + 0,1419 x^2$ .

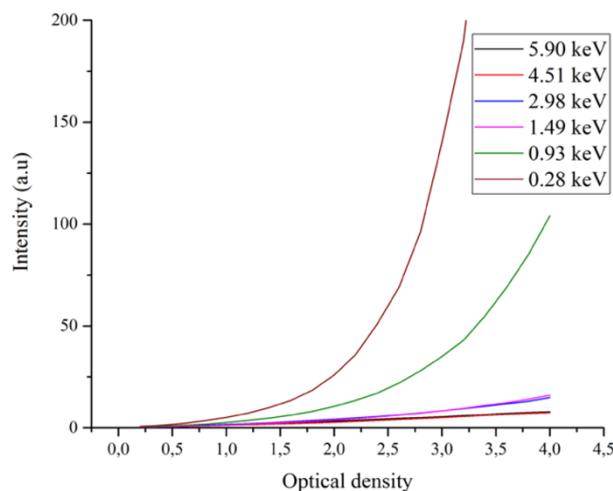


Figure annexe 1 : Courbes de calibration de la densité optique sur film Kodak AA-400 selon l'énergie des photons incidents.

Par ailleurs, de par la nature même des films qui sont sensibles à l'humidité et aux changements de température, l'erreur très faible impliquée par l'usage de la courbe à 5,9 keV est très probablement inférieure à celle impliquée par l'environnement. Cette dernière est également faible mais impossible à mesurer.

La quatrième étape de la calibration consiste à utiliser la courbe de réflectivité du cristal pour les longueurs d'onde étudiées. Dans le cadre d'un cristal de Quartz  $q(223)$  utilisé au premier ordre pour mesurer l'émission X du Cuivre, la courbe est  $y = 81,43486 - 93,96372 \lambda + 32,53823 \lambda^2$ .  $\lambda$  représente la longueur d'onde du photon incident.

Enfin, les filtres placés devant le cristal et le détecteur doivent être pris en compte. Leur courbe de transmission est calculée par les modèles du *Center for X-ray and Optics (CXRO)* de Berkeley en Californie. Les courbes obtenues sont appliquées au signal.

Dans le cas de l'utilisation d'une CCD, la courbe d'efficacité quantique (QE) remplace les étapes du scanner et du film.

## Annexe 3.2

La **Table Annexe 3** donne les potentiels d'ionisation en eV de chaque état de charge des éléments utilisés durant cette thèse : le Cuivre, le Zinc et le Vanadium.

État de charge	Vanadium 23 (eV)	Cuivre 29 (eV)	Zinc 30 (eV)
I	6,74619	7,72638	9,394199
II	14,634	20,29239	17,96439
III	29,3111	36,841	39,723
IV	46,709	57,38	59,4
V	65,28165	79,8	82,6
VI	128,125	103	108
VII	150,72	139	133,9
VIII	173,55	166	173,9
IX	206	199	203
X	230,5	232,2	238
XII	254,8	265,3	274,4
XIII	308,5	367	310,8
XIV	336,274	401	417,6
XV	896	436	453,4
XVI	977,2	483,1	490,6
XVII	1062,9	528,7	540
XVIII	1165,2	552,8	577,8
XIX	1258,9	632,5	613,3
XX	1354,2	670,608	697,5
XXI	1486,7	1690,5	737,366
XXII	1569,656	1800	1846,8
XXIII	6851,3108	1918	1961
XXIV	7246,1225	2044	2085
XXV		2179,4	2214
XXVI		2307,3	2358
XXVII		2479,1	2491,5
XXVIII		2586,954	2669,9
XXIX		11062,4212	2781,996
XXX		11567,613	11864,9398
XXXI			12388,929

Table annexe 3 : Potentiels d'ionisation de chaque état de charge pour les éléments utilisés durant cette thèse. les données proviennent du NIST.

## Annexe 4.1

Cette annexe présente les caractéristiques et la courbe d'efficacité quantique de la caméra CCD PI-MTE de chez Princeton. La **Table Annexe 4** concerne la caméra 1300\*1340 pixels utilisée dans l'expérience décrite au **Chapitre 4**. La **Table Annexe 5** décrit le modèle 2048\*2048 utilisé pour l'expérience au LCLS du **Chapitre 5**.

### SPECIFICATIONS

CCD image sensor	PI Exclusive: Scientific-grade, back-illuminated, MPP device without AR coating		
CCD format	1340 x 1300 imaging pixels 20 x 20 $\mu\text{m}$ pixels 100% fill factor 26.8 x 26.0 mm imaging area (optically centered)		
	MINIMUM	TYPICAL	MAXIMUM
Linear full well	130 ke-	200 ke-	
Output amplifier	130 ke-	250 ke-	
System read noise			
@ 50 kHz digitization		3 e- rms	4 e- rms
@ 100 kHz digitization		4 e- rms	6 e- rms
@ 200 kHz digitization		6 e- rms	8 e- rms
@ 500 kHz digitization		8 e- rms	13 e- rms
@ 1 MHz digitization		10 e- rms	15 e- rms
@ 2 MHz digitization		15 e- rms	25 e- rms
Dark current @ -50° C operation		0.05 e-/p/s	0.2 e-/p/s
Deepest cooling temperature	-45° C	-50° C	-55° C
TE (chilled liquid)			
Vacuum Compatibility		10 <sup>-4</sup> Torr	10 <sup>-6</sup> Torr*
Nonlinearity @ 100 kHz	2%		
Readout bits / speed	16 bits @ 50 kHz to 2 MHz		
Parallel shift rate	48 $\mu\text{sec}/\text{row}$		

NOTE: All specifications subject to change

\* Requires dynamic vacuum

### Quantum Efficiency Curve

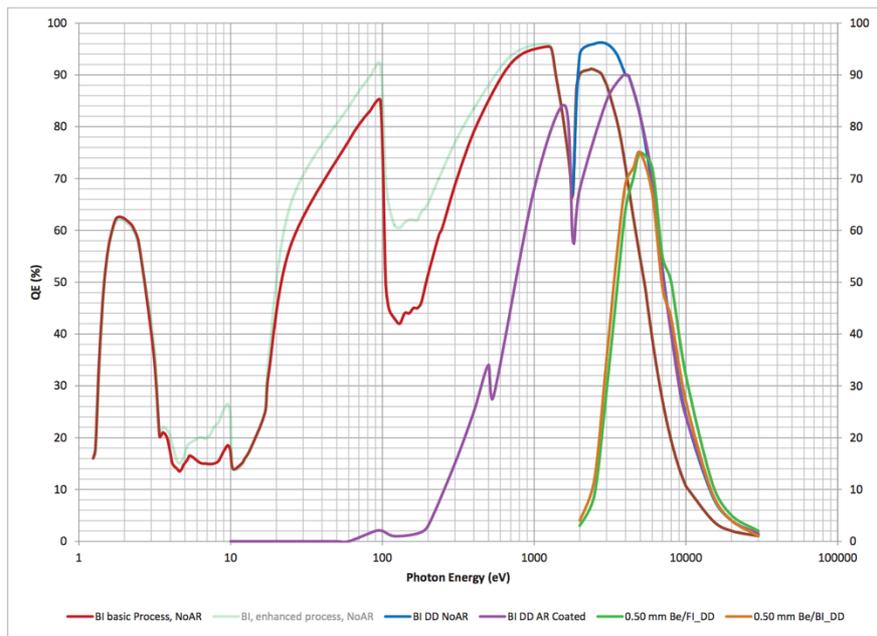
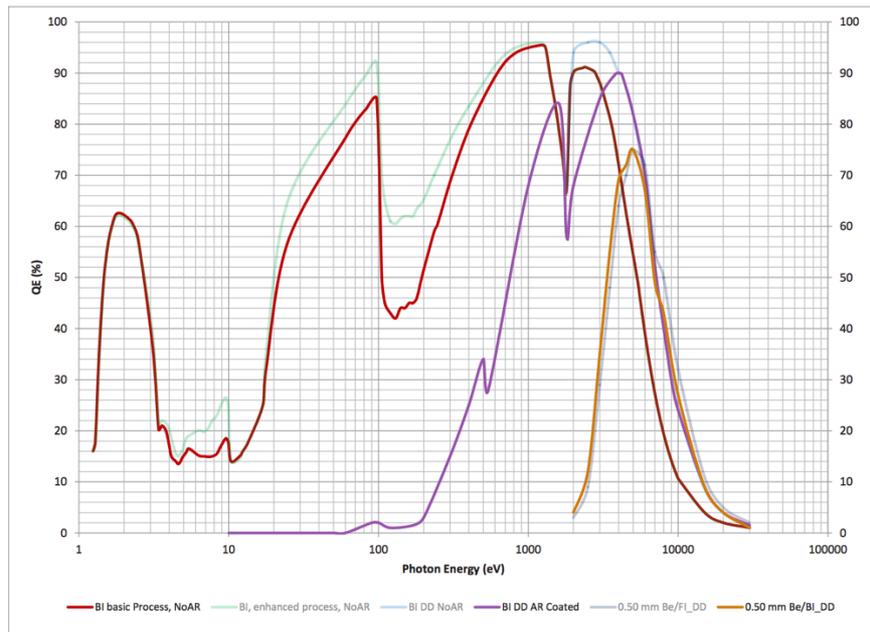


Table annexe 4 : Caractéristiques et efficacité quantique de la caméra CCD PI-MTE 1300\*1340. Les données proviennent de la documentation de Princeton Instruments.

## SPECIFICATIONS

CCD image sensor	Scientific-grade, back-illuminated, MPP device without AR coating		
CCD format	2048 x 2048 imaging pixels 13.5 x 13.5 $\mu\text{m}$ pixels 100% fill factor 27.6 x 27.6 mm imaging area (optically centered)		
	<b>MINIMUM</b>	<b>TYPICAL</b>	<b>MAXIMUM</b>
Linear full well	80 ke-	100 ke-	
Output amplifier	130 ke-	200 ke-	
System read noise			
@ 50 kHz digitization		3 e- rms	4 e- rms
@ 100 kHz digitization		4 e- rms	7 e- rms
@ 200		6 e- rms	8 e- rms
@ 500		7 e- rms	13 e- rms
@ 1 MHz digitization		10 e- rms	15 e- rms
@ 2 MHz digitization		12 e-rms	18 e-rms
Dark current @ -50° C operation		0.02 e-/p/s	0.1 e-/p/s
Deepest cooling temperature	-45° C	-50° C	-55° C
TE (chilled liquid)			
Vacuum Compatibility		10 <sup>-4</sup> Torr	10 <sup>-6</sup> Torr*
Nonlinearity @ 100 kHz	2%		
Readout bits / speed	16 bits @ 50 kHz to 2 MHz		
Parallel shift rate	96.2 $\mu\text{sec}/\text{row}$		

### Quantum Efficiency Curve



*Table annexe 5 : Caractéristiques et efficacité quantique de la caméra CCD PI-MTE 2048\*2048. Les données proviennent de la documentation de Princeton Instruments.*

## Annexe 4.2

La **Figure Annexe 2** présente un spectre X de Zinc utilisé dans le cadre de l'expérience présentée au Chapitre 4 afin de calibrer en longueur d'onde le spectre de la raie  $K\beta$  du Cuivre. Les raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  émises ont été utilisées.

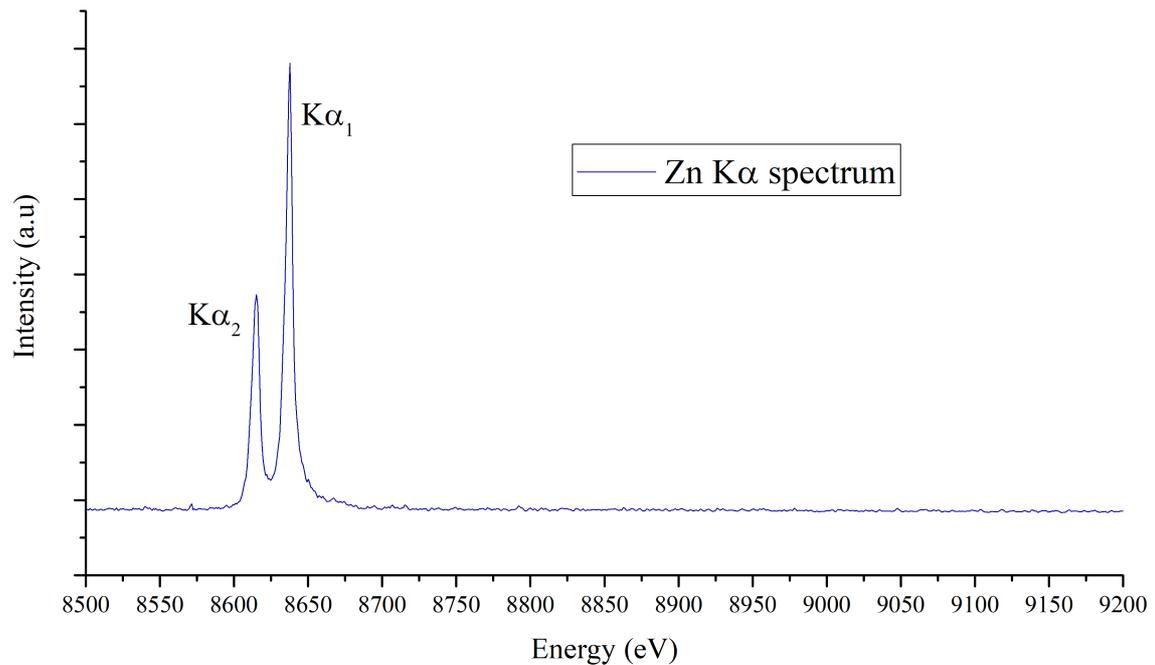


Figure annexe 2 : Spectre de Zinc ( $Z = 30$ ).

## Annexe 5.1

La **Table Annexe 6** donne les énergies des raies de résonance de la série de Rydberg Héliumöide du Vanadium ( $Z = 23$ ). Les valeurs ont été calculées par le programme *FAC*.

Nombre quantique principal $n$	Énergie (eV)
2 ( $He_\alpha$ )	5207,4
3 ( $He_\beta$ )	6117,9
4 ( $He_\gamma$ )	6439,1
5 ( $He_\delta$ )	6587,6
6 ( $He_\epsilon$ )	6666,7
7 ( $He_\zeta$ )	6715,3
8 ( $He_\eta$ )	6746,5
9 ( $He_\theta$ )	6768,4

10 ( $He_\epsilon$ )	6783,9
11 ( $He_\kappa$ )	6795,3
12 ( $He_\lambda$ )	6804,0
13 ( $He_\mu$ )	6810,8
14 ( $He_\nu$ )	6816,2
15 ( $He_\xi$ )	6820,5
$\infty$ (Continuum)	6851,3

Table annexe 6 : Énergie des raies de la série de Rydberg du Vanadium. Les valeurs ont été obtenues par un calcul du code FAC.