



HAL
open science

Etude expérimentale de la génération de rayonnement X par laser pour application en imagerie médicale

Panyi Song

► **To cite this version:**

Panyi Song. Etude expérimentale de la génération de rayonnement X par laser pour application en imagerie médicale. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2023. Français. NNT : 2023BORD0486 . tel-04521313

HAL Id: tel-04521313

<https://theses.hal.science/tel-04521313>

Submitted on 26 Mar 2024

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.

THÈSE DE DOCTORAT
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX
ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE
L'INGÉNIEUR
LASER, MATIÈRE ET NANOSCIENCES

Par **Panyi SONG**

Étude expérimentale de la génération de rayonnement X par laser
pour une application en imagerie médicale

Sous la direction de : **Fabien DORCHIES**

Soutenue le 21 décembre 2023

Membres du jury :

Mme Annie KLISNICK	Directrice de Recherche	CNRS - ISMO, Paris	Rapporteure
M. Olivier UTEZA	Directeur de Recherche	CNRS - LP3, Marseille	Rapporteur
M. Philippe GUIONNEAU	Professeur des Universités	Univ. Bordeaux, Talence	Président
M. Frédéric SAUVAGE	Directeur de Recherche	CNRS - LRCS, Amiens	Examineur
M. Fabien DORCHIES	Directeur de Recherche	CELIA, Talence	Directeur

Membre invité :

M. Benjamin BARBREL	Ingénieur	ALPhANOV, Talence	Co-encadrant
---------------------	-----------	-------------------	--------------

Table des matières

Introduction	7
1 État de l'art et physique des sources X K_α par laser	13
1.1 État de l'art des différentes sources X	14
1.1.1 Sources X conventionnelles	14
1.1.2 Sources X créées par laser	19
1.1.3 Comparaison des différentes sources X	26
1.2 Physique des sources X K_α par laser	28
1.2.1 Production d'un plasma à la surface de la cible	29
1.2.2 Génération et accélération d'électrons chauds	32
1.2.3 Génération du rayonnement X	36
1.3 Etat de l'art des sources X K_α par laser	49
1.3.1 Optimisation de la conversion K_α	49
1.3.2 Optimisation de la taille de la source X	55
1.4 Cadre de la thèse	59
2 Dispositifs expérimentaux	61
2.1 Laser à impulsion ultra-brève et ultra-intense	62
2.1.1 Petit historique	62
2.1.2 Architecture d'un laser ultra-intense	63
2.2 Les setups expérimentaux	68
2.2.1 Systèmes laser utilisés	68
2.2.2 Environnements expérimentaux	71
2.2.3 Principe des diagnostics laser	75
2.2.4 Systèmes de conversion laser/X	81
2.2.5 Gestion des débris	86
2.3 Diagnostics du rayonnement X généré par l'interaction laser-matière	87
2.3.1 Instruments de mesure	87
2.3.2 Caractérisation de la source X par laser	99
3 Développement de diagnostics X et des outils d'analyse de leurs données	101
3.1 Développement des systèmes expérimentaux	101
3.1.1 Laboratoire CELIA	101
3.1.2 Laboratoire XPulse	102
3.2 Taille de source par la méthode des couteaux	107
3.2.1 Méthode	107
3.2.2 Traitements d'images	109

3.3	Stabilité de flux et du pointé de la source X	110
3.4	Spectre d'émission	111
3.4.1	Analyse des images Matrix	111
3.4.2	Analyse des IPs du CCTS	113
4	Résultats expérimentaux et interprétations	119
4.1	Métrologie de la source X par laser à basse cadence	120
4.1.1	L'émissivité des photons X K_α	122
4.1.2	Stabilité de la source à basse cadence	138
4.1.3	Taille et position de la source X	140
4.2	La stabilité de la source X par laser à haute cadence	152
4.2.1	Évaluation de la stabilité de conversion à 100 Hz	155
4.2.2	Évaluation de la stabilité de conversion à 1 kHz	164
4.2.3	Gestion des débris	167
4.3	Validation : intégration de la source X par laser dans le système d'imagerie	168
4.4	Conclusion du chapitre	172
	Conclusion et perspectives	175
A	Simulations Monte-Carlo	189
A.1	Le code FLUKA	189
A.2	Définition de la source	189
A.3	Modélisation de l'environnement de l'étude	193
A.4	Les cartes de mesures	196
A.5	Lancement et lecture d'une simulation	196
A.6	Simulations et résultats	198
A.6.1	Simulation de la source X	199
A.6.2	Simulation du débit de dose	200
B	Système de conversion miniaturisé adapté à la haute cadence	203

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans deux sites différents. Donc, tout d'abord, un immense merci à Benoit Appert-Collin, directeur du centre ALPhANOV, et à Eric Mevel, directeur du laboratoire CELIA, pour m'avoir accueillie pour réaliser ma thèse. Je tiens également à remercier l'ensemble du personnel de ces deux sites pour leur accueil bienveillant et leur soutien.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude envers Fabien Dorchies, mon directeur de thèse, dont la patience et le dévouement ont été inestimables tout au long de mon parcours. Malgré les nombreux problèmes administratifs auxquels nous avons dû faire face, tu as su m'épauler avec une compréhension et un soutien constants. Je suis consciente que mon manuscrit n'a pas été le plus facile à lire et corriger, et je reconnais les nombreuses heures supplémentaires que tu as dû consacrer pour le rendre plus fluide et cohérent, même les week-ends. Tu as su me rappeler que personne n'est inapte, mais simplement en phase d'apprentissage, et que notre relation était avant tout un échange de savoir. C'est une leçon que je m'efforce de transmettre à la jeune génération et aux stagiaires à qui je transmets à mon tour les connaissances que j'ai acquises sous ta direction.

Ensuite, je souhaite adresser mes plus sincères remerciements à Benjamin Barbrel et Aboubakr Bakkali. Après mon stage de fin d'études, vous m'avez encouragée à poursuivre en thèse, malgré mes doutes sur mes capacités. Honnêtement, il y a eu des moments où je remettai en question cette décision et me demandais pourquoi j'avais accepté de me lancer dans une thèse, mais aujourd'hui, avec le recul, je réalise à quel point elle a été formatrice et enrichissante. Votre patience et votre soutien infinis m'ont permis de surmonter les moments de doute et de frustration. Vous avez été comme des figures parentales pour moi, toujours là pour répondre à mes questions, réparer mes erreurs, et m'encourager à continuer.

Je remercie chaleureusement Francesca Mastropietro, la maman du Team XPulse, pour sa présence constante et son écoute attentive pendant mes périodes de *low-mood*. Sa compassion et son réconfort ont été des sources de soutien précieuses pour moi.

Ensuite, je souhaite exprimer ma reconnaissance envers les membres de mon équipe, Charly Regnault, Octave Delorme, et Damien Bonaudo. Vous avez été mes piliers, toujours là pour me dépanner mécaniquement et électroniquement, même lorsque cela impliquait de travailler tard ou de mettre de côté vos propres tâches. Je suis consciente que parfois je suis un peu exigeante, mais vous avez toujours répondu présents à mes demandes avec gentillesse et dévouement.

Je tiens également à remercier le Docteur Emile Barjou, qui a été mon collègue et compagnon de route depuis nos débuts à ALPhANOV. Le fait de partager cette expérience

avec toi, surtout durant les années de thèse, a été un réel soulagement, sachant que je n'étais pas seule dans ce périple (HAHA). Merci pour ton soutien constant.

Sans oublier, Pauline Lehoux, qui a grandement contribué à faire avancer le projet pendant les phases de rédaction les plus intenses. Ta présence et ton aide ont été un véritable soulagement lorsque je commençais à me sentir dépassée par le retard accumulé.

Je souhaite également remercier ma famille, ma maman et mon beau-papa, pour leur soutien indéfectible tout au long de ce parcours. Votre fierté et votre encouragement ont été mes moteurs, et je sais que sans vous, je n'aurais jamais pu atteindre ce niveau. Grâce à vous, mes années d'études ont été relativement sereines, et je n'avais à me préoccuper que des examens, des soutenances et des rédactions.

À tous ceux mentionnés ici (ou pas), je vous suis profondément reconnaissante et vous serai éternellement reconnaissante pour votre rôle crucial dans mon parcours académique et personnel. Vos enseignements, votre patience et votre soutien ont été des piliers indispensables qui m'ont permis d'atteindre mes objectifs et de devenir la personne que je suis aujourd'hui. Merci du fond du cœur.

This work is supported and funded by the European Regional Development Fund (ERDF) and the Nouvelle-Aquitaine Region in the context of the XPulse project.

Introduction

Le rayonnement X

Le rayonnement X s'est avéré être un outil très puissant pour le diagnostic médical dès sa découverte en 1895, ce qui a valu à son découvreur *W. Röntgen* le premier prix Nobel de physique. Les tubes à rayons X ont été et restent aujourd'hui la technologie la plus utilisée pour produire ce rayonnement dans les systèmes de radiologie, mais leur utilité est loin de se limiter à cela. Les diverses applications rendues possibles par les rayons X scientifiques, industrielles ou médicales, ont incité au développement de sources à rayons X de plus en plus puissantes et sophistiquées dotées de caractéristiques spécifiques et ouvrant la voie à des découvertes et des applications toujours plus innovantes.

Ce n'est qu'à partir des années 50 que de nouvelles sources X générées par des accélérateurs de particules, telles que les synchrotrons (1947) et les LINAC (1953) (*Accélérateur linéaire*) ont vu le jour. Ces installations, de dimensions gigantesques, ont contribué dans de nombreuses recherches en physique.

Dans les années 90, de nouvelles méthodes de génération de rayons X ont émergé et marquent une avancée significative dans ce domaine.

Parmi ces sources de nouvelle génération, on trouve les XFEL (*X-Laser à électrons libres*) (1992) et les sources de rayons X générées par laser, notamment la Diffusion Compton Inverse, le bétatron, le HHG (*Génération d'harmoniques d'ordres élevés*) et les sources laser-plasma.

Le développement des sources X secondaires par laser fut permis par les avancées dans la technologie des lasers intenses, notamment la montée en puissance crête grâce à la méthode CPA (*Amplification à dérive de fréquences*)¹ en 1985 [1].

Les sources X générées par laser présentent des caractéristiques remarquables, telles que l'aspect impulsif, la taille de source micrométrique, l'émission spectrale ajustable et une relative compacité comparées aux grandes installations.

Ces caractéristiques permettent d'envisager des avancées dans certaines applications exploitant les rayons X. Citons le cas des mesures aux rayons X résolues en temps, telle que la spectroscopie ou la diffraction qui nécessitent aujourd'hui souvent de grandes installations et qui pourraient bénéficier de sources de laboratoires.

C'est également le cas, et c'est ce qui va nous intéresser dans le présent travail, des applications d'imagerie aux rayons X haute performance exploitant le volume émetteur micrométrique et la gamme spectrale étendue offerte par ces sources.

1. en anglais : Chirped Pulse Amplification

Les sources X par laser et les applications en imagerie

Aujourd'hui l'évolution des technologies laser est telle qu'il est possible de disposer des lasers délivrant tout à la fois une haute puissance crête afin de générer une source X secondaire et une haute puissance moyenne pour disposer d'un flux de photons X suffisant. Les applications en imagerie nécessitent souvent un flux de photons important, car ce dernier fixe le temps d'exposition. Cela est particulièrement critique dans le domaine de l'imagerie médicale où le temps d'exposition doit rester court.

Une technique d'imagerie par rayons X particulière dont le développement pourrait être permis par les sources X par laser est l'imagerie par contraste de phase. Dans une radiographie classique, le contraste dans l'image est formé par l'absorption différentielle entre les différents tissus. Le contraste de phase capture, par différentes techniques (interférométrie, propagation libre, défectométrie), l'accumulation de phase différentielle occasionnée par la propagation du rayonnement dans la matière.

En imagerie médicale, l'intérêt de l'imagerie par contraste de phase réside dans :

1. La visibilité améliorée de certains tissus n'occasionnant pas ou peu de contraste d'absorption.
2. Une possibilité de réduire la dose déposée, dans le cas où l'on peut choisir l'énergie de façon à minimiser l'absorption en conservant du contraste de phase.
3. Une information plus riche quant à la composition chimique de l'objet imagé.

Les contraintes imposées par le contraste de phase sur les caractéristiques de la source dépendent de la technique utilisée, mais toutes ont en commun de demander une source offrant un certain degré de cohérence spatiale (en effet la technique a tout d'abord été développée sur synchrotron, un type de source X qui offre une très bonne cohérence). Pour une source compacte, cela se traduit par un volume émetteur suffisamment petit pour atteindre la largeur de cohérence désirée. On parle de source microfoyer.

Nous aboutissons donc aux deux contraintes que doivent respecter une source X compacte permettant de faire de l'imagerie médicale par contraste de phase :

- Un volume émetteur réduit (pour respecter la cohérence)
- Un flux moyen élevé (pour respecter le temps de pause)

Le flux de photon divisé par la surface apparente d'émission s'appelle la brillance d'une source. Les sources permettant ce type d'application sont donc des sources de haute brillance. C'est parce que les sources X par laser sont des sources de haute brillance qu'elles ont le potentiel de rendre praticable le contraste de phase en imagerie médicale.

Imagerie du sein et le projet XPulse

Une application spécifique pour laquelle les avantages de l'imagerie par contraste de phase sont démontrés est l'imagerie du sein [2]. En effet, le sein est un organe composé de tissus adipeux et de tissus glandulaires, assez homogène de point de vue de la densité. L'obtention d'une image utile au médecin est obtenue par une combinaison d'un choix d'énergie des photons assez bas (< 20 keV) pour laquelle le contraste d'absorption est suffisant, et d'une compression du sein, rendue nécessaire par la longueur d'absorption des tissus mammaires à cette énergie.

Par ailleurs on sait que le sein est un organe assez radiosensible, c'est-à-dire qu'une exposition à des rayonnements ionisants tels que le rayon X est susceptible d'avoir des

effets néfastes (cancer radio-induit).

Rappelons encore que le cancer du sein est le cancer le plus répandu et le plus mortel chez les femmes, et qu'un des outils majeur de santé publique en France est un plan de dépistage proposant des mammographies tous les 2 ans, aux femmes âgées de 50 à 74 ans. Il est donc important d'à la fois maîtriser au mieux les risques liés à cet examen et de réduire au maximum les freins à son acceptabilité (notamment la compression qui peut-être gênante ou douloureuse pour les patientes). L'ensemble des éléments ci-dessus justifient qu'une modalité d'imagerie par contraste de phase pour le sein permette de :

- améliorer la qualité des images et la visibilité des éléments anatomiques permettant le dépistage,
- réduire la dose liée à l'examen en optimisant l'énergie du rayonnement,
- améliorer l'acceptabilité de l'examen en supprimant la compression,
- ouvrir la possibilité à de l'imagerie 3D.

C'est cet objectif que vise le projet collaboratif XPulse qui motive et finance ce travail de thèse. Son ambition est de développer un système innovant d'imagerie 3D par contraste de phase pour le sein.

Ce projet comporte plusieurs axes de développement, mais un des développements majeur est celui d'une source compacte de haute brillance rendant possible le contraste de phase. C'est essentiellement la mission qui a été la mienne pour ce travail de thèse.

Le consortium construit pour mener à bien ce projet est le suivant :

- **Amplitude** : Entreprise qui développe le système laser à haute puissance.
- **Imagine Optic** : Entreprise développant le système de détection de phase.
- **Institut Bergonié** : Centre de cancérologie qui travaille sur la simulation de dose de cette nouvelle source X K_α générée par laser (*Thèse de Vincent Beaudoux [3]*).
- **CELIA** : Laboratoire de recherche qui étudie la caractérisation et l'optimisation de la source X.
- **ALPhANOV** : Centre technologique qui assure l'intégration du prototype XPulse.

La présente thèse est un travail expérimental qui d'inscrit dans ce projet, en cotutelle entre le laboratoire CELIA et le centre technologique ALPhANOV.

Sources X par laser développées

Dans cette thèse, je me suis donc intéressée à la génération et la caractérisation de rayonnement X généré par interaction laser-matière, ainsi qu'à évaluer son applicabilité et son intégration dans un système d'imagerie médicale. Je justifierai un peu plus loin pourquoi le choix du type de source à haute brillance s'est arrêté sur une source laser plasma type K_α .

Le développement d'une telle source X repose tout d'abord sur l'utilisation d'un laser délivrant des impulsions ultra-brèves et ultra-intenses focalisées à des intensités supérieures à $10^{16}W/cm^2$. La cible d'interaction peut être sous forme solide ou liquide ou gazeuse.

Cependant, notre choix de cible s'est très vite porté sur des cibles métalliques à l'état solide, qui sont les plus étudiées dans la littérature [4]-[6], en raison du large choix de matériau permettant une accordabilité spectrale étendue. Enfin, les instruments de diagnostic doivent être capables de capturer la gamme d'énergie des X produits.

Le processus de génération de rayons X K_α par interaction laser-solide est relativement

complexe. On peut le décomposer en trois étapes, que je détaillerai au chapitre 2 :

(i) **Génération d'un plasma** : Un plasma est créé par focalisation d'une impulsion laser au-delà de 10^{11} W/cm². Ses caractéristiques dépendent intrinsèquement de celle de l'impulsion laser.

(ii) **Accélération des électrons dans le plasma** : Divers mécanismes, dépendant pour l'essentiel du régime d'intensité, chauffent les électrons du plasma et permettent donc un transfert d'énergie depuis l'impulsion laser vers les électrons de la cible.

(iii) **Génération de photons X** : Ces électrons accélérés (électron "chauds") se propagent et peuvent convertir leur énergie cinétique en rayonnement via plusieurs mécanismes. L'un de ces mécanismes mène à l'émission des raies dites K_α , qui est le rayonnement que l'on va chercher à optimiser.

Objectifs et plan de la thèse

Mon travail porte principalement sur la génération et la caractérisation du rayonnement X K_α produit par focalisation d'impulsions laser ultra-intenses et ultra-brèves sur une cible solide.

Il se décompose en plusieurs parties :

(i) étude de la physique de l'interaction laser intense avec la matière,

(ii) optimisation de la génération de rayons X à basse cadence,

(iii) développement des outils d'analyse et de caractérisation,

(iv) développement et caractérisation d'une source X K_α générée par laser à haute cadence.

Avant de présenter mes résultats, je commencerai par introduire dans le chapitre 1 les phénomènes physiques qui interviennent au cours de l'interaction laser-solide : les différents processus de la création et de dépôt d'énergie des électrons chauds dans la cible jusqu'à la génération du rayonnement K_α . De plus, un état de l'art sera présenté pour évaluer les sources X K_α décrites jusqu'à présent dans la littérature.

Le chapitre 2 est consacré à la description des deux différents dispositifs expérimentaux qui ont permis la réalisation des travaux de cette thèse. L'un des systèmes est adapté pour fonctionner à un taux de répétition faible, de l'ordre d'un hertz. Son objectif est d'explorer la métrologie du rayonnement X généré en une seule impulsion en variant les conditions expérimentales telles que les paramètres du laser ou les caractéristiques de la cible. De plus, il permet de fournir des informations essentielles pour optimiser la configuration expérimentale du second système qui est spécialement conçu pour un haut taux de répétition de tirs.

Dans le troisième chapitre, j'aborderai le développement de nouveaux diagnostics pour une source impulsionnelle ainsi que les techniques d'analyse des données correspondantes.

Le chapitre 4 est dédié à l'ensemble des résultats obtenus au cours de cette thèse sur les deux systèmes décrits dans le chapitre précédent. Une section exposera les images radiographiques issues de nos différents systèmes d'imagerie.

Enfin l'annexe de ce manuscrit illustre quelques simulations Monte-Carlo effectuées au cours de cette thèse. Ces simulations avaient pour objectif d'ajouter des mesures de sécurité supplémentaires à l'environnement expérimental basé à ALPhANOV, dans le contexte où l'énergie du laser était prévue d'atteindre plus de 80 mJ à un taux de répétition de l'ordre du kilohertz.

Chapitre 1

État de l'art et physique des sources X $K\alpha$ par laser

Introduction

Les rayons X ont été découverts par W. Röntgen en 1895 de manière fortuite, lorsqu'il étudiait les phénomènes physiques lors du passage d'un courant dans un tube de Crookes sous vide. Très vite, leur capacité à pénétrer la matière dense a été mise à profit pour des applications à l'imagerie médicale. Plus tard, la courte longueur d'onde de ce rayonnement a été exploitée pour sonder la matière à l'échelle atomique, via différentes techniques.

Pendant de nombreuses années, les tubes à électrons sont restés les sources essentielles de rayons X, voire les seules. Ils sont d'ailleurs toujours largement utilisés dans la plupart des dispositifs médicaux, scientifiques et industriels. À partir de la seconde moitié du XXe siècle, d'autres sources X ont été développées, telle que des sources ultra-intenses comme les synchrotrons. Mais ces derniers restent des installations gigantesques peu adaptées à une utilisation clinique quotidienne.

Plus récemment, surtout depuis la fin des années 80, les lasers impulsionnels ont été envisagés comme des candidats potentiels pour produire du rayonnement X. À ce moment, les caractéristiques de ces sources X par laser étaient proches de celles des tubes X, mais leur trop faible puissance moyenne limitait leur utilisation concrète à l'imagerie médicale. Il était en effet difficile de concilier une énergie laser élevée et un haut taux de répétition. Au cours des dernières années, les lasers connaissent un essor remarquable en termes de puissance moyenne, amenant les performances des sources X créées par laser à des niveaux comparables à ceux des tubes X. Ces progrès continus laissent présager des sources X encore plus performantes dans un avenir proche.

Le premier chapitre de cette thèse est entièrement dédié à la présentation de différentes sources de rayonnement X, en portant une attention plus particulière aux sources X $K\alpha$ produites par des lasers impulsionnels. Nous détaillerons les principes physiques à l'œuvre, la description des dispositifs ainsi que leurs performances.

Dans une première partie, nous commencerons par faire un état de l'art des sources existantes, qu'elles soient standard ou produites par laser. Nous montrerons que l'interaction laser-plasma peut conduire à la production de sources X de taille micrométrique, de durée ultra-brève et de haut flux, qui offrent une résolution d'image meilleure que celle des tubes

à rayons X. Dans le contexte d'une utilisation à la radiographie médicale, nous expliquerons pourquoi nous avons retenu la source X $K\alpha$ parmi les autres sources X produites par laser.

La deuxième partie sera consacrée à la description détaillée des différents processus physiques menant à la production d'un rayonnement X $K\alpha$ à partir d'une impulsion laser.

Enfin dans la dernière partie, un état de l'art sera présenté sur les performances des différentes sources X $K\alpha$ produites en laboratoire. Nous examinerons les différents paramètres clés sur lesquels nous pouvons agir pour optimiser cette source pour une application donnée.

1.1 État de l'art des différentes sources X

Avant de présenter les différentes sources X produites par laser, nous commençons par décrire brièvement les sources X conventionnelles.

1.1.1 Sources X conventionnelles

1.1.1.1 Tubes à rayons X

Les tubes à rayons X [7] sont composés d'une anode et d'une cathode placées sous vide comme illustré dans la figure 1.1a. Lorsqu'un courant est appliqué au niveau de la cathode, des électrons sont émis puis accélérés vers l'anode par la tension appliquée entre cathode et anode. Les électrons ainsi accélérés interagissent avec l'anode métallique qui est généralement composée de molybdène, de tungstène ou de cuivre. Les électrons forment un faisceau mono-énergétique dont l'énergie correspond à la tension appliquée. Uniquement une fraction de l'énergie de ces électrons participe à l'émission du rayonnement X. Le reste de l'énergie (la majeure partie) sera dissipé sous forme de chaleur.

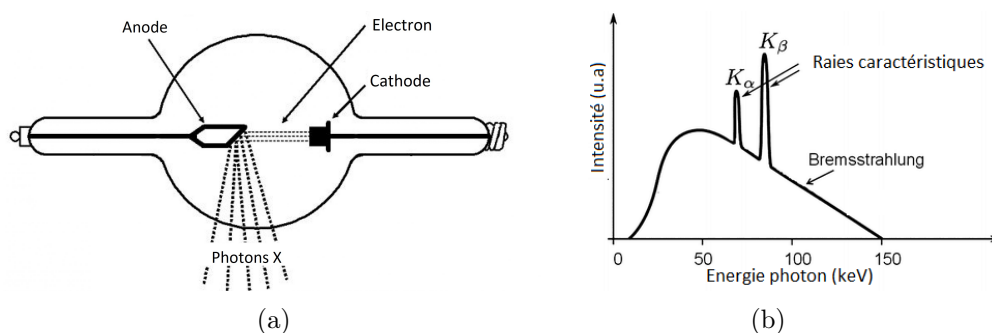


FIGURE 1.1 – Exemple d'un tube à rayons X. (a) Sa composition et (b) son spectre d'émission.

Le spectre d'émission X est constitué de deux composantes distinctes : continue et discrète, comme représentées sur la figure 1.1b. La partie continue et décroissante en énergie du spectre, est appelée rayonnement Bremsstrahlung. Ce type de rayonnement est dû au freinage des électrons passant à proximité des noyaux des atomes de l'anode, comme illustré sur la figure 1.2a. Ce rayonnement est plus efficace pour les matériaux lourds (dépendance en Z^2). Son spectre s'étend jusqu'à l'énergie des électrons.

La partie discrète du spectre correspond à l'émission des raies caractéristiques du matériau de la cible anode. Lorsque l'énergie cinétique d'un électron est suffisamment

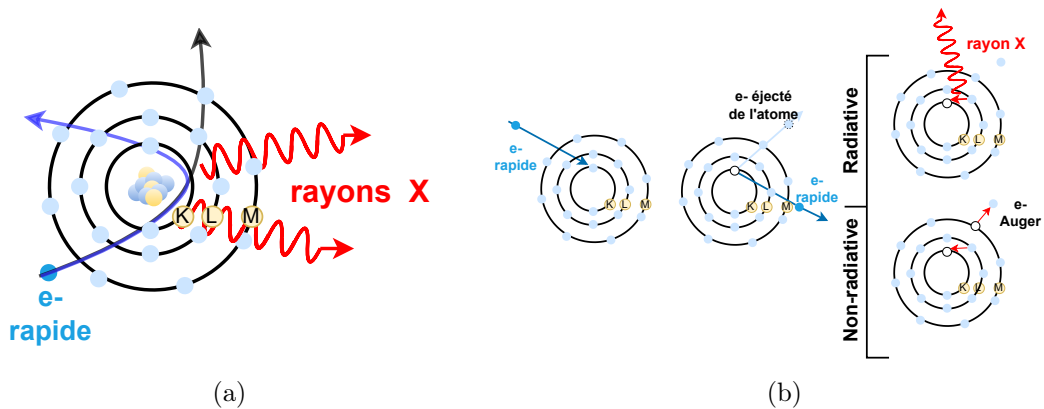


FIGURE 1.2 – Schéma des processus d'émission (a) Bremsstrahlung et (b) des photons $K\alpha$ et des électrons Auger.

élevée, c'est-à-dire supérieure à l'énergie de liaison d'une couche atomique, ce dernier est capable d'arracher un électron de la couche correspondante. Une lacune est créée dans cette couche qui sera très vite comblée par un électron d'une couche supérieure. Deux phénomènes peuvent alors se produire :

- Une transition radiative, *i.e.* l'émission d'un photon d'énergie égale à la différence d'énergie entre la couche de départ et celle de la couche d'arrivée. Par exemple, un électron est arraché de la couche K ($n=1$), un électron de la couche L ($n=2$) vient remplir cette lacune et l'ion se désexcite en émettant un photon X d'énergie $E_{KL} = E_K - E_L$. On parle dans ce cas de raie d'émission $K\alpha$. Les photons $K\beta$ correspondent au remplissage de la couche K ($n=1$) par un électron de la couche M ($n=3$). Les énergies de ces raies d'émission dépendent des énergies de liaison des électrons et, par conséquent, de la nature atomique du matériau.
- Une transition non radiative. Dans ce cas, l'énergie E_{KL} est transmise directement à un électron de l'atome. L'électron qui a acquis cette énergie est appelé *électron Auger*. Il est éjecté de l'atome avec une énergie cinétique faible ($E_{KL} - E_{liaison}$). En conséquence, l'électron Auger est très vite arrêté dans la matière.

Les tubes à rayons X ont l'avantage d'être compacts et peu coûteux avec un flux qui augmente par simple application d'un courant plus élevé sur la cathode. Cependant, les premières générations de ces tubes présentaient beaucoup de limitations telles qu'un rendement faible, une grande taille de source et donc une cohérence spatiale faible.

Certaines applications d'imagerie, comme le contrôle non destructif (CND) et la micro-tomographie 3D, nécessitent une haute résolution d'image ce qui implique d'avoir une taille de source petite.

Une solution pour réduire la taille de la source est de focaliser le faisceau d'électrons sur l'anode, la taille de la source pouvant ainsi être réduite à des dimensions nanométriques au détriment d'un flux considérablement réduit. La focalisation des électrons est en effet limitée par la capacité du matériau constituant l'anode à évacuer les charges et la chaleur. Au-delà d'une certaine densité de courant sur l'anode, celle-ci peut donc être détruite localement (cratérisation). Cela limite alors le choix des matériaux de l'anode aux matériaux présentant à la fois une bonne conductivité thermique et électrique. Pour pallier ce problème, diverses solutions sont proposées, notamment l'utilisation d'anodes tournantes ou plus récemment sous forme de métal liquide [8]. Les systèmes équipés d'anode liquide

sont capables de générer des sources X de haut flux tout en gardant une taille de source de l'ordre de quelques micromètres. Cette dernière présente l'inconvénient d'un choix relativement limité de métaux pouvant maintenir leur forme liquide à des températures proches de la température ambiante, par exemple le gallium (Ga), l'indium (In), l'étain (Sn), le mercure (Mg), ou leurs alliages. Cependant, ces matériaux possèdent des spectres de raies qui ne sont pas idéaux pour toutes les applications. En effet, le domaine d'énergies entre 20 - 100 keV (caractérisé de rayons X durs) qui est pertinent pour l'imagerie médicale, n'est en particulier pas très bien couvert par cette technologie.

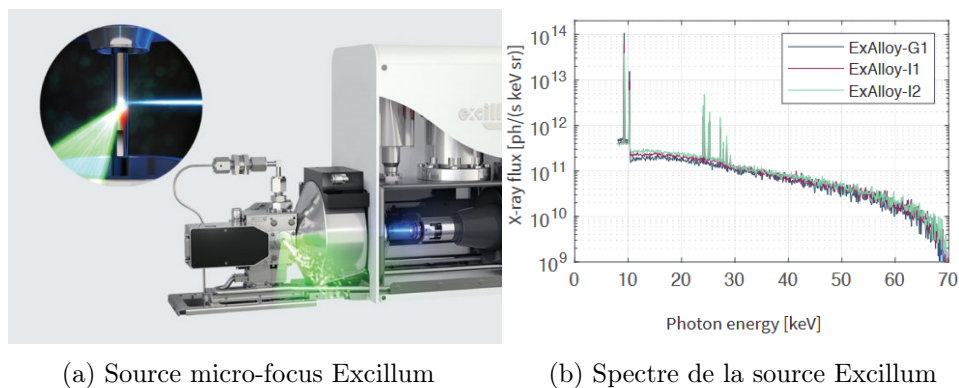


FIGURE 1.3 – Tube à rayon X Excillum (gallium liquide).

Aujourd'hui, une seule source X ultra-brillante utilisant une anode liquide existe et est commercialisée par Excillum, illustré dans la figure 1.3. Nous en possédons une sur le site d'ALPhANOV, qui dans le cadre du projet XPulse est utilisée pour développer les différentes techniques d'imagerie telles que la tomographie à grand champ et l'imagerie par contraste de phase, ainsi que pour servir de point de comparaison dans le développement de notre source X par laser (XPL). La cible liquide est un alliage de métaux composé de 95% de gallium et de 5% d'indium : Ga95-In5. Cette source X présente des caractéristiques telles qu'une émission continue, une taille micrométrique ($< 10\mu\text{m}$) et une brillance pic de plus de 10^{10} photons/s/mm²/mrad² à une énergie de 9,2 keV.

1.1.1.2 Grands instruments

- **Les synchrotrons** [9] sont des accélérateurs circulaires de particules. Ils sont capables de produire un rayonnement couvrant une grande partie du spectre électromagnétique : depuis l'infrarouge jusqu'aux rayons X. Les rayonnements dits synchrotron sont générés lorsque des électrons d'énergie élevée subissent une déviation par un champ magnétique (figure 1.4b). Ils sont émis sous forme d'un faisceau extrêmement fin, tangent à la trajectoire des électrons.

Les différentes parties d'un synchrotron sont représentées dans la figure 1.4a. Tout d'abord, un paquet d'électrons de faible énergie est injecté et accéléré dans un accélérateur linéaire (LINAC) jusqu'à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. Ensuite, ces électrons sont conduits dans un anneau d'accélération (Booster) qui permet d'augmenter l'énergie de ces électrons dans la gamme du GeV (10^9 eV). Par la suite, ces électrons accélérés sont injectés dans un anneau de stockage où leur trajectoire est déviée par un champ magnétique (force de Lorentz). Ils vont perdre leur énergie à chaque tour sous forme de rayonnement qui est collecté dans

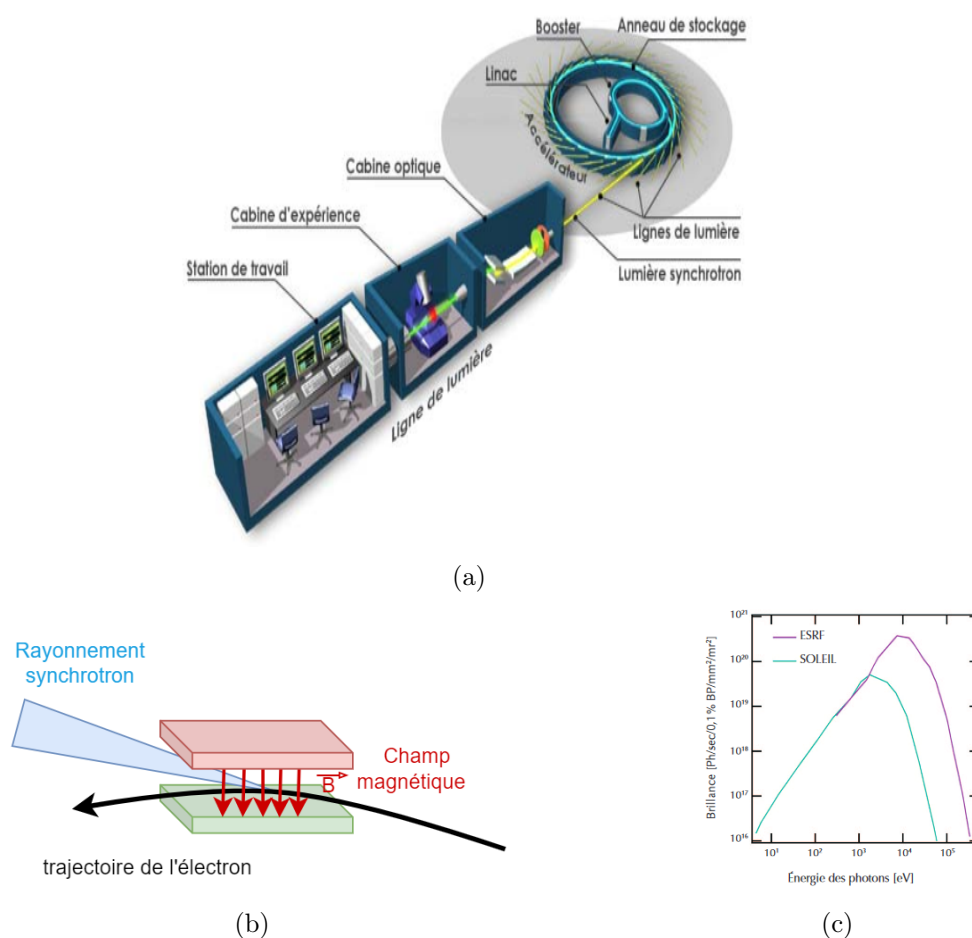


FIGURE 1.4 – (a) Illustration de la structure d'un synchrotron et une ligne d'expérience typique [*Synchrotron Soleil*]. Une ligne de lumière est composée d'une cabine optique pour sélectionner une longueur d'onde de rayonnement qui servira à l'expérience. En effet, la lumière synchrotron est dite "blanche" car elle contient une large plage de longueurs d'onde. Pour sélectionner la bonne longueur d'onde, un monochromateur sera utilisé (pour les rayons X, on utilise des monochromateurs à cristaux). L'échantillon à étudier sera placé dans une deuxième cabine dans laquelle sont placés les différents éléments de diagnostics. Enfin une troisième cabine qui est une salle de contrôle commande ou les manipulateurs pilotent les expérimentations à distance. (b) L'émission du rayonnement synchrotron par déviation de la trajectoire des électrons dans un champ magnétique. (c) Le rayonnement synchrotron est ultra-brillant et possède un spectre large.

les lignes de lumière par un aimant de courbure ou un onduleur, comme illustré dans la figure 1.5.

La grande variété de longueurs d'onde et la brillance du rayonnement produit font des synchrotrons des outils puissants pour la science dans de nombreux domaines. En effet, ces sources sont ultra-brillantes, mais également stables, impulsionnelles, et avec une bonne cohérence spatiale et temporelle. Néanmoins, il n'en existe que très peu (environ 80 dans le monde dont 2 en France) en raison de leur complexité, de leur coût élevé et de leur grande taille. Par exemple, l'ESRF à Grenoble fait environ 1 km de circonférence.

- **Les lasers à électrons libres (*Free electron laser XFEL*)** génèrent un rayonnement qui n'est rien d'autre qu'un rayonnement synchrotron produit par

oscillation des électrons à travers un champ magnétique transverse et périodique. Ce champ est créé par un onduleur qui est composé d'une succession d'aimants, comme illustré sur la figure 1.5.

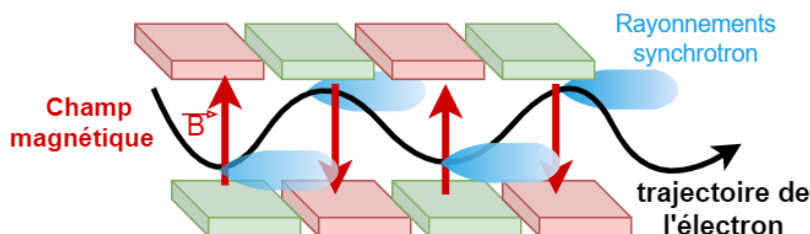


FIGURE 1.5 – Schéma d'un onduleur. Un onduleur est une structure magnétique composée d'une série d'aimants dont les pôles sont inversés. Lorsque les électrons le traversent, ils oscillent transversalement et par conséquent rayonnent. Un rayonnement synchrotron est alors généré à chaque oscillation.

Un XFEL est constitué d'un accélérateur capable d'accélérer les électrons à une énergie de l'ordre du GeV. Ces électrons qualifiés de relativistes vont ensuite traverser un onduleur. L'onduleur est composé d'une succession d'aimants engendrant un champ statique périodique le long de l'axe de propagation des électrons. Sous l'effet de la force de Lorentz les électrons vont osciller dans le plan transversal à une fréquence égale à la période spatiale de l'onduleur λ_u et par conséquent vont rayonner. Le rayonnement émis est amplifié au fur et à mesure que les électrons traversent l'onduleur.

Un XFEL est une source de lumière cohérente, intense, impulsionnelle et monochromatique. La longueur d'onde peut être ajustée avec les paramètres de la machine.

Il n'en existe que 5 dans le monde (émettant dans le domaine des X supérieur à quelques keV) :

1. **European XFEL** : situé à Schenefeld, en Allemagne (près d'Hambourg).
2. **LCLS (Linac Coherent Light Source)** : situé au SLAC National Accelerator Laboratory à Stanford aux États-Unis.
3. **SACLA/SCSS (SPring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser)** : situé au Japon.
4. **PAL-XFEL (Pohang Accelerator Laboratory)** : en Corée du Sud.
5. **SwissFEL** : en Suisse.

1.1.1.3 Comparaison des performances des sources standards

Les deux grandes installations présentées précédemment sont capables de générer des sources X pulsées, ultra-brillantes et ultracourtes. Leurs performances typiques en termes de brillance pic sont présentées dans le tableau 1.1. Elles dépassent largement celles des tubes à rayons X conventionnels utilisés dans la plupart des dispositifs médicaux.

La brillance pic est exprimée en $photons/s/mm^2/mrad^2/0,1\%BW$:

$$B \propto \frac{N_{ph}}{\tau S Div} \quad (1.1)$$

Elle est proportionnelle au nombre de photons produits (N_{ph}), et inversement proportionnelle à la taille de la source (S), à sa divergence (Div) et à la durée de l'impulsion τ . La bande spectrale (*BW bandwidth*) correspond à 0.1% de la longueur d'onde à laquelle la brillance est calculée.

Encore plus performants que les synchrotrons, de point de vue de la durée d'impulsion et de la brillance pic, les XFELs souffrent des mêmes défauts : leurs complexités, leurs tailles imposantes, leurs prix et donc leurs accès limités. En conséquence, ces installations sont principalement réservées à des applications scientifiques et ne sont pas adaptés pour des applications industrielles ou médicales.

Installation	Flux moyen (ph/s)	Durée d'impulsion	Brillance pic ($ph/s/mm^2/mrad^2/0,1\% \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$)
Tube X	10^{12}	continue	10^{10}
Synchrotron	10^{16}	~ 100 ps	$> 10^{23}$
XFEL	10^{16}	~ 10 fs	$> 10^{33}$

TABLE 1.1 – Comparaison des propriétés des sources X standards.

Nous allons explorer dans le paragraphe suivant un autre type de sources X, celles générées par laser-plasma. Dans la catégorie des sources de haute brillance, ces dernières se distinguent par leur compacité relative, leur accessibilité et leur coût réduit, ce qui les positionnent comme des candidats prometteurs pour constituer des sources de haute brillance et utilisables dans des applications concrètes.

1.1.2 Sources X créées par laser

Les rayons X produits par laser ont été observés très tôt par Philip J. Mallozzi et al. en 1971 [10], lorsque qu'ils bombardaient une fine épaisseur de fer avec le laser Hadron CGE-640 dopé de néodyme. Ce laser délivre des impulsions laser d'énergie d'environ 100 J et de durée de l'ordre de la nanoseconde. Cependant, l'énergie des photons X et l'efficacité de conversion estimée étaient très faibles. Ces premières expériences sont très vite freinées par les limites de la technologie laser de l'époque.

L'étude de la génération de sources secondaires par interaction laser-matière connaît depuis quelques années une progression importante, liée à l'avènement de nouveaux lasers très puissants et de durées d'impulsions très brèves rendues possible par l'amplification par dérive de fréquence (*CPA : Chirped Pulse Amplification*).

Ces systèmes dits à ultra-haute intensité sont devenues graduellement plus compacts et accessibles. Ils permettent d'atteindre des intensités focalisées importantes ($> 10^{16}$ W/cm²) menant à l'émission de rayonnement X dur via divers mécanismes.

Nous présenterons par la suite, les différents mécanismes de génération de rayonnement X par laser par ordre croissant d'énergie des photons produits. Ces sources de rayonnement X générées par laser possèdent des propriétés uniques en termes de cohérence, de brillance et de brièveté d'impulsion, pouvant ouvrir la voie à une variété d'applications. Bien que dans cette partie, les sources X K_α soient traitées en dernier, elles ont été découvertes et

utilisées beaucoup plus tôt dans les laboratoires de recherche et mènent aujourd'hui à des applications plus concrètes.

1.1.2.1 La génération d'harmoniques d'ordre élevé (*High Harmonic Generation HHG*)

Différentes techniques ont été développées pour produire du rayonnement XUV à partir du laser. La gamme d'énergie produite est trop faible pour une application à l'imagerie médicale. Toute fois, nous présentons ici brièvement une de ces sources, *i.e.* la génération d'harmonique d'ordre élevé, en vue de son actualité (Prix Nobel de physique 2023).

La génération d'harmoniques d'ordre élevé est un processus hautement non-linéaire obtenu en focalisant le laser dans un gaz. Dans des conditions appropriées, des harmoniques à des multiples impaires de la fréquence du laser sont émises. La mise en évidence de ce phénomène a été réalisée par *Franken et al.* en 1961 [11]. Puis en 1947, *New et Ward* [12] ont observé la troisième harmonique en focalisant un laser à rubis dans un milieu gazeux. Suite à ces avancées, la recherche des ordres d'harmoniques plus élevés est devenue un enjeu majeur.

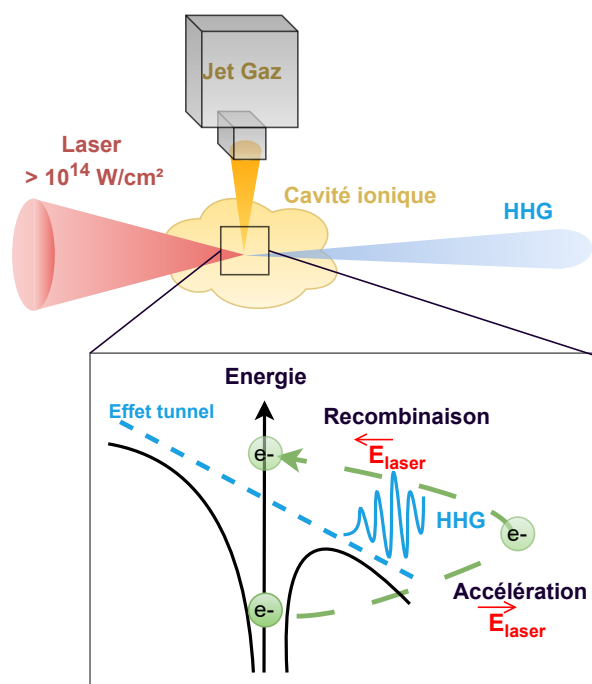


FIGURE 1.6 – Schéma classique d'un setup expérimental de la HHG et le processus de génération par un modèle quantique en 3 étapes.

Ensuite, grâce aux progrès réalisés dans le domaine des lasers, la génération d'harmoniques d'ordres encore plus élevés a été observée par *McPherson et al.* [13] en 1988, en focalisant une impulsion laser d'intensité d'ordre $10^{15} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$ dans des gaz rares.

La compréhension du processus de *HHG* est initiée par *Krause et al.* en 1992 [14], et a ensuite été justifiée par *Kulander et Corkum* en 1993 [15] par un modèle semi-quantique en trois étapes. Ce modèle s'applique dans un régime de champ fort, décrit comme suit :

1. Ionisation de l'atome par effet tunnel dans un champ intense : sous

l'influence du champ électrique intense du laser (E_{laser}), le potentiel atomique est réduit. Lorsque ce champ atteint une intensité suffisamment élevée, c'est-à-dire supérieure à 10^{13} W/cm², un électron s'échappe de l'atome par effet tunnel. Autrement dit, le champ intense abaisse la barrière de potentiel, permettant ainsi à l'électron de la traverser. Et lorsque E_{laser} dépasse 10^{15} W/cm², la barrière est supprimée, provoquant l'ionisation totale de l'atome.

2. **Accélération de l'électron libre :** l'électron est accéléré quasi-librement sous l'effet du champ électrique puis est rappelé à proximité de l'ion parent suite à l'inversion du champ E_{laser} à la 1/2 oscillation suivante.
3. **Recombinaison radiative de l'électron et de l'ion parent :** la recombinaison de l'électron et de l'ion parent conduit à l'émission d'un photon XUV dont l'énergie est égale à la somme du potentiel d'ionisation de l'atome et de l'énergie cinétique accumulée par l'électron pendant son oscillation dans le champ E_{laser} .

Les harmoniques générées par des oscillations des électrons sont des multiples impairs de la fréquence fondamentale du laser (3, 5, 7, 9, etc.). En effet, les électrons étant de charge négative subissent une accélération en sens inverse de celle du champ laser à chaque demi-cycle de leur oscillation. Ainsi l'émission des harmoniques a donc lieu lorsque les électrons inversent leur direction en produisant des moments impairs de l'oscillation.

Il convient de noter que plus le gaz est léger, plus le potentiel d'ionisation est important, ce qui favorise la génération d'ordres harmoniques plus élevés [16]. De plus, il a été constaté que la durée de l'impulsion laser exerce également une influence sur la génération d'ordres harmoniques plus élevés [17].

Une description purement quantique du phénomène a été faite par *Lewenstein et al.* [18] dans leurs travaux publiés en 1994, par approximation des champs forts à basse fréquence (*Strong Fields Approximation, SFA*), qui ne sera pas détaillée ici.

Le spectre du rayonnement *HHG* est constitué de pics régulièrement espacés. Ces pics représentent les différents ordres harmoniques. Le flux et l'énergie des photons générés dépendent de l'ordre d'harmonique (figure 1.7a et 1.7c). Les énergies sont typiquement limitées à la gamme dite XUV (inférieur à quelques keV) [20], [21]. Ce qui distingue particulièrement cette source, c'est sa durée d'émission extrêmement courte, pouvant atteindre l'échelle des attosecondes, ouvrant la voie à des études expérimentales de la dynamique électronique dans les molécules, des travaux récompensés par le prix Nobel 2023 de physique.

Cependant, cette source ne sera pas favorable pour faire de l'imagerie d'objets microscopiques en raison des énergies de photons trop faibles.

1.1.2.2 Le rayonnement bétatron

Le rayonnement bétatron est généré par la focalisation d'une impulsion laser d'une intensité encore plus grande, dite relativiste ($I > 10^{18}$ W/cm²) dans un jet de gaz composé d'éléments de faible Z , par exemple de l'hélium. En résultat, un plasma sous-dense se forme et le déplacement des charges crée un champ dans lequel les électrons sont piégés. Ils sont accélérés dans la direction longitudinale (direction de la propagation du laser) et oscillent dans la direction transversale (oscillations bétatron). Ces électrons peuvent atteindre des niveaux d'énergie extrêmement élevés sur une distance relativement courte.

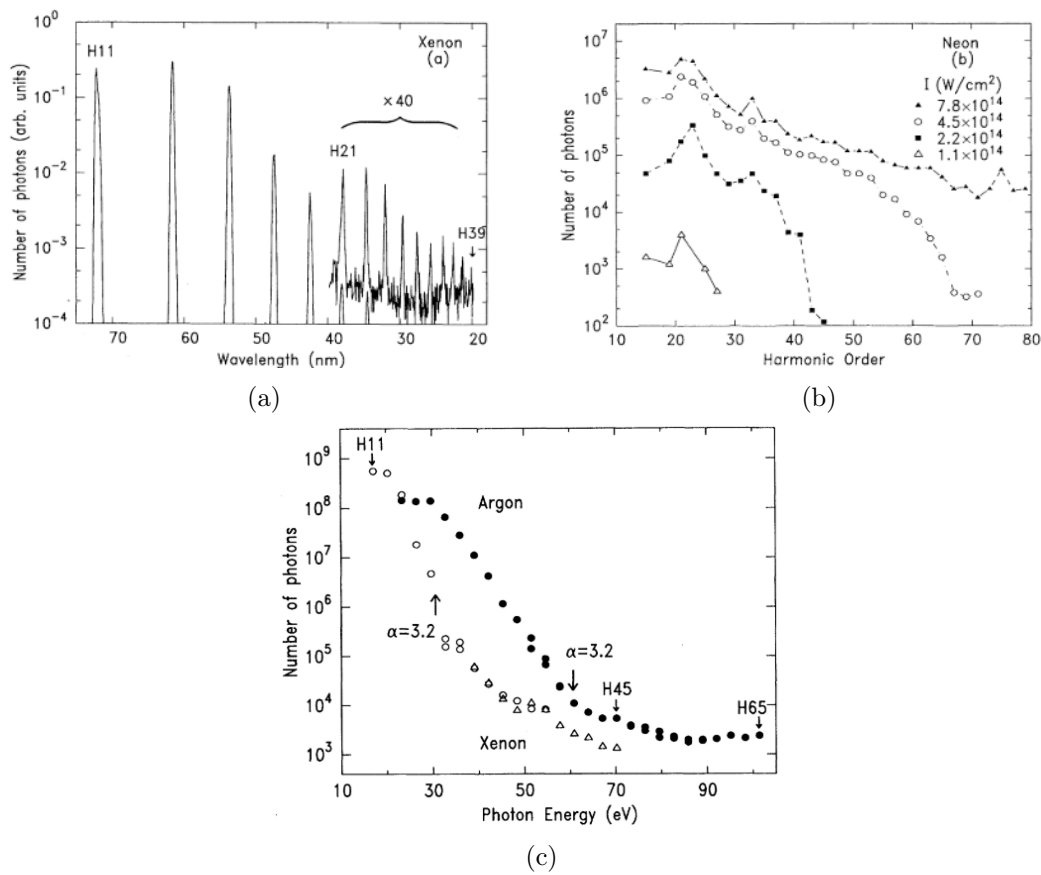


FIGURE 1.7 – Spectres d'émission HHG extraits des travaux de *Wahlstrom et al.*[19]. L'intensité laser était environ $10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$. (a) Interaction avec du xénon. Les différents spectres tracés dans (b) sont issus de l'interaction du laser avec du néon avec différentes intensités. Les ordres harmoniques et le nombre de photons générés croissent avec l'intensité laser. (c) Spectres d'émission Xe et Ar tracés en fonction de l'énergie du photon.

Lorsqu'ils atteignent des énergies relativistes, ils émettent des photons X, c'est ce que l'on appelle le rayonnement bétatron, voir figure 1.8.

En 2004, *Rousse et al.* [23] ont démontré expérimentalement la génération du rayonnement bétatron à faible énergie (inférieure à 6 keV). Par la suite, en 2011, la génération des photons d'énergies plus élevées (8 - 21 keV) a été démontrée dans les travaux de *Fourmaux et al.* [24] en utilisant des impulsions laser de 30 fs et de puissance d'environ 80 TW. Ils ont réussi à atteindre une brillance pic d'environ $10^{22} \text{ ph}/\text{s}/\text{mm}^2/\text{mrad}^2/0,1\% \text{ BW}$, comparable à celle obtenue dans les synchrotrons, mais avec un dispositif nettement plus compact. Des études ultérieures ont montré qu'il est possible d'accroître davantage la brillance et d'étendre le spectre bétatron jusqu'à 100 keV en augmentant l'énergie de l'impulsion laser [25] ou en modifiant la trajectoire des électrons par modification du profil de densité du plasma [26].

Le rayonnement bétatron est une source ultra-brillante et ultra-brève, avec des durées d'impulsion de l'ordre de quelques femtosecondes. Son spectre d'émission est continu et large comme celui qui est produit par un synchrotron (figure 1.8c). En raison de la très petite dimension du point source de l'ordre de quelques micromètres, cette source constitue un outil intéressant pour faire de l'imagerie par contraste de phase comme le démontre

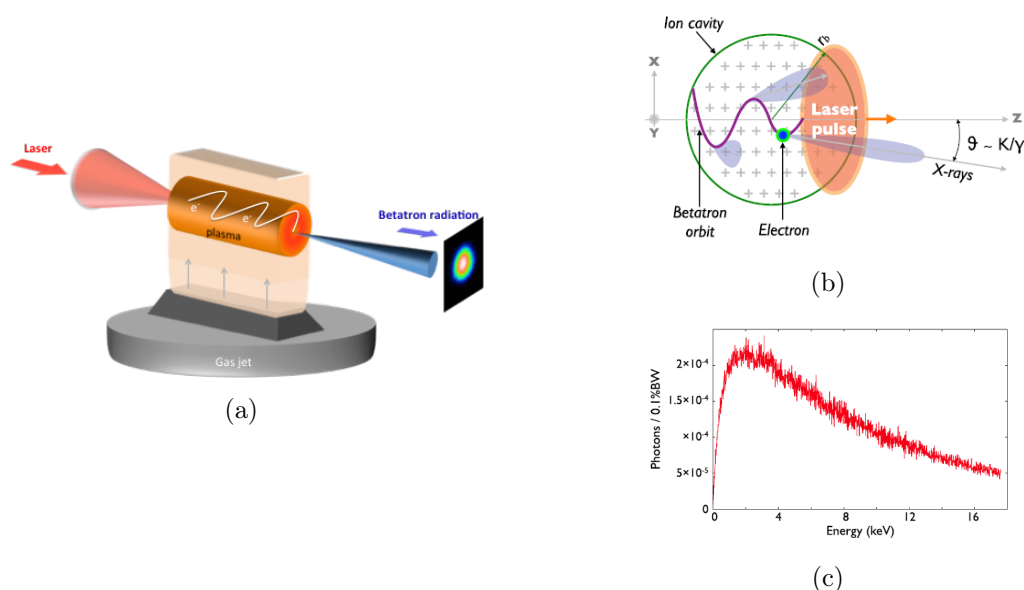


FIGURE 1.8 – Schéma de la génération du rayonnement bêta-tron (a) [Schéma extrait du site *eli-beams.eu*]. Lorsqu'un électron est injecté dans la cavité ionique (plasma), l'électron va se mettre à osciller et à accélérer (b) [Extrait du [22]]. Un rayonnement synchrotron est émis à chaque oscillation et s'intensifie le long de la propagation de l'électron (c).

Fourmaux et al. [24]. Cependant, il est à noter que l'angle d'émission est relativement étroit, d'environ 25 mrad, ce qui limite son intérêt pour des applications d'imagerie médicale. De plus, les sources bêta-tron ne seront pas retenues pour notre application visée en raison de la technologie laser, qui est plus contraignante, notamment en ce qui concerne la puissance crête élevée (10^{18} W/cm²) et la durée d'impulsion ultra-courte (de l'ordre de ~ 10 fs).

1.1.2.3 La diffusion Compton inverse

La diffusion Compton est caractérisée par l'interaction entre un photon et un électron de haute énergie. Au cours de cette interaction, l'électron peut transférer la quasi-totalité de son énergie au photon. En résultat, l'énergie du photon émis sera supérieure à celle du photon incident.

Le rayonnement par diffusion Compton inverse est issu de l'interaction entre une impulsion laser et un faisceau d'électrons relativistes. Cette interaction peut générer un rayonnement X dont l'énergie peut atteindre une centaine de keV.

Afin de mettre en œuvre ce principe, la première idée fut de coupler un accélérateur d'électrons avec un faisceau laser. Cela nécessite un faisceau d'électrons relativistes produit par un accélérateur de type LINAC. L'application pratique de telles sources repose sur la miniaturisation des accélérateurs, sur laquelle certains groupes travaillent. On peut notamment citer MuCLS (*Munich Compact Light Source*) [27] ou ThomX [28] qui sont des machines plus compactes que les synchrotrons, mais restent volumineuses.

Une méthode "tout laser" plus compacte a été proposée en 2013 par *Chen et al.* [29]. Ce dernier a démontré la génération d'un rayonnement X dans la gamme d'énergie du MeV avec une impulsion laser de 100 TW.

Le principe fondamental de cette méthode consiste à focaliser un premier faisceau laser dans le jet de gaz pour produire des électrons de haute énergie par le mécanisme d'accélération

dans le champ de sillage laser. Ensuite, un second faisceau laser est focalisé sur ce paquet d'électrons. Les photons X sont émis au point d'interaction, suivant la direction des électrons et dans un petit angle solide (figure 1.9b).

La principale difficulté de cette méthode est la synchronisation temporelle et la superposition spatiale du *bunch* d'électrons et de l'impulsion laser afin d'assurer une bonne efficacité de production des photons X.

Pour résoudre les problèmes liés à la synchronisation, une autre méthode a été introduite par *TaPhuoc et al.* en 2012 [30], qui ne nécessite qu'un seul laser. Cette approche consiste dans un premier temps à focaliser une impulsion dans le gaz qui va accélérer les électrons en leur transférant une fraction de l'énergie laser. Un miroir plasma est positionné dans la direction de propagation et permet de réfléchir la même impulsion en direction du paquet d'électrons comme représenté dans la figure 1.9c. L'interaction entre l'impulsion laser et les électrons accélérés se déroule juste en amont du miroir plasma, qui est constitué d'une fine feuille. Grâce à cette méthode, le groupe a réussi à générer des photons X dont l'énergie est autour de la centaine de keV.

Le rayonnement par diffusion Compton inverse présente de nombreux atouts. Tout d'abord, l'énergie des photons X peut atteindre des énergies considérablement plus élevées (jusqu'au MeV) que le rayonnement béta-tron (~ 10 keV) [30]. De plus, il est possible de générer une source X quasi-mono-énergétique grâce à l'utilisation d'une source d'électrons quasi-mono-énergétique, comme montré dans les travaux de *Tsai et al.* [31]. Cependant, cette source demande des lasers très puissants et l'efficacité de conversion dans les X est encore faible. De plus, la faible divergence de ce rayonnement, qui est d'environ 10 mrad, là encore, n'est pas favorable pour faire des images médicales qui requièrent typiquement un large champ.

1.1.2.4 Le rayonnement X K_α

Le rayonnement X K_α est généré par focalisation d'une impulsion laser intense sur une cible généralement solide, bien que cela puisse aussi se faire avec des cibles liquides ou gazeuses [32], [33]. Ce type de rayonnement est parfois désigné dans la littérature sous le nom de "source X laser-plasma". Lorsque ces sources sont optimisées pour l'émission des photons K_α , elles sont qualifiées de "source K_α ", le terme que nous utilisons le plus souvent.

Lorsqu'une impulsion laser, avec une intensité pic supérieure ou égale à 10^{16} W/cm², est focalisée sur une cible solide, un plasma chaud se forme sur sa surface avec une population d'électrons dits *thermiques* avec des énergies dans la gamme de 100 eV à 1 keV. Une partie de ces électrons peut absorber une fraction d'énergie laser par les différents mécanismes qui seront détaillés dans la section 1.2.2. Ils sont ainsi accélérés et atteignent des énergies plus élevées (supérieures à 10 keV). On parle alors d'électrons *chauds* ou *suprathermiques*. Par conséquent, ils ont la capacité de pénétrer à l'intérieur de la cible et de mener à l'émission de rayons X par le processus de Bremsstrahlung et de fluorescence X comme décrit plus haut pour les tubes X. La physique de l'émission X est semblable à celle des tubes à rayons X. Ce qui les différencie est le mécanisme d'accélération des électrons.

Dans le cas des sources X K_α , les électrons sont directement accélérés au niveau de la cible par le champ laser, alors que dans un tube, ils sont accélérés dans le vide par la différence de potentiel.

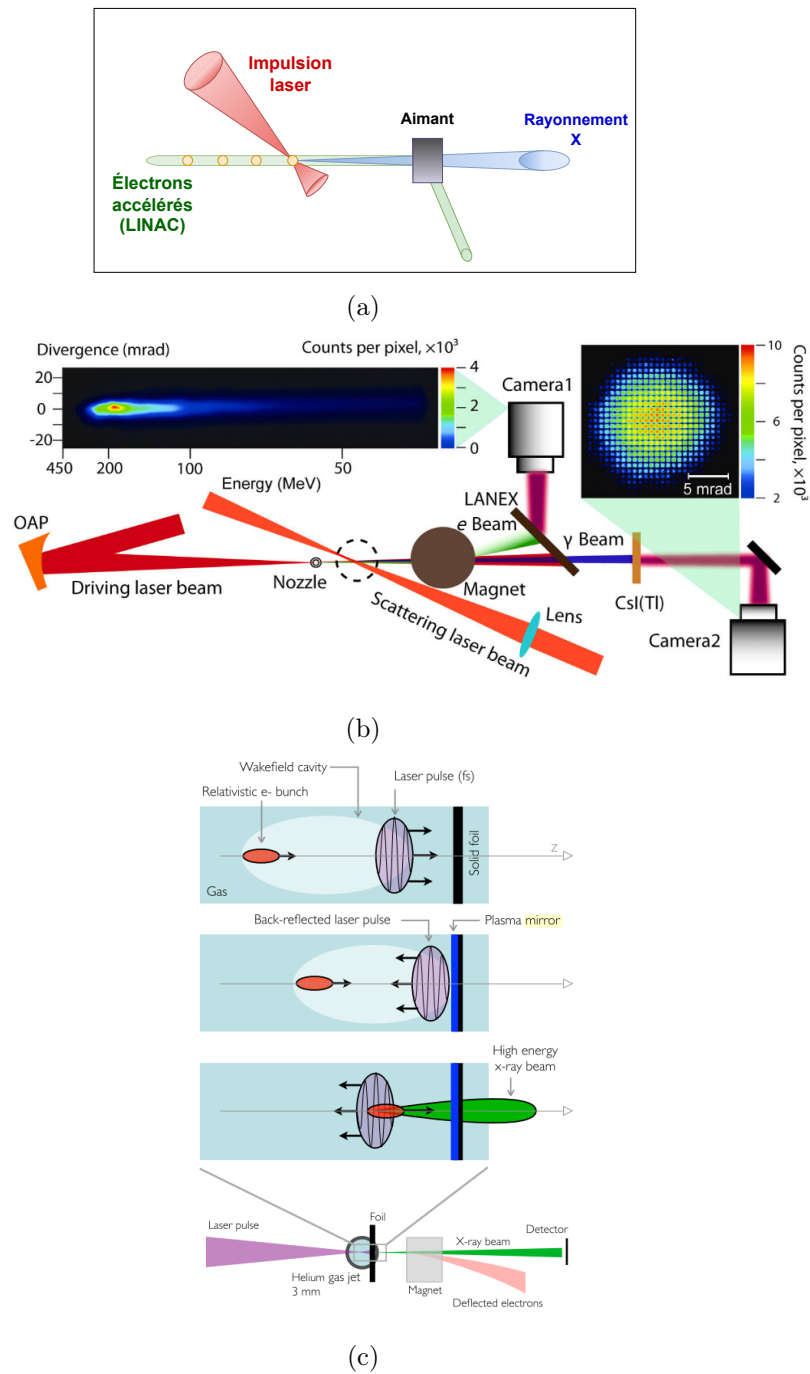


FIGURE 1.9 – Schémas représentant les méthodes de génération du rayonnement par Compton inverse. La source X par diffusion Compton inverse : (a) générée par l'interaction d'un laser femtoseconde intense et un faisceau d'électrons provenant d'accélérateurs de type LINAC ; (b) [schéma est extrait de [29]] illustrant la méthode à deux faisceaux laser ; (c) [schéma extrait de [30]] illustrant la méthode avec un laser et la création d'un miroir plasma.

Du point de vue spectral, les sources X $K\alpha$ sont caractérisées par leur spectre de raies $K\alpha$ accordable en fonction du matériau de la cible utilisé, en plus d'un continuum issu de l'émission Bremsstrahlung. La taille et la durée d'émission de la source X $K\alpha$ sont en partie déterminées par les caractéristiques du laser, à savoir la taille du spot laser sur cible et la durée de l'impulsion laser.

1.1.3 Comparaison des différentes sources X

Les différentes sources résumées dans le tableau 1.2 sont générées par l'interaction d'impulsions laser ultra-intenses focalisées dans la matière. Elles sont également représentées dans la figure 1.10, montrant l'évolution de ces sources X dans le temps. Chaque type de source possède des caractéristiques propres qui seront autant d'avantage ou de limitation relativement à une application donnée.

Source	X $K\alpha$	Diffusion Compton inverse	Bétatron	HHG
Cible	Solide	Gaz	Gaz	Gaz ou solide
Intensité laser (W/cm) ²	10 ¹⁶ -10 ¹⁹	≥ 10 ¹⁹	≥ 10 ¹⁹	10 ¹⁴ - 10 ¹⁹
Gamme spectrale (keV)	1-100 keV	75-200 keV	1-10 keV	<1 keV
Divergence	divergent et isotrope	faible divergence	faible divergence (~ 10mrad)	faible divergence
Taille de source (μm)	~10 μm	<3μm	quelques μm	quelques μm
Brillance pic <i>ph/s/mm²/mrad²</i> <i>/0,1%BW</i>	10 ¹⁸	10 ²¹	10 ²²	-

TABLE 1.2 – Comparaison de différentes sources X générées par laser. Valeurs typiques dans la littérature.

Il est intéressant de noter que les différentes sources de rayonnement X discutées précédemment, telles que les HHG, le bétatron et la Diffusion Compton inverse, utilisent des cibles d'interaction sous forme gazeuse ou de faible densité (numéro atomique Z petit). Les sources XUV, telle que la source HHG, produisent des photons X dits *mous*. L'énergie des photons X produits est généralement inférieure à quelques keV, autrement dit la longueur d'onde est longue (entre 0.01 et 10 nanomètres), ce qui limite leur capacité de pénétration dans la matière, ces photons sont principalement absorbés à la surface des matériaux. Ces sources ne sont donc pas adaptées pour faire de l'imagerie des objets macroscopiques et denses, mais elles sont utilisées dans les applications de lithographie (comme dans la fabrication des semi-conducteurs), ou encore dans la recherche et les études de dynamique ultra-rapide à l'échelle atomique ou moléculaire.

Les sources bétatron et (par diffusion) Compton inverse ont l'avantage de posséder des tailles de source très réduite (volume émetteur), de l'ordre de quelques micromètres, tout en conservant un flux de photon élevé, typiquement supérieur à 10¹⁰ photons par seconde, et de durée d'émission courte. Elles peuvent donc a priori tout à fait répondre à notre besoin.

Cependant, la limitation de ces deux types de sources réside dans la divergence faible du rayonnement X ainsi que l'exigence en laser (classe 100 TW ou plus). En effet, les applications d'imagerie requièrent plutôt un large champ et un laser type table-top. En revanche, l'émission de la source X $K\alpha$ est isotrope, elle est émise dans toutes les directions (sur 4π sr sans la réabsorption de la cible) et elle est possible avec un laser de moindre puissance crête.

Les dimensions micrométriques du volume émetteur des sources X $K\alpha$ sont intéressantes pour des applications d'imagerie à haute résolution [34]-[36]. La brièveté de l'émission X comparable à celle du laser, typiquement dans la gamme de 100 fs à 10 ps pour des lasers capables d'atteindre 10^{16} W/cm², ouvre ainsi la possibilité à des applications de mesure résolues en temps. Sa brillance pic est comparable à celle de certains synchrotrons. Enfin la cohérence de cette source (haute brillance et petite taille de source) permet a priori de mettre en application la technique d'imagerie par contraste de phase.

Les sources X $K\alpha$ sont en plein développement. Grâce à la technique CPA [1], [37] dans les années 1980, des systèmes lasers relativement compacts (table-top), capables de générer des impulsions ultra-intenses et ultra-courtes, ont rendu possible une large gamme d'expériences en laboratoire : diffraction et spectroscopie d'absorption résolues dans le temps, et imagerie de phénomènes ultra-rapides.

Plusieurs équipes ont effectué des travaux sur la génération et sur l'optimisation des rayonnements X $K\alpha$ en faisant varier les paramètres des lasers (énergie, durée d'impulsion, contraste temporel, focalisation, etc.) et en modifiant les propriétés de la cible (structure surfacique, géométrie, densité, etc.) [38]. Cette recherche continue a permis de produire des sources X de plus en plus performantes.

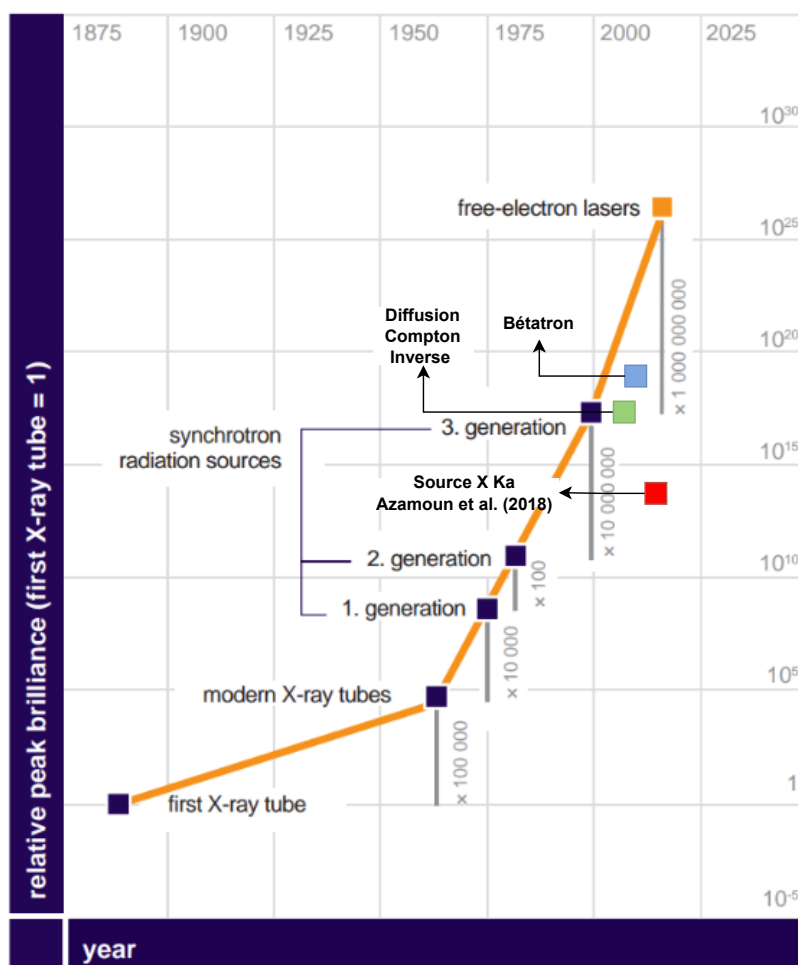


FIGURE 1.10 – Graphe de l'évolution de la brillance pic des sources X au fil du temps avec la progression des lasers.

1.2 Physique des sources X $K\alpha$ par laser

Dans cette partie, nous introduisons les différents mécanismes physiques à l'œuvre dans l'interaction laser-plasma et menant à la génération de photons X. Ces mécanismes dépendent fortement du régime d'intensité laser, et nous nous concentrons sur le régime de haute intensité laser, c'est-à-dire une intensité comprise entre 10^{15} W/cm² et 10^{18} W/cm². Les régimes dits de faible intensité et relativiste, i.e. respectivement $< 10^{15}$ W/cm² et $> 10^{18}$ W/cm² ne seront pas détaillés.

Pour commencer, nous introduisons les principaux paramètres caractérisant le plasma créé par le laser, en définissant des nomenclatures qui seront utilisées dans les différents chapitres suivants. Dans les interactions ultracourtes, ce sont les électrons qui transportent principalement l'énergie. La densité d'électrons produite dans le plasma peut atteindre $\sim 10^{23}$ électrons/cm³ et leur température \sim keV [39].

1.2.1 Production d'un plasma à la surface de la cible

Rappelons que le plasma est un état de la matière composé d'un ensemble de particules chargées (et éventuellement neutres).

Pour des intensités laser supérieures à environ 10^{11} W/cm², le champ électrique est suffisamment élevé pour ioniser les électrons d'une cible, ce qui entraîne alors la formation d'un plasma. Les électrons peuvent acquérir de l'énergie qui dépend du champ laser via différents mécanismes (cf. section 1.2.2).

Le plasma produit par l'interaction laser-matière dépend également de la forme et de la durée de l'impulsion laser. Pour les impulsions ultra-courtes, on peut distinguer trois zones différentes représentées sur le schéma de la figure 1.11.

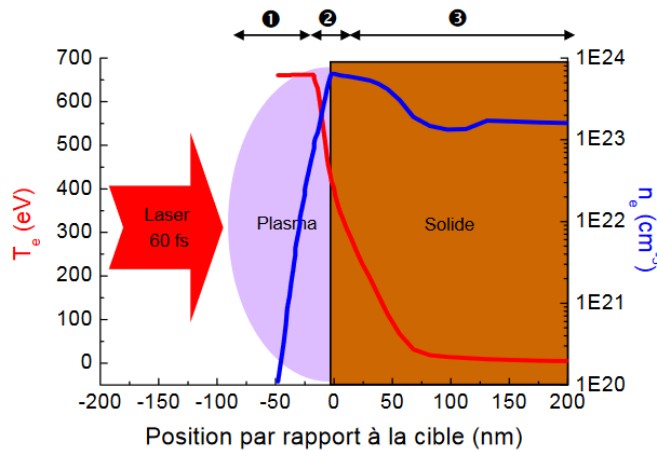


FIGURE 1.11 – Température T_e et densité électronique n_e d'un plasma généré par l'interaction d'un laser fs avec un solide. [Extrait de la thèse de Marina Servol [40]]

La zone (1) correspond à la zone d'expansion du plasma. Dans cette zone la densité d'électrons est faible et la température des électrons est haute. La zone (2) correspond à l'épaisseur de peau, où l'onde laser est évanescente. Cette zone joue un rôle essentiel dans le chauffage et l'accélération des électrons. La zone (3) correspond à la cible solide où pénètrent les électrons chauds. Leur température décroît à mesure qu'ils pénètrent dans l'intérieur de la cible.

En fonction de l'intensité de l'impulsion et de l'efficacité de transfert d'énergie, différents processus d'ionisation peuvent se produire entraînant la formation d'un plasma. Le degré d'ionisation moyen du plasma est noté Z^* . La densité électronique, notée n_e est liée à la densité des ions notée n_i , par la relation $n_e = Z^* \cdot n_i$. Le plasma se détend au cours de la durée de l'impulsion laser. Sa vitesse d'expansion est la vitesse acoustique ionique qui dépend de la température des électrons T_e exprimée en Kelvin ou en eV par la formule suivante :

$$c_{si}[m/s] = \left(\frac{Z^* k_B T_e [K]}{m_i} \right)^{1/2} \cong 1 \times 10^4 \cdot (T_e [eV])^{1/2} \cdot \left(\frac{Z^*}{A} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

avec A le numéro atomique et k_B la constante de Boltzmann (m_i est la masse de l'ion).

La densité des électrons varie suivant la profondeur de propagation z et peut être approximée par une exponentielle décroissante :

$$n_e(z) = n_{eo} \exp\left(-\frac{z}{L}\right) \quad (1.3)$$

avec n_{eo} la densité d'électrons de la cible et L la longueur de gradient du plasma. Dans cette expression, z croît vers l'extérieur de la cible (vers le vide).

Dans le cas d'une expansion isotherme avec un profil exponentiel, pendant une durée d'impulsion τ_L , le plasma peut atteindre une longueur de gradient L , telle que :

$$L = c_{si} \cdot \tau_L \cong \sqrt{(T_e) \cdot \left(\frac{Z^*}{A}\right)} \cdot \tau_L \quad (1.4)$$

Un plasma peut être décrit par les distributions temporelles et spatiales des électrons et des ions. Lorsque l'on considère la dynamique des électrons, les ions sont généralement considérés comme quasi-stationnaires en raison de leur masse nettement plus élevée (les protons étant ~ 1000 fois plus lourds que les électrons). Lorsque l'intensité laser est supérieure ou égale à 10^{11} W/cm², une fine couche d'électrons libres commence à se former à la surface de la cible. Dans le cas d'une impulsion laser ultra-courte, seuls les électrons interviennent dans la génération du plasma et ils sont les principaux responsables du transfert d'énergie laser et de la production de sources secondaires, telles que les photons X.

Les propriétés caractéristiques des plasmas sont en grande partie liées aux mécanismes d'interaction entre différentes les particules. Le modèle le plus simple pour le décrire est celui de l'interaction binaire, mais ce modèle devient invalide pour un plasma proche de la densité du solide. En effet, le grand nombre des particules chargées dans le plasma conduit à un comportement dit *collectif*. Chaque particule peut interagir avec un nombre considérable d'autres particules dans le plasma et ces interactions sont cumulatives, ce qui signifie que l'effet sur la trajectoire des particules se renforce avec le nombre de particules impliquées.

La propagation du laser de fréquence ω_L dans un plasma est décrite par la relation de dispersion suivante :

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + k_L^2 \cdot c^2 \quad (1.5)$$

où les paramètres k_L et c correspondent respectivement au nombre d'onde du laser et à la célérité de la lumière. La fréquence de résonance du plasma ω_p pour les oscillations collectives des électrons est :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.6)$$

avec n_e la densité d'électrons dans le plasma, e et m_e la charge et la masse de l'électron. Le comportement d'un rayonnement électromagnétique dans le plasma dépend de la valeur de ω_p comparée à ω_L .

1. Si $\omega_p > \omega_L$, l'équation de dispersion (eq. 1.5) entraîne que le nombre d'onde k_L devient imaginaire. Cela se traduit par la présence d'une onde évanescence dans un plasma dit sur-dense et l'onde incidente est réfléchie.

2. Si $\omega_p < \omega_L$, k_L est réel. Dans ce cas, l'impulsion peut se propager dans le plasma dit sous-dense.

3. Dans le cas où la pulsation du plasma est égale à la pulsation de l'onde ($\omega_p = \omega_L$), la densité électronique est à sa densité critique, noté n_c , qui vaut :

$$n_c = \frac{\omega_L^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \quad (1.7)$$

En pratique (Figure 1.11), le laser se propage dans le vide puis pénètre progressivement dans le gradient de densité du plasma jusqu'à atteindre la densité critique n_c où il est essentiellement réfléchi en raison de sa fréquence qui rentre en résonance avec la fréquence du plasma.

Le caractère collectif ou non des interactions dans le plasma est caractérisée par la longueur d'écrantage de Debye, notée λ_D . Elle exprime l'équilibre statique entre la force électrostatique et la force de pression électronique. Son expression est :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot kT}{n_e \cdot e^2}} \quad (1.8)$$

où ϵ_0 est la perméabilité du vide et kT l'énergie thermique des particules.

En dehors d'une sphère de rayon λ_D , les interactions collectives dominent dans le plasma. À l'inverse, à l'intérieur de cette sphère, les interactions entre particules dominent.

Au-delà de la densité critique, le laser se propage de façon évanescence sur une épaisseur de peau, noté δ , et donnée par la formule :

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \quad (1.9)$$

Au début de la zone de détente, la densité électronique n_e est en effet encore très élevée, car l'ionisation des atomes de la cible est forte à la surface, là où l'interaction avec le laser est la plus intense. La densité n_e décroît légèrement vers l'intérieur de la cible, jusqu'à atteindre la densité de la cible. Quant à la température électronique, elle décroît très rapidement.

Par la suite, nous traiterons les différentes interactions laser-plasma dans un régime ultra-intense et ultra-court.

Dans le cas d'une cible solide, les paramètres de l'impulsion laser, tels que son énergie, sa durée d'impulsion et son profil temporel, jouent un rôle crucial dans les différents processus qui se produisent à la surface de la cible : fusion et évaporation, ablation et ionisation de la matière.

L'interaction laser-plasma est caractérisée par l'accélération d'électrons à l'intérieur de la cible. Dans le régime ultra-intense ($I \geq 10^{18} \text{W/cm}^2$), Ces électrons peuvent atteindre de grandes énergies (jusqu'au MeV pour $I \sim 10^{18} \text{W/cm}^2$). On les appelle électrons *supra-thermiques*.

L'absorption de l'énergie laser par les électrons fait intervenir un grand nombre de processus. Le processus dominant dépendra principalement de deux paramètres : l'intensité laser I_{laser} et la longueur de gradient L [41]. Ces électrons chauds qui se propagent dans la cible sont responsables de la génération du rayonnement $K\alpha$.

En raison de la méthode de production des impulsions laser de forte puissance, la forme temporelle d'une impulsion peut présenter un piédestal (ou le fond ASE *Amplified Spontaneous Emission*) ou encore une pré-impulsion (fig.1.12) avant l'impulsion principale. Cette énergie laser peut alors interagir en amont avec la cible et avoir un effet non négligeable en créant un pré-plasma devant la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Les conditions d'interaction de l'impulsion avec la cible dépendent donc du pré-plasma généré qui dépend de la durée et de l'intensité de l'ASE ou de la pré-impulsion. Le rapport de l'intensité crête à l'intensité du piédestal de l'impulsion est appelé le contraste temporel du laser, noté CR .

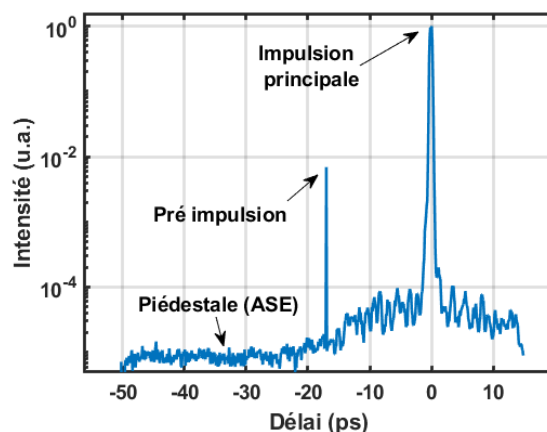


FIGURE 1.12 – Exemple de profil temporel d'une impulsion laser avec la présence d'ASE et d'une pré-impulsion.

Si le niveau du piédestal est suffisamment élevé, comme illustré sur la figure 1.12, un plasma en détente est formé à la surface de la cible. Ce plasma a un effet sur l'interaction avec l'impulsion principale notamment sur l'absorption et l'accélération des électrons, comme on va le voir dans la prochaine partie. Les contrastes mesurés dans ce cas sont $\sim 10^2$ et $\sim 10^5$ respectivement avec la pré-impulsion et le piédestal.

1.2.2 Génération et accélération d'électrons chauds

Les mécanismes d'absorption d'énergie laser par le plasma sont très nombreux et complexes et dépendent de plusieurs paramètres, tels que l'intensité, la longueur d'onde, l'angle d'incidence, le gradient du plasma, le Z de la cible, etc. On peut les classer selon deux types : collisionnels et non-collisionnels.

Pour les intensités laser faibles, typiquement $I < 10^{15}$ W/cm², le chauffage du plasma est principalement dû à l'absorption collisionnelle par le mécanisme de Bremsstrahlung inverse : les photons laser cèdent une partie de leur énergie aux électrons du plasma par collision. Les mécanismes collisionnels sont prédominants dans les régimes nanoseconde et de faible intensité. Cependant, nous travaillons avec des intensités supérieures ($I > 10^{16}$ W/cm²) dans un régime plus court (femto ou picoseconde) où les effets collisionnels deviennent moins importants. En effet, la fréquence de collision électron-ion v_{e-i} décroît avec la température des électrons T_h selon la relation :

$$v_{e-i} \propto T_h^{-3/2} \quad (1.10)$$

De plus, on sait que la température des électrons augmente avec l'intensité laser, c'est-à-dire $T_h \propto (I\lambda^2)^\alpha$. Ainsi, plus l'intensité laser est élevée, plus la fréquence de collision v_{e-i} diminue, ce qui signifie que les effets collisionnels deviennent moins significatifs à des intensités élevées.

Lorsque les intensités dépassent 10^{16} W/cm², les mécanismes d'absorption collisionnelle deviennent négligeables et ce sont les mécanismes non-collisionnels qui prévalent. Dans ce régime, plusieurs mécanismes d'absorption non-collisionnels entrent en jeu, qui dépendent du rapport entre la pression du laser (P_L) et la pression thermique du plasma (P_{th}). Lorsque ce rapport est inférieur à 1, *i.e.* $P_L < P_{th}$, les mécanismes dominants sont l'effet de peau anormal (*Anomalous Skin Effect*) et le SIB (*Sheath Inverse Bremsstrahlung*). Dans le cas contraire ($P_L > P_{th}$), les mécanismes prédominants sont l'absorption résonnante, l'effet Brunel et le chauffage pondéromoteur. De plus, les différents travaux [42]-[44] ont montré que pour les intensités supérieures à 10^{16} W/cm², P_L est toujours plus grand que P_{th} . Dans les travaux expérimentaux que je vais présenter dans le chapitre 4, où on a toujours $I > 10^{16}$ W/cm² ce sont donc ces trois mécanismes qui vont intervenir et que nous allons décrire en détail dans les sections suivantes.

1.2.2.1 Absorption résonante

L'absorption résonante [45], [46] est un mécanisme collectif et non-collisionnel qui se produit dans un plasma non-homogène lorsque celui-ci absorbe une fraction significative de l'énergie d'une onde laser polarisée transverse (P) en incidence oblique. Ce phénomène apparaît au niveau de la densité critique et est prédominant si la longueur du gradient de densité L est modérée, typiquement dans l'intervalle $1 < \frac{L}{\lambda} < 10$ [46].

Pour que le transfert d'énergie soit efficace dans le mécanisme d'absorption résonante, deux conditions doivent être satisfaites :

(i) La composante du champ électrique du laser parallèle au gradient de densité doit être non nulle, c'est-à-dire $\vec{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$. Cette condition est généralement satisfaite pour une onde laser polarisée transverse P en incidence oblique.

(ii) Pour que les électrons ne se retrouvent pas dans le vide, l'amplitude d'oscillation des électrons, notée x_q , doit être inférieure à la longueur du gradient de densité des électrons, *i.e.* $L \geq \lambda$.

L'onde laser peut traverser une partie du plasma sans être réfléchi sur une épaisseur appelée épaisseur de peau. La densité du plasma dans cette région est déterminée par la densité critique du plasma n_c , donnée par $n_c \times \cos^2(\theta)$ où θ est l'angle d'incidence du laser (fig.1.13). La région où la densité du plasma est supérieure à $n_c \times \cos^2(\theta)$ est appelé région évanescence.

Une partie de l'onde laser est réfléchi avant d'atteindre cette région. Par effet tunnel, la partie polarisée P de l'onde laser peut pénétrer la région évanescence et atteindre la densité critique n_c . À ce point, elle excite une onde plasma électronique qui va se mettre à osciller à la pulsation du laser (*i.e.* la pulsation du plasma est égale à la pulsation de l'onde au point critique). L'interaction entre l'onde laser et cette oscillation électronique est donc résonante ce qui permet à l'onde laser de céder de l'énergie aux électrons du plasma.

Pour décrire de façon simple ce phénomène, on considère que le profil du gradient de densité est linéaire. Sous cette hypothèse le taux d'absorption laser peut donc être

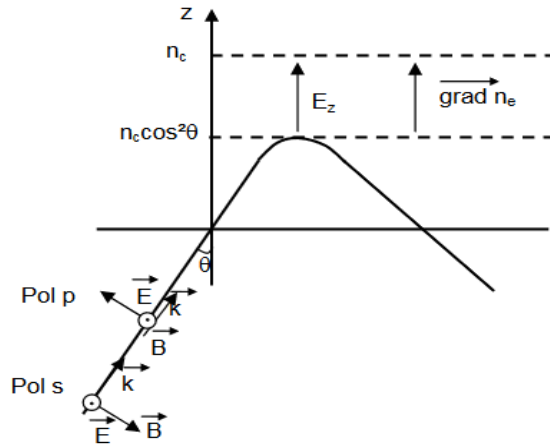


FIGURE 1.13 – Mécanisme d'absorption résonante. L'onde laser en incidence oblique d'angle θ est réfléchi à $n_c \cos^2(\theta)$.

approximée [45] par :

$$f_A = \frac{\Phi^2(\tau)}{2} \quad (1.11)$$

avec $\Phi(\tau) = 2,3 \cdot \tau \cdot \exp(-\frac{2\tau^3}{3})$ et $\tau = (kL)^{1/3} \sin(\theta)$.

Le taux d'absorption dépend principalement de l'angle d'incidence θ et de la longueur du gradient de densité électronique du plasma L .

Dans le cas où l'incidence du laser est normale à la cible ($\theta = 0^\circ$), $\tau \rightarrow 0$, le champ du laser ne comprend donc pas de composante suivant le gradient du plasma et il n'y a donc pas de phénomène de transfert d'énergie. Quand l'incidence est rasante ($\theta = 90^\circ$), la composante parallèle du champ laser doit traverser une distance très longue avant d'atteindre la zone critique, donc le champ induit sera faible. Il existe donc un θ optimum où l'absorption est maximale. La distance entre la densité critique et la région où l'onde est partiellement réfléchi est approximé par $L \sin^2(\theta)$. L'absorption est maximale lorsque cette distance est égale à l'épaisseur de peau $L_{peau} = \lambda/[2\pi \sin\theta]$. L'angle optimal vaut alors : $\theta_{opt} \approx \arcsin[(\lambda/2\pi L)^{1/3}]$ qui dépend de la longueur du profil du plasma L .

Si le profil est linéaire, L correspond à la pente. Plus le profil est raide, plus l'angle optimal est petit. En effet, plus la longueur de gradient est importante, plus l'onde doit traverser de distance avant d'être absorbée. De plus, lorsque l'angle d'incidence diminue, la composante longitudinale du champ électrique du laser est petite et donc l'absorption résonante devient moins efficace. Par exemple, pour $L = \lambda/10$, $\theta_{opt} \sim 20^\circ$ et pour $L = \lambda$, $\theta_{opt} \sim 55^\circ$.

L'absorption maximale est estimée dans les travaux de *Denisov* [45], en supposant θ_{opt} non nul et $L/\lambda \geq 1$, par :

$$\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right) \sin(\theta_{opt}) \approx 0.8 \quad (1.12)$$

Dans ce cas, pour un gradient faible de l'ordre de la longueur d'onde, le maximum est atteint pour $\theta_{opt} = 25^\circ$.

1.2.2.2 Effet Brunel

Quand le gradient de densité devient très raide ($L \gg \lambda$) l'onde laser ne peut se propager à l'intérieur de la cible (plasma surdense).

Dans cette situation, l'amplitude d'oscillation des électrons x_q dépasse la longueur de gradient L ($x_q/L > 1$). L'absorption résonante n'est donc plus pertinente pour expliquer le transfert d'énergie. Dans ces conditions, un autre mécanisme d'absorption non-collisionnel rentre en jeu et est appelé effet Brunel ou chauffage par le vide (*Vacuum heating*) introduit dans les travaux de *Brunel* en 1987 [47]. Ce mécanisme est prédominant pour de très hautes intensités laser, tout comme pour l'absorption résonnante, mais avec un profil de densité qui présente un fort gradient ou une discontinuité, *i.e.* si la densité du plasma est nettement au-dessus de la densité critique. Pour que l'effet Brunel domine, il faut donc un très bon contraste temporel de l'impulsion laser afin d'éviter le développement de pré-plasma.

L'effet Brunel se produit durant une période de l'impulsion laser. Pendant la première demi-période, les électrons situés à la surface de la cible sont accélérés vers le vide par des oscillations du champ laser, perpendiculaires à la cible.

Lorsque le champ change de signe pendant la deuxième demi-période, certains de ces électrons sont rappelés et réinjectés dans le plasma à une vitesse d'oscillation v_{os} . Les électrons rappelés vers la cible et découplés du champ laser lorsqu'ils franchissent n_c , gagnent alors une quantité d'énergie qui est environ égale à l'énergie d'oscillation acquise dans le champ laser $T_h \sim v_{os}^2$.

Certains électrons peuvent subir plusieurs cycles d'allers/retours, et peuvent donc cumuler une énergie importante avant de tout déposer dans la cible, c'est le processus de chauffage par le vide décrit par *Gibbon et al.* [41].

Le modèle de Brunel est prépondérant pour un gradient de densité faible (raide) $\frac{L}{\lambda} < 0,1$. L'absorption des électrons accélérés à v_{os} est estimée par *Bonnaud et al* [48] par :

$$A = \begin{cases} 3f(\theta) \frac{v_{os}}{c}, & A \ll 1 \\ 3/8f(\theta) \frac{v_{os}}{c}, & A \sim 1 \end{cases} \quad (1.13)$$

avec $f(\theta) = \sin^3(\theta)/\cos(\theta)$.

Ce mécanisme d'absorption dépend aussi de l'angle d'incidence. Des simulations PIC ont été effectuées par *Dong et al.* [49] et *Gibbon et al.* sur ce processus d'absorption, ils montrent que pour $I\lambda^2 \geq 10^{17} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, l'absorption maximale vaut 0,5 lorsque l'angle d'incidence $\theta = 40 - 50^\circ$. Si, en pratique, nous travaillons à l'intérieur de cette plage angulaire, il serait difficile de distinguer les phénomènes d'absorption résonnante et par effet Brunel. L'efficacité d'absorption laser par effet Brunel sature lorsque l'intensité du laser est relativiste, car l'apparition de la force de Lorentz associé au champ magnétique peut dévier la trajectoire des électrons.

1.2.2.3 Chauffage pondéromoteur $J \times B$

Dans le régime relativiste, caractérisé par un fort champ laser normalisé (paramètre d'impact $a_0 > 1$) et des intensités extrêmement élevées ($I > 1.3 \times 10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$ à 1030 nm), le mécanisme prépondérant est appelé le chauffage pondéromoteur $J \times B$. Ce mécanisme a été étudié pour la première fois par *Kruer et Eastbrook* [50].

Dans ce régime la composante magnétique $\vec{v} \times \vec{B}$ de la force de Lorentz n'est plus négligeable et elle excite des oscillations longitudinales chez les électrons.

Une onde électromagnétique intense polarisée linéairement, traversant un plasma sur-dense, peut pénétrer une profondeur un peu plus large que $\frac{c}{\omega_p}$.

Une onde laser, qu'elle soit en incidence normale ou oblique, génère un fort champ électrique et de haute fréquence au niveau du plasma à la surface de la cible. Ce champ est généré par la composante oscillante de la force pondéromotrice f_p et peut être approximée par :

$$f_p \simeq \nabla(\gamma - 1)m_e c^2 \quad (1.14)$$

Ici, γ représente le facteur de Lorentz, donné par :

$$\gamma = \left(1 + \frac{p^2}{m_e^2}\right)^{1/2} \quad (1.15)$$

où p est le moment oscillatoire des électrons résultant des effets du champ électromagnétique transversal et longitudinal.

En l'absence de résonance, ce champ peut toujours accélérer les électrons et les interactions sont non adiabatiques avec l'onde. La fréquence d'oscillation de la force pondéromotrice est doublée et vaut donc 2ω . Cela signifie que les trains d'électrons sont accélérés deux fois pendant une période de l'onde dans le plasma par l'effet de cette force. Ce mécanisme de chauffage d'électron est similaire au mécanisme de chauffage par le vide, où les électrons sont éjectés puis réinjectés dans le plasma.

L'énergie gagnée par les électrons par chauffage pondéromoteur $\mathcal{J} \times \vec{B}$ est donnée par le potentiel pondéromoteur et est indépendante de l'incidence du laser. Elle est donnée par :

$$U_p = m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1) \quad (1.16)$$

1.2.3 Génération du rayonnement X

Maintenant que l'on a vu les différents mécanismes de transfert d'énergie laser aux électrons de la cible, nous allons voir dans ce paragraphe, les mécanismes avec lesquels ceux-ci peuvent rayonner des photons X.

Les deux mécanismes (absorption résonnante et effet Brunel) génèrent des électrons d'énergies élevées, de l'ordre de quelques dizaines de keV. Il est logique que plus l'énergie totale accumulée par un électron est élevée, plus la distance sur laquelle il dépose son énergie dans le matériau est profonde. Cela définit ce que l'on appelle la profondeur de pénétration.

Dans un plasma, comme celui créé à la surface de la cible irradiée, la distribution d'énergie des électrons peut souvent être modélisée par une fonction bi-maxwellienne. Cette distribution comprend une composante thermique et une composante suprathermique correspondant aux électrons accélérés par le champ laser.

Cette dernière population d'électrons est qualifiée d'électrons *chauds* accélérés dans la cible et ils sont responsables de la génération de rayonnement X par différents processus. Ces processus d'émission X peuvent être classés en trois catégories : libre-libre, libre-lié et lié-lié (voir section 1.2.3.2).

1.2.3.1 Propagation des électrons et pouvoir d'arrêt

Énergie des électrons chauds :

La distribution des électrons accélérés peut être décrite par une maxwellienne [39]. Cette distribution est caractérisée par une *température* notée T_h . Dans la littérature, plusieurs lois ont été établies pour estimer l'énergie moyenne des électrons chauds (T_h) en fonction de l'intensité du laser.

1. Pour des intensités laser inférieures à 10^{19}W/cm^2 et si l'absorption résonnante est le mécanisme supposé dominant, une relation a été proposée par *Beg et al.* [51] :

$$T_h \sim 100 \times (I_{17})^{1/3} \text{ [keV]} \quad (1.17)$$

avec I_{17} l'intensité laser exprimée en 10^{17}W/cm^2 .

Cette loi a été établie expérimentalement en mesurant le spectre d'émission K_α à travers plusieurs cibles minces de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur, composées de matériaux différents disposés en sandwich.

Les impulsions utilisées dans ces expériences avaient une intensité comprise entre 10^{17} et 10^{19}W/cm^2 , une durée de l'ordre de la picoseconde et un contraste temporel $\text{CR} \sim 10^6$. De plus, les impulsions étaient focalisées sur cible avec un angle d'incidence de 30° .

Pour estimer la température caractéristique des électrons générés pendant l'interaction, ce groupe a mesuré l'émission relative des photons K_α traversant chaque couche de la cible et en variant l'épaisseur des couches. Les ratios entre les nombres de photons K_α générés par les différentes couches ont permis de démontrer que la population des électrons chauds suit une loi de distribution bi-Maxwellienne.

2. *Gibbon et Bell* [41] ont établi une loi grâce à des simulations PIC (*Particle In Cell*) lorsque le gradient de densité est non nul ($\frac{L}{\lambda} < 0, 1$) et les mécanismes d'absorption en jeu sont l'absorption résonnante et l'effet Brunel. Cette loi s'écrit :

$$T_h \sim 8(I_{16}\lambda^2)^{1/3} \text{ [keV]} \quad (1.18)$$

où l'intensité I_{16} est donnée en 10^{16}W/cm^2 et λ en μm . Ce loi est adaptée pour des impulsions femtosecondes et reste valable dans les régimes laser non-relativistes ($I < 10^{18} \text{W/cm}^2$).

On peut noter que la température des électrons varie proportionnellement à $(I\lambda^2)^\alpha$ avec α égale à $1/3$ dans les deux premières lois établies, qui s'applique aux intensités lasers dites non-relativistes et lorsque l'absorption résonnante ou l'effet Brunel sont des mécanismes d'absorption prédominants. Ces deux lois ne diffèrent donc que par le facteur de proportionnalité.

3. Dans le régime relativiste ($I > 10^{18} \text{W/cm}^2$), *Wilks et al.* [52], toujours au moyen de simulations PIC, ont établi une formule adaptée pour calculer T_h , en considérant le chauffage pondéromoteur comme mécanisme dominant :

$$T_h \sim \left(\left(\frac{1 + I\lambda^2}{1, 37 \cdot 10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right) \times m_e c^2 \text{ [keV]} \quad (1.19)$$

En conclusion, l'interaction laser-matière fait apparaître une série de mécanismes d'absorption d'énergie par les électrons du laser.

En pratique, ces différents mécanismes d'absorption sont tous présents, mais contribuent de manière variable au chauffage des électrons en fonction du régime laser, de la longueur du gradient de la densité, et de l'angle d'incidence du laser. Plusieurs lois ont été établies pour estimer la température des électrons chauds en fonction de l'intensité laser, que ce soit expérimentales [51], [53]-[57] ou via des simulations [52], [58], [59]. Les résultats montrent que la température moyenne est proportionnelle à $(I\lambda^2)^\alpha$, avec α compris entre 1/3 et 1/2. Ces lois ont été confirmées par des expériences de mesure du spectre Bremsstrahlung.

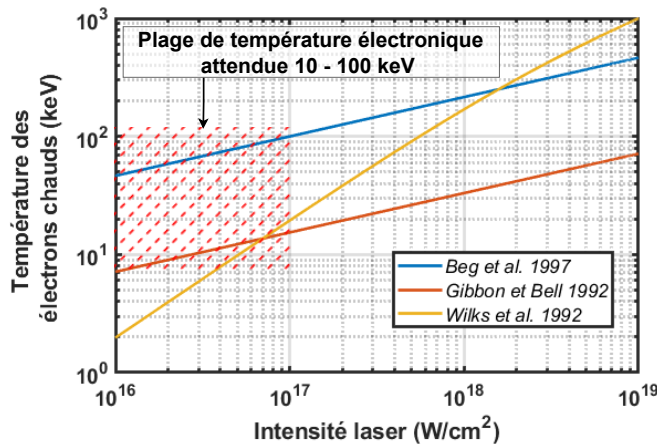


FIGURE 1.14 – Estimation de la température des électrons en fonction de l'intensité du laser à travers les lois proposées par [41], [51], [52] en prenant $\lambda=1030$ nm.

La température des électrons estimée à partir des lois citées précédemment, est représentée dans la figure 1.14 en fonction de l'intensité du laser. Les écarts entre chacune des lois peuvent s'expliquer par les différentes conditions expérimentales et hypothèses faites sur le mécanisme d'absorption privilégié.

Pour les conditions expérimentales qui seront les nôtres, le régime laser est non-relativiste avec une intensité entre 10^{16} à 10^{18} W/cm². Les mécanismes d'absorption prépondérants sont donc l'absorption résonnante et le chauffage par le vide (effet Brunel). En utilisant les deux premières lois mentionnées ci-dessus, nous pouvons estimer que la température des électrons chauds générés par nos différents systèmes lasers se situe dans la plage de **10 à 100 keV**.

Propagation des électrons chauds :

La propagation des électrons chauds générés à l'interface de la cible vers l'intérieur de la matière dépend principalement :

- Du milieu traversé : caractérisé par le numéro atomique (Z) et la densité. Le milieu peut être modifié localement lors du passage des particules chargées et donc avoir un impact sur la trajectoire des électrons.
- De l'énergie des particules : les électrons subissent une série de collisions affectant leur direction et leur énergie.

Les processus physiques qui interviennent pendant la propagation des électrons chauds sont des collisions coulombiennes avec des particules chargées. Ces collisions sont soit de

type élastique (électron-noyaux) soit de type inélastique (électron-électron) et conduisent à la déviation et à la perte d'énergie des électrons par excitation, ionisation ou émission de rayonnement.

La déviation des électrons : angle de dispersion

Tout d'abord, lorsqu'un électron subit une collision élastique avec un noyau atomique, cela entraîne une déviation par rapport à sa direction initiale.

L'angle de diffusion d'un électron subissant une collision coulombienne au paramètre d'impact b avec un noyau de charge Z est donné par la formule suivante :

$$\frac{\tan(\theta)}{2} \propto \frac{Z}{v^2 b} \quad (1.20)$$

Cette formule traduit le fait que l'angle de diffusion est inversement proportionnel à la vitesse initiale d'un électron. En conséquence, plus la vitesse initiale des électrons est petite, plus l'angle de diffusion est grand et donc moins ils pénètrent profondément dans la cible.

La probabilité d'une collision élastique à l'intérieur d'un solide est donnée par la section efficace [60], définie comme suit :

$$\sigma = 5,21 \cdot 10^{-21} \times \frac{Z^2}{E_0^2} \frac{\pi}{\alpha_{ecran}(\alpha_{ecran} + 1)} [cm^2] \quad (1.21)$$

avec $\alpha_{ecran} = 3,4 \cdot 10^{-3} (Z^{0,67}/E_0)$ qui représente la constante d'écran.

Cette formule montre que le nombre de collisions élastiques et l'angle de déflexion croissent avec le numéro atomique Z . Pour des matériaux lourds, le faisceau d'électrons a tendance à s'élargir et pénétrer moins profondément dans la cible.

De plus la section efficace décroît en $\frac{1}{E^2}$, ce qui signifie que plus l'énergie de l'électron est élevée, moins la probabilité de collision élastique est grande, la propagation est alors favorisée.

Une formule théorique est déterminée par *Ritchie et al.* [61] pour la détermination de l'angle quadratique moyen de déflexion d'un électron :

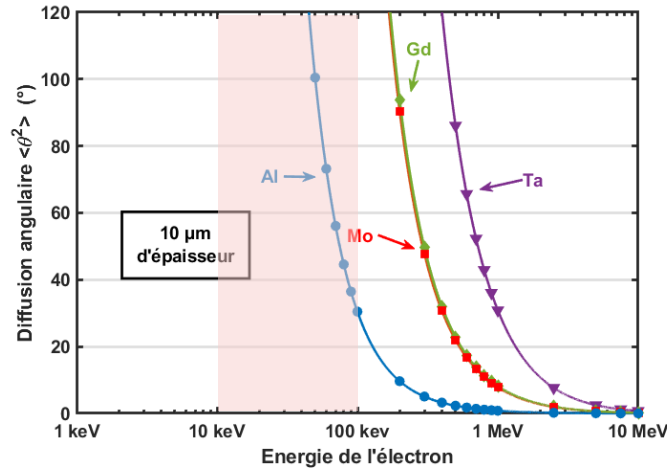
$$\langle \Theta \rangle^2 = s \frac{8\pi N_A r_e^2 \rho Z(Z+1)(1-\beta^2)}{A\beta^4} \left\{ \ln \left(\frac{\beta}{\alpha Z^{1/3}(1-\beta^2)^{1/2}} \right) - \left(1 + \frac{\beta^2}{4} \right) + 0.56 \right\} \quad (1.22)$$

Dans cette formule, $\alpha = 1/137$ représente la constante de structure fine, β le rapport de la vitesse d'électron à la célérité de la lumière et $r_e = 2.8 \times 10^{-15} m$ est le rayon classique de l'électron.

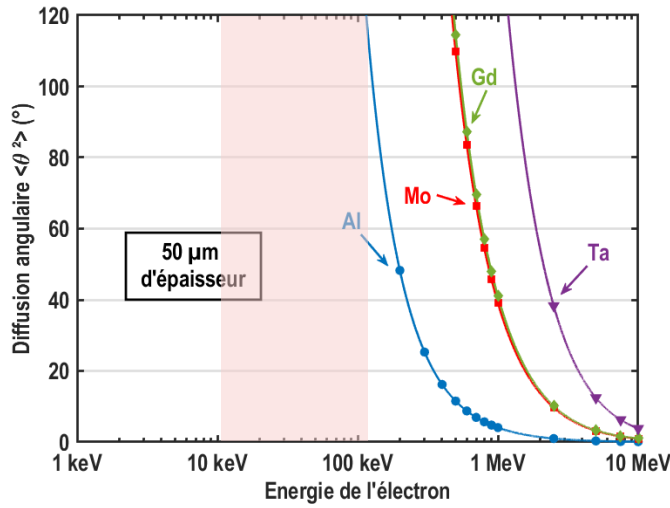
Enfin, nous pouvons tracer l'angle moyen de diffusion élastique $\langle \theta \rangle^2$ sur la figure 1.15 pour deux épaisseurs 10 et 50 μm de cibles de matériaux distincts.

Dans notre régime d'étude, l'intervalle de température des électrons est supposé entre 10 et 100 keV. L'angle moyen de diffusion élastique correspondant est très grand pour les cibles minces (10 ou 50 μm) de numéro atomique élevé $Z > 13$. Cela implique que les électrons chauds sont fortement diffusés.

Plus précisément, pour une énergie donnée, l'angle de diffusion élastique est d'autant plus important que Z est grand.



(a)



(b)

FIGURE 1.15 – L'angle moyen de déflexion d'un électron à travers une cible (Al, Mo, Gd ou Ta) d'épaisseur de (a) 10 μm et (b) 50 μm en fonction de son énergie.

Les collisions inélastiques provoquent également une dispersion angulaire, mais surtout une perte d'énergie de l'électron. L'angle de dispersion correspondant peut être calculé à l'aide de la formule d'*Egerton* [62] établie en 1986, qui s'exprime comme suit :

$$\theta_{ine} = \frac{\bar{E}}{(E_0 + m_e c^2)\beta^2} \quad (1.23)$$

Ici, \bar{E} représente l'énergie moyenne perdue, E_0 et β l'énergie et la vitesse relativiste de l'électron incident.

De cette relation, lorsque l'électron perd toute son énergie, c'est-à-dire lorsque \bar{E} tend vers E_0 , alors θ_{ine} tend vers 0.

L'angle θ_{ine} est alors beaucoup plus petit que Θ . La collision inélastique peut alors être négligée.

En résumé, dans la gamme des électrons chauds que nous étudions, en supposant qu'une seule collision intervient lorsqu'un électron chaud se propage dans un solide, la

déflexion est grande. En réalité, un électron subit un très grand nombre de collisions lors de sa trajectoire dans la cible. Cela conduit ainsi à une déflexion d'autant plus importante et par conséquent, un élargissement de la surface d'émission des photons X, et affecte ainsi la taille du spot X. Cet élargissement dépendra de la longueur de pénétration de l'électron.

La perte d'énergie : pouvoir d'arrêt

Les électrons chauds sont ralentis lors de leur propagation dans la cible par les multiples collisions qu'ils subissent. La grandeur appelée *pouvoir d'arrêt* représente l'énergie perdue par l'électron par unité de longueur traversée dans la matière : $Q(E) = dE/dx$. Le pouvoir d'arrêt dépend de l'énergie incidente des particules et des caractéristiques de la matière traversée.

Les collisions inélastiques sont responsables du ralentissement et de la perte d'énergie des électrons.

Dans le cas d'une interaction avec un solide froid, il existe deux types de transfert d'énergie par collision inélastique :

(i) Le premier type correspond à la collision inélastique avec un électron de l'atome. La perte d'énergie est traduite par le transfert d'énergie cinétique de l'électron incident avec l'électron lié à l'atome. Dans ce cas, il faut traiter l'effet des transitions quantiques. Le potentiel d'ionisation I_0 , c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour arracher un électron de la couche interne d'un atome, peut être calculé par la formule proposée par *Berger et al.* en 1964 [63] :

$$I_0 \cong 9,76Z + 58.8Z^{-0,19}[eV] \quad (1.24)$$

Le pouvoir d'arrêt dû à ce processus est appelé dans la littérature *pouvoir d'arrêt par ionisation* ou *pouvoir d'arrêt collisionnel*. Dans cette thèse, nous avons utilisé plusieurs matériaux, tels que du Molybdène ($Z=42$), du Gadolinium ($Z=64$) et du Tantale ($Z=73$). Nous pouvons calculer le potentiel d'ionisation (tableau.1.3) de ces matériaux grâce à la formule précédente.

Matériaux	I_0 (eV)
Molybdène	439
Gadolinium	651
Tantale	739

TABLE 1.3 – Les potentiels d'ionisation des matériaux utilisés dans nos travaux, calculés par la formule empirique de Berger (eq.1.24).

(ii) Le second type d'interaction est une collision directe avec le noyau atomique, au cours de laquelle l'électron incident subit une déviation en émettant un rayonnement Bremsstrahlung. Le pouvoir d'arrêt lié à ce processus est appelé *pouvoir d'arrêt radiatif*. La perte d'énergie par effet radiatif ne devient significative que pour des énergies incidentes élevées ($E_{inc} > 1600m_e c^2/Z$).

Dans le cas du molybdène, la collision radiative est prépondérante (son Z est le plus faible parmi les matériaux utilisés) pour des énergies incidentes de l'électron supérieures à 20 MeV. Ce dernier est très supérieur à l'énergie moyenne des électrons chauds, donc on peut négliger la perte radiative dans notre cas.

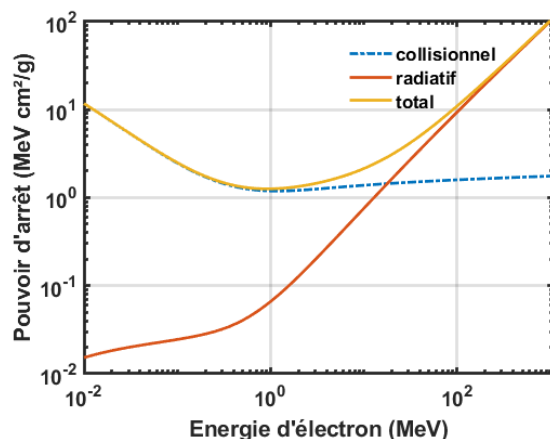


FIGURE 1.16 – Les pouvoirs d'arrêt collisionnel, radiatif et total en fonction de l'énergie de l'électron incident dans le cas d'une cible de molybdène. Ces valeurs sont extraites de la base de données NIST (<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>). Nous remarquons que le pouvoir d'arrêt radiatif ne contribue que pour des énergies d'électron $> 1\text{MeV}$, ce qui ne correspond donc pas à nos conditions expérimentales.

Le pouvoir d'arrêt total, qui est la perte d'énergie totale par unité de longueur traversée dans la matière, correspond alors à la somme de ces deux termes (fig.1.16) :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (1.25)$$

On définit la grandeur R_{max} (*range* en anglais) qui est la profondeur maximale dans lequel un électron d'énergie E_0 peut pénétrer dans la matière. Elle se calcule par :

$$R_{max} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{Q(E)} \quad (1.26)$$

Pour bien estimer la profondeur de pénétration, il faut prendre en compte les déviations subies par l'électron lors de sa propagation dans la matière. En effet, ces déviations freinent la propagation des électrons. Un facteur de réduction f_d (*detour factor* en anglais) doit alors être pris en compte. La profondeur de pénétration devient alors $D = f_d R_{max}$. La formule pour calculer le facteur de réduction f_d inversé s'écrit :

$$1/f_d = a_1 + \frac{a_2}{(1 + a_3/E_0^{a_4} + a_5 E_0^{a_6})} \quad (1.27)$$

Cette formule a été établie dans les travaux de *Tabata et al.* [64] et dépend de l'énergie incidente de l'électron E_0 . Les paramètres a_i sont dépendants de Z , leurs expressions sont détaillées dans leur article. Dans la figure 1.17, nous représentons ce facteur de réduction pour les différents matériaux qui nous intéressent.

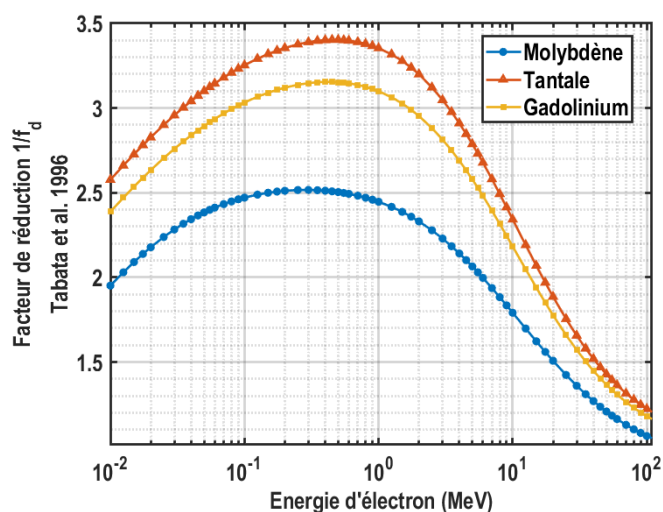


FIGURE 1.17 – Facteur de réduction de la profondeur de pénétration pour les matériaux Mo ($Z=42$), Ta ($Z=73$) et Gd ($Z=64$) en fonction de l'énergie d'électron. La longueur de pénétration d'un électron de 10 à 100 keV dans une cible Mo serait réduite en moyenne d'un facteur 2.2 par rapport aux valeurs tabulées et d'un facteur d'environ 2.6 et 2.8 pour les cibles Gd et Ta respectivement.

Le pouvoir d'arrêt (collisionnel uniquement) et la profondeur de pénétration dans les différents matériaux en fonction de l'énergie incidente de l'électron, sont représentés dans la figure 1.18.

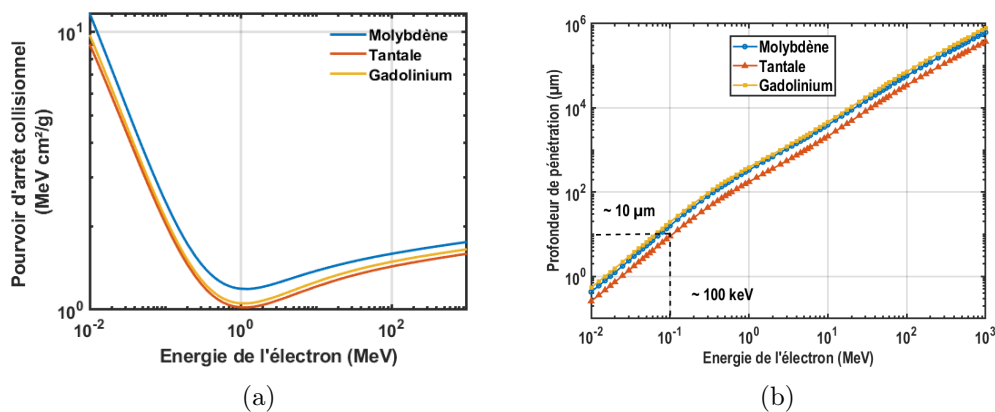


FIGURE 1.18 – (a) Le pouvoir d'arrêt (collisionnel) de l'électron dans le cas du molybdène, du tantale et du gadolinium en fonction de son énergie. (b) La profondeur de pénétration de l'électron dans ces différents matériaux en prenant en compte le facteur de réduction.

À titre d'exemple, pour une température d'électrons de 100 keV, la profondeur de pénétration est autour de $R_{max} \simeq 10\mu\text{m}$. La taille de la source X attendue expérimentalement pourrait avoir un élargissement d'environ R_{max} par rapport à la taille de la tache focale.

Lorsque l'interaction se produit avec un solide chaud, le potentiel d'ionisation I_0 est modifié en raison du degré d'ionisation Z^* . Une formule semi-empirique a été établie dans les travaux de *More et al.* en 1985 :

$$I_o = 10 \times Z \times \frac{\exp(1.29(Z^*/Z))}{\sqrt{1 - Z^*/Z}} \quad (1.28)$$

Dans la thèse de *Fédéric PEREZ*, les travaux de simulation montrent que le rôle des électrons liés est prépondérant pour les énergies jusqu'à 100 eV, mais il devient négligeable au-delà de 400 eV. Seuls les électrons libres contribuent et sont alors sources du ralentissement.

Les travaux de *Solodov et Betti* [65] ont montré que le pouvoir d'arrêt est peu modifié dans le cas d'un solide froid par rapport à un solide chaud. Cette approche se repose sur l'étude des deux cas extrêmes, c'est-à-dire, lorsque qu'il n'y a que des électrons liés ($Z^*=0$) ou que des électrons libres ($Z^*=Z$). Ces résultats tendaient donc à montrer que le pouvoir d'arrêt ne varie que peu en fonction de l'état d'ionisation de la cible.

1.2.3.2 Processus fondamentaux d'émission X

On l'a vu, dans nos conditions expérimentales, l'énergie du laser incident est transférée aux électrons du plasma essentiellement par absorption non-collisionnelle. Ces électrons chauds générés vont alors se propager dans la zone sur-dense de la cible où ils entrent en collision avec les atomes, déclenchant différents processus d'excitation et d'ionisation et conduisant à la génération du rayonnement X par des mécanismes de désexcitation et de recombinaison radiatives.

Dans cette partie, nous allons décrire les deux principaux mécanismes d'émission X. Pour cela, nous pouvons nous appuyer sur le spectre d'émission. Le spectre en énergie des électrons accélérés par laser est très large, couvrant une gamme d'énergie allant de quelques eV à quelques centaines de keV. Lorsque ces électrons interagissent avec la matière, un rayonnement X est émis par des mécanismes dits **libre-libre** ou **lié-lié** que je vais maintenant détailler.

Émission continue Bremsstrahlung :

Le rayonnement connu sous le nom de *Bremsstrahlung* a déjà été évoqué dans la section 1.1.1.1 concernant les tubes à rayons X. Ce phénomène se produit par la décélération et la déviation d'un électron libre rapide lorsqu'il passe à proximité d'un ion ou d'un atome et est freiné par le champ coulombien du noyau. Cette décélération entraîne l'émission de rayonnement électromagnétique d'énergie $\Delta E = E_{inc} - E_{dev}$, dépendante de l'énergie incidente E_{inc} et de l'angle de déviation.

L'émission Bremsstrahlung n'est pas isotrope, elle est favorisée dans la direction de propagation des électrons et d'autant plus piquée que l'énergie des électrons augmente. On parle dans ce cas de transition libre-libre (*free-free*).

Les spectres de Bremsstrahlung sont calculés et tabulés en fonction de Z dans différents travaux tels que ceux de *Pratt et al.* [66] et *Sertzer et al.* [67]. Le profil de ces spectres est décroissant en énergie des photons émis et est proportionnel à Z^2 . Ce type d'émission est donc favorisé pour les atomes lourds (Z grand) et pour les électrons les plus rapides.

Expérimentalement, la mesure du spectre Bremsstrahlung permet d'obtenir des informations sur les électrons chauds. La pente de la distribution du spectre Bremsstrahlung

permet d'estimer l'énergie moyenne de la population des électrons chauds et la distribution angulaire renseigne sur la direction de propagation de ces électrons chauds.

Émission de raies caractéristiques :

La seconde composante spectrale, contrairement à l'émission Bremsstrahlung, présente un caractère discret et prend donc la forme de raies d'émission. Ces raies correspondent à des transitions électroniques entre deux niveaux liés d'un atome.

Un électron rapide peut exciter une raie atomique si son énergie cinétique est suffisamment élevée pour arracher un électron à l'atome, c'est-à-dire si elle est supérieure à l'énergie d'ionisation de la couche correspondante. Cette ionisation crée une lacune électronique dans l'atome. Ensuite, un électron d'une couche supérieure viendra combler cette lacune et l'atome retourne à son état stable en émettant un photon dont l'énergie est égale à la transition entre les couches (voir fig.1.2b). Ce mécanisme est appelé lié-lié (*bound-bound*). Par exemple, l'émission d'un photon $K\alpha$ est traduite par la recombinaison radiative entre la couche K et la couche L. Les transitions possibles et leur nomenclature sont illustrées dans la figure 1.19 : les émissions $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ correspondent respectivement aux remplissages de la lacune en couche K par les niveaux $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ de la couche L, l'émission des photons $K\beta$ provient de la transition des niveaux $3p$ à $1s$.

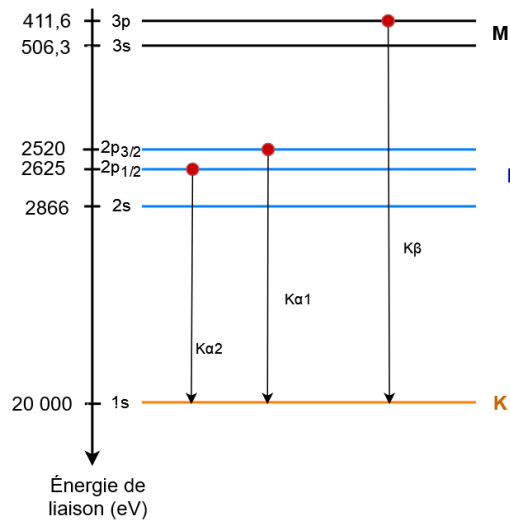


FIGURE 1.19 – Schéma des transitions atomiques des couches supérieures à la couche K dans le cas du molybdène.

Ionisation en couche K :

L'ionisation de l'atome en couche K se produit lorsque l'énergie cinétique d'un électron chaud est suffisamment élevée pour arracher un électron de sa couche K. Pour calculer l'énergie d'ionisation de la couche K, notée E_K , une formule empirique est proposée par *Casnati et al.* [68] et est valable pour les matériaux de Z compris entre 6 et 79 :

$$E_K = 0,424R_y Z^{2,1822} [eV] \quad (1.29)$$

où R_y est la constante de Rydberg, et vaut $\sim 13,61$ eV.

À l'aide de cette formule, nous pouvons calculer l'énergie d'ionisation des différents

matériaux utilisés dans cette thèse :

Matériau	Énergie d'ionisation E_K
Molybdène (Z=42)	20,0 keV
Gadolinium (Z=64)	50,4 keV
Tantale (Z=73)	67,2 keV

TABLE 1.4 – L'énergie d'ionisation des différents matériaux, calculée par la formule 1.29.

Remarque : Ces énergies de liaison sont tabulées, nous pouvons les retrouver dans le X-ray Data Booklet (<https://xdb.lbl.gov/>).

Section efficace d'ionisation de la couche K et d'émission X :

La section efficace d'émission de photon K_α , notée σ_K , est exprimée comme suit :

$$\sigma_K = f \times \sigma_i \quad (1.30)$$

avec σ_i la section efficace d'ionisation de la couche K, et f l'efficacité de fluorescence des photons K_α .

La section efficace d'ionisation par impact électronique en couche K, notée σ_i , s'exprime :

$$\sigma_i = N_K \pi a_B^2 D \left(\frac{R_y}{E_K} \right)^C \quad (1.31)$$

où $N_K = 2$ est le nombre d'électrons dans la couche K. $a_B = 0,53\text{\AA}$ correspond au rayon de Bohr et $R_y = m_e e^4 / (8\epsilon_0^2 h^2) \sim 13.6\text{eV}$ est la constante de Rydberg. Les facteurs C et D sont sans unité et s'expriment en fonction de deux autres grandeurs U et J qui dépendent de l'énergie incidente de l'électron E et l'énergie d'ionisation E_K .

Les facteurs C et D s'expriment alors :

$$C = 2,0305 - \frac{0,3160}{U} + \frac{0,1545}{U^2} \quad (1.32)$$

et

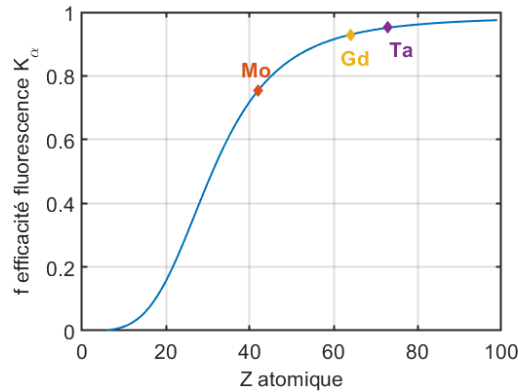
$$D = \left(\frac{1+2J}{U+2J} \right) \left(\frac{U+J}{1+J} \right)^2 \left(\frac{(1+U)(U+2J)(1+J)^2}{J^2(1+2J) + U(U+2J)(1+J^2)} \right)^{3/2} \left(3,125 - \frac{4,172}{U} + \frac{1,877}{U^2} \right) \frac{\ln U}{U} \quad (1.33)$$

avec $U = \frac{E}{E_K}$ et $J = \frac{m_e c^2}{E_K}$.

Pour calculer l'efficacité de fluorescence f des photons K_α , une formule semi-empirique est proposée par *Kahoul et al.* [69] qui est valable pour Z compris entre 6 et 99 :

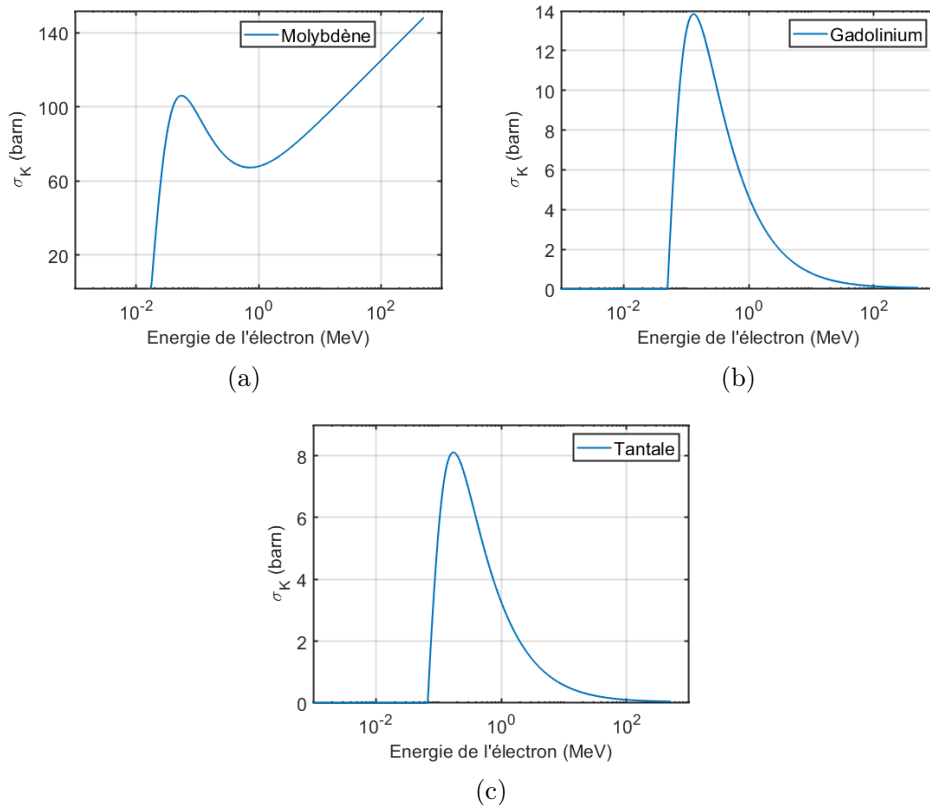
$$f = 0,986 \frac{\alpha}{1+\alpha} \quad (1.34)$$

$$\text{avec } \alpha = \left(\frac{Z}{30,896} \right)^{3,847}.$$


 FIGURE 1.20 – Courbe de l'efficacité de fluorescence pour $6 \leq Z \leq 99$.

Nous obtenons alors $f_{Mo} = 0,75$, $f_{Gd} = 0,93$ et $f_{Ta} = 0,95$ (fig.1.20).

Dans la figure 1.21, nous avons tracé les sections efficaces σ_K en fonction de l'énergie de l'électron incident pour nos différents matériaux, par le modèle [70]. Nous pouvons observer que σ_K est nul pour les énergies inférieures à E_K et atteint un maximum pour une énergie proche de 2 à 3 E_K .


 FIGURE 1.21 – La section efficace d'émission $K\alpha$ pour les différents matériaux étudiés dans cette thèse. $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Ceci signifie que pour optimiser l'émission des photons $K\alpha$, la température des

électrons T_h doit être au moins $2E_K$. Si T_h est trop basse, il n'y a pas assez d'électrons pour ioniser la couche K et le nombre de K_α produit sera faible. Inversement, si T_h est trop grande, alors beaucoup d'électrons possèdent une énergie trop grande et le rendement électron - K_α ne sera pas le meilleur.

Spectre des raies K_α :

L'énergie des raies dépend du niveau de départ de l'électron. Dans nos travaux, nous nous concentrons plus précisément sur l'émission K_α . L'énergie des photons K_α correspond à la différence d'énergie entre la couche K (la plus énergétique) et les niveaux de la couche L principalement : $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$. Pour le molybdène (fig.1.19), par exemple, l'énergie des photons : $E_{K_{\alpha 1}} = 20000 - 2520 = 17480eV$ et $E_{K_{\alpha 2}} = 20000 - 2625 = 17375eV$. Les photons $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ sont très proches en énergie, il est souvent difficile de les distinguer expérimentalement.

Ces raies ont une largeur dite *naturelle* [71] qui est liée à la durée de vie τ_i de la lacune en couche K. Cette largeur à mi-hauteur peut être calculée par la formule suivante :

$$\Delta E_{nat} = h \frac{\gamma}{2\pi} \quad (1.35)$$

avec $\gamma = 1/\tau_i = \sum_{n < i} A_{in}$ et A_{in} correspond à la probabilité d'émission spontanée. Expérimentalement, cette largeur peut être plus large en raison d'autres contributions comme l'élargissement Doppler, l'effet Stark ou encore des effets d'absorption et de réémission.

1.2.3.3 Caractéristiques du rayonnement X K_α

Les différents mécanismes physiques que nous avons présentés permettent de prédire les caractéristiques suivantes pour une source laser/X K_α .

Le rayonnement X K_α généré par interaction laser-matière présente les caractéristiques suivantes :

- Sa haute brillance pic : comparable aux sources synchrotrons (10^{17} à 10^{21} ph/(s·mm²·mrad² (0,1%BW))).
- Sa distribution spectrale : l'énergie des K_α dépend du matériau de la cible utilisée dans l'interaction laser-matière. La cible est choisie en fonction de l'application. Pour avoir une source X K_α plus énergétique, il suffit d'utiliser un matériau avec un numéro atomique Z plus grand.
Pour une cible en molybdène, on obtient une source X K_α à 17.4 keV.
- Sa durée d'émission : la durée d'émission X est supposée comparable à la durée de l'impulsion laser, mais en réalité, elles sont différentes. La durée totale d'émission du rayonnement X est un peu plus longue et dépend de la durée de vie des électrons chauds.
- Sa taille : la taille de la source X reste comparable à la taille de la tache focale du laser. Mais elle est aussi augmentée de la profondeur de pénétration des électrons.

De nombreux travaux ont été effectués sur l'optimisation de la génération de photons K_α en variant divers paramètres liés au laser, à la cible et aux conditions expérimentales.

Dans la section suivante, nous allons explorer et discuter des résultats obtenus dans la littérature.

1.3 Etat de l'art des sources X K_α par laser

Précédemment, nous avons exploré les mécanismes d'interaction laser-matière qui mènent à la production d'un rayonnement X K_α par laser. Nous avons mis en évidence le fait que ces sources présentent des caractéristiques adéquates pour les applications potentielles en imagerie médicale, telles qu'un flux élevé, une petite taille de source et un spectre dans la gamme de 10 - 100 keV. Par ailleurs le caractère impulsionnel bref ouvre à ce type de source des applications scientifiques par des mesures de rayons X résolues en temps.

L'applicabilité de cette source a donc motivé la recherche à optimiser la conversion laser/X K_α . L'état de l'art qui suit présente les différents travaux effectués avec des paramètres pouvant influencer les caractéristiques du rayonnement X K_α produit.

Dans le cadre de cette thèse, notre objectif est de développer une source X K_α possédant une brillance élevée, requise pour l'imagerie de phase.

La brillance dépend de deux paramètres : le flux de photons K_α et la taille de la source X. Le flux dépend à son tour de la puissance du laser et du taux de conversion.

Cette section est divisée en deux grandes parties. Nous aborderons en premier lieu l'étude du rendement de conversion laser/X K_α . À travers une analyse des travaux publiés sur l'optimisation du rendement, nous mettrons en évidence le rôle de chacun des paramètres qu'ils soient liés au laser, à la cible ou encore à l'environnement expérimental.

Puis, nous explorerons les différents facteurs qui peuvent influencer la taille de la source X.

1.3.1 Optimisation de la conversion K_α

Le flux moyen de photons est optimisé en maximisant la fréquence du laser et le rendement de conversion. C'est une optimisation globale qui fait intervenir la technologie laser. Ici, nous pouvons découpler les deux et étudier le rendement de conversion seul.

Le nombre de photons K_α produits par impulsion est ce que nous cherchons à maximiser. Nous verrons par la suite que nous pouvons augmenter la cadence du laser pour obtenir un flux de photons adapté aux applications concrètes.

Rendement :

L'efficacité de conversion laser/X K_α , notée η_{K_α} , est calculée par :

$$\eta_{K_\alpha} = \frac{N_{K_\alpha} E_{K_\alpha}}{E_{laser}} \quad (1.36)$$

où N_{K_α} correspond au nombre de photons détectés dans un angle de solide π stéradian (angle effectif de l'émission en face avant d'une cible solide), E_{K_α} est l'énergie d'un photon K_α et E_{laser} est l'énergie de l'impulsion laser.

Une étude détaillée sur l'efficacité de conversion η_{K_α} en fonction de plusieurs paramètres du laser a été effectuée par *Chen et al.* [72]. Plusieurs phénomènes intéressants ont

été observés :

- La première étude s'intéresse à l'influence de l'intensité laser I_{laser} sur l'efficacité $\eta_{K\alpha}$, en variant l'énergie de l'impulsion avec une durée d'impulsion τ_L fixe. Deux durées d'impulsion différentes ont été considérées : $\tau_L=70$ fs ou $\tau_L=400$ fs. Les résultats ont montré que plus l'intensité est grande, c'est-à-dire que plus l'énergie est élevée, meilleure est l'efficacité de conversion. Pour des intensités laser $I_{laser} < 10^{18}$ W/cm², $\eta_{K\alpha}$ varie comme $(I)^{2,2}$ et elle sature pour $I_{laser} > 10^{18}$ W/cm².
- Ensuite, toujours en étudiant l'influence de l'intensité laser, ce groupe a fait varier la taille du spot laser en gardant l'énergie et la durée d'impulsion constantes. Les résultats ont montré que l'efficacité $\eta_{K\alpha}$ décroît de façon moins importante lorsque l'on varie l'intensité avec la taille de la focale, qu'avec l'énergie.
- Le second paramètre étudié est la durée d'impulsion τ_L . Tout en essayant de garder l'intensité et la taille du spot laser constantes, il a été montré que $\eta_{K\alpha} \sim (\tau_L)^{1,5}$ pour une intensité $I \sim 7 \cdot 10^{17}$ W/cm². De plus, pour une impulsion étirée temporellement d'un facteur 6, l'efficacité est multipliée par 20.
- Toujours en faisant varier la durée d'impulsion, mais en maintenant l'énergie constante. Les auteurs ont observé que dans ce cas, $\eta_{K\alpha}$ varie très peu en fonction de τ_L . Bien qu'avec l'impulsion courte, l'intensité est multipliée par 6, l'efficacité reste quasi constante.

En conclusion, ces résultats montrent que l'efficacité de conversion $\eta_{K\alpha}$ dépend davantage de l'énergie que de l'intensité laser sur cible. De plus, il existe une intensité limite pour laquelle l'efficacité $\eta_{K\alpha}$ sature. D'autres groupes ont également travaillé sur l'influence de chacun des paramètres que nous allons discuter dans les paragraphes suivants.

Influence de l'intensité du laser :

En favorisant le mécanisme d'absorption résonnante, *Reich et al.* [73] ont montré dans leurs simulations, qu'il existe a priori une intensité optimale pour maximiser la conversion laser/ $K\alpha$.

Cette intensité peut être calculée à l'aide de la formule suivante :

$$I_{opt}(W/cm^2) = 7 \times 10^9 \times Z^{4,4} \quad (1.37)$$

Elle dépend du nombre atomique Z du matériau de la cible en question.

En appliquant cette formule, l'intensité optimale calculée pour une cible en molybdène ($Z = 42$) est $I_{opt} \sim 10^{17}$ W/cm². Cela signifie que l'efficacité de conversion X $K\alpha$ va croître avec l'intensité du laser jusqu'à I_{opt} et ne sera pas meilleure pour une intensité laser supérieure à celle-ci.

Cependant, des travaux ultérieurs, simulations [74] ou expériences [72], ont montré qu'il existe effectivement une intensité où le rendement est saturé, mais cette intensité est plus élevée que celle calculée avec la formule de *Reich* (eq.1.37). Cette différence peut s'expliquer par la présence de plusieurs mécanismes d'accélération des électrons, et pas seulement l'absorption résonnante supposée par *Reich*.

Comme le montrent les travaux expérimentaux de *Chen et al.* [72], l'efficacité de conversion croît en fonction de l'intensité selon une loi de puissance $\sim (I)^{2,2}$ et sature à partir de $I > 4 \cdot 10^{18}$ W/cm². Ce phénomène a été observé pour deux durées d'impulsion différentes

(70fs et 400fs) et l'efficacité de conversion maximale mesurée était $\sim 2 \times 10^{-5}$.

Chen explique cette saturation par l'augmentation de la température des électrons chauds en fonction de l'intensité. En effet, ils utilisent des cibles épaisses et observent le rayonnement en face avant. Plus l'intensité augmente, plus les électrons pénètrent profondément dans la cible. Les photons K_α produits en profondeur peuvent être réabsorbés par la cible et ils ne sont alors pas détectés.

Plus tard, en 2011, *Zhang et al.* [75] a également obtenu un rendement meilleur en utilisant une intensité supérieure à celle qui était supposée optimale ($\sim 10^{18}W/cm^2 > I_{opt}$), ce qui tend à montrer que ces lois phénoménologiques ne capturent pas toute la richesse et la complexité des conditions expérimentales.

Certains travaux n'observaient pas de comportement de saturation. La production des photons K_α augmente avec l'intensité laser [76], [77]. Un exemple de ces résultats est fourni par les récents travaux de *Azamoum et al.* [77], qui ont montré que le nombre de photons K_α produits N_{K_α} varie $\propto (I)^{1.4}$. Aucun phénomène de saturation de N_{K_α} n'a été observé pour une cible en molybdène dans le régime d'intensité laser exploré de $\sim 3.10^{16}$ à $6,2.10^{18}W/cm^2$.

Cela suggère alors que la relation entre l'intensité laser et l'efficacité de conversion est plus complexe et peut dépendre d'autres paramètres.

Influence du contraste temporel de l'impulsion laser :

L'influence du contraste temporel (*Contrast Ratio CR*) de l'impulsion est un facteur important à considérer dans la génération de photons K_α . Le CR en intensité d'une impulsion représente le rapport entre le pic principal de l'impulsion et le niveau de l'ASE (notons CR_{ASE}) ou d'une pré-impulsion (notons CR_p).

À des intensités lasers élevées, typiquement $I > 10^{17}W/cm^2$ et une qualité du contraste temporel faible $CR < 10^6$, un pré-plasma peut se former et s'étendre avant l'arrivée de l'impulsion principale [72], [78], [79]. Comme on l'a vu dans la partie précédente, le gradient de densité électronique peut affecter l'accélération des électrons et donc la génération des photons K_α .

Pour mieux comprendre l'influence de la qualité temporelle de l'impulsion sur l'efficacité de conversion, certains groupes de recherche [5], [74], [80], [81] ont comparé les efficacités de conversion avec et sans amélioration du CR.

Pour améliorer le CR, une méthode couramment utilisée est le doublage en fréquence du laser. Ce mécanisme étant non-linéaire, l'impulsion principale sera convertie plus efficacement que l'ASE ou la pré-impulsion, et le contraste à 2ω sera meilleur. De plus, comme nous l'avons vu précédemment, le potentiel pondérateur du laser est proportionnel à $I \times \lambda^2$. Par conséquent, ce potentiel va diminuer, ce qui entraîne alors une diminution de l'énergie transférée aux électrons par le laser. Nous nous attendons alors en plus de l'effet du contraste, à une diminution de l'efficacité X K_α .

Les simulations PIC menées par *Eder et al.*[74] mettent en évidence l'influence du CR sur la production des photons K_α du cuivre.

Tout d'abord, le CR a été dégradé par l'introduction d'une pré-impulsion artificielle à 650ps avant l'impulsion principale et un piédestal à 10^4 . Les résultats ont montré clairement la production d'un pré-plasma avant et entraînant une diminution de la production des photons K_α .

Ensuite, le contraste est amélioré par la méthode de doublage en fréquence. Avec un CR d'environ 10^6 , une efficacité de conversion $\eta_{K\alpha}$ égale à 4×10^{-4} a été mesurée en focalisant sur la cible de cuivre à 10^{17} W/cm², ce qui a généré une source $K\alpha$ autour de 8 keV. Plus tard, les travaux expérimentaux de *Chen et al.* [5] publiés en 2008, ont confirmé ces résultats en mesurant une efficacité $\eta_{K\alpha}$ similaire d'environ 10^{-4} .

La méthode de doublage en fréquence a été également utilisée dans les travaux de *Fourmaux et al.* [81] pour améliorer le contraste temporel de l'impulsion laser. L'amélioration du contraste était d'un facteur 10^4 (4.10^5 @800nm à $< 10^9$ @400nm). La cible utilisée était le molybdène ($Z=42$). Les résultats montraient une saturation de l'efficacité à $\eta_{K\alpha} \sim 1,5.10^{-5}$.

Plusieurs groupes ont utilisé la méthode du doublage en fréquence pour améliorer le contraste temporel du laser [5], [74], [81] et tous ces travaux ont montré que l'amélioration du contraste temporel entraînait une augmentation de la production des photons $K\alpha$ et de l'efficacité de conversion $\eta_{K\alpha}$.

Une étude plus récente, menée par *Y.Azamoun et al* [82], a examiné de manière plus approfondie l'impact de différents contrastes temporels CR sur l'efficacité de conversion $\eta_{K\alpha}$ à trois niveaux d'intensité laser différents. Les résultats sont groupés dans la figure 1.22 extraite de son article [82].

Pour les intensités laser non-relativistes ($< 10^{18}$ W/cm²), un meilleur contraste temporel conduisait à une meilleure conversion. Alors que, pour les intensités relativistes ($I > 10^{18}$ W/cm²), le contraste temporel de l'impulsion n'affecte plus l'efficacité de conversion $\eta_{K\alpha}$. Cela est cohérent avec le fait que les différents mécanismes d'accélération ne sont pas affectés de la même manière par rapport au gradient de densité électronique (dn/dz).

Pour résumer, un meilleur contraste temporel (CR) peut augmenter l'efficacité de conversion $\eta_{K\alpha}$ surtout pour les intensités laser inférieures à 10^{18} W/cm².

Le tableau 1.5 regroupe les efficacités de conversion obtenues par différents travaux réalisés sur la génération d'un rayonnement X $K\alpha$ avec des lasers de régime sub-relativiste sur une cible de molybdène.

Auteur	I (W/cm ²)	CR	CE $\eta_{K\alpha}$ (sur π sr)
Serbanescu et al. [83]	8.10^{17}	4.10^5	$7.5 \cdot 10^{-6}$
Zhang et al. [75]	10^{18}	10^{10-11}	$1.4 \cdot 10^{-4}$
Azamoun et al. [82]	10^{16-17}	10^9	$2.5 \cdot 10^{-5}$
	10^{17-18}	10^9	1.10^{-4}
Fourmaux et al. [36]	10^{18}	10^9	$1 \cdot 10^{-4}$

TABLE 1.5 – Comparaison de différents travaux sur le taux de conversion Laser/X $K\alpha$ sur une cible de molybdène.

Les travaux précédents tendent à montrer que l'amélioration du contraste améliore le rendement. Or, nous allons voir que d'autres travaux ont montré le contraire et que la situation n'est pas aussi simple.

Un pré-plasma peut être produit par une pré-impulsion ou par le piédestal avant l'arrivée de l'impulsion principale.

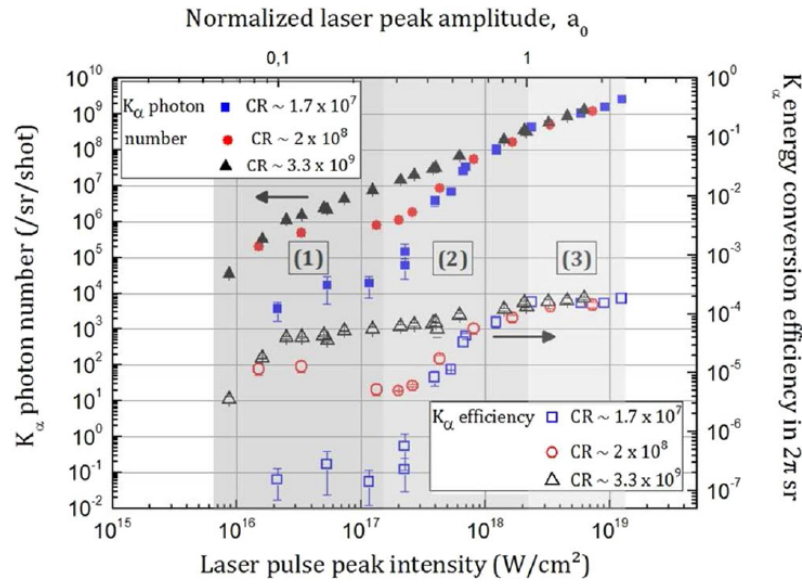


FIGURE 1.22 – Dans le régime non-relativiste ($I < 10^{17}$ W/cm²), les efficacités obtenues sont $\sim 10^{-7}$ et $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ pour $CR_{faible} \sim 1,7 \times 10^7$ et $CR_{haut} \sim 3,3 \times 10^9$ respectivement. L'efficacité $\eta_{K\alpha}$ est 10^2 fois meilleure dans le cas du CR_{haut} .

Dans le régime d'intensité $1,5 \times 10^{17} < I < 2 \times 10^{18}$ W/cm², l'émission $K\alpha$ croît pour les différents CRs en fonction de l'intensité pic du laser et atteint toute la même valeur à $I \sim 10^{18}$ W/cm² où l'efficacité $\eta_{K\alpha} \sim 2 \cdot 10^{-4}$.

Le dernier cas correspond au régime relativiste ($I > 2 \times 10^{18}$ W/cm²), l'émission $K\alpha$ évolue de la même manière. L'efficacité devient donc indépendante du CR. [Figure extraite de [82]]

En variant le délai τ_D entre la pré-impulsion et l'impulsion principale, il est possible de faire varier et d'optimiser la longueur (L) de gradient de densité du plasma afin de maximiser l'absorption du laser (voir section.1.2.2). Plusieurs études ont examiné l'effet du délai de la pré-impulsion sur la production des photons $K\alpha$ [74], [76], [84]-[86] et les résultats de ces travaux ont tous montré qu'une pré-impulsion, qui arrive quelques picosecondes avant l'impulsion principale, a permis de générer au moins deux fois plus de photons $K\alpha$. Certains ont fait varier ce délai et ont montré qu'il existe un optimum où le nombre de $K\alpha$ produit est maximum. Cela implique alors qu'il existe une longueur du gradient L optimale à laquelle l'efficacité de conversion $K\alpha$ atteint son maximum.

De plus, l'angle d'incidence du laser peut jouer un rôle [76], [84] important dans la production des $K\alpha$. En effet, nous avons vu dans la section.1.2.2, que l'angle θ et la longueur du gradient L sont corrélés. Pas exemple, *Nakano et al.* [84] ont montré que l'efficacité de conversion $K\alpha$ est meilleure pour un angle $\theta \sim 30^\circ$ avec une pré-impulsion introduite à 20 ps avant.

Avec des paramètres laser similaires, *Lu et al.* [76], ont étudié l'émission $K\alpha$ avec plusieurs angles d'incidence ($25 - 55^\circ$) et des délais entre l'impulsion et la pré-impulsion variables (< 25 ps) (voir fig.1.23). Leurs résultats ont montré que pour chacun des angles étudiés, un nombre maximum de photons produits est atteint avec des délais différents.

Conclusion :

En conclusion de cette partie, on peut noter que les nombreux travaux mettent en

Travaux	Cible	Paramètres	CE (θ, τ_D)
Lu et al.	300nm de Cu ou Ti	$I_{main} \sim 10^{17} W/cm^2$ $I_p \sim 10^{14} W/cm^2$ 150fs, @800nm, 120mJ, 10Hz $CR_p \sim 10^7$ et $CR_{ASE} \sim 10^8$	CE x2 avec $\theta = 45^\circ$ $\tau_D = 5ps$
Nakano et al.	4 μm d'Al	$I_{main} = 3,6 \cdot 10^{16} W/cm^2$ $I_p = 8,5 \cdot 10^{14} W/cm^2$ 100fs, @790nm, 100mJ $CR_{ASE} \sim 10^6$	CE x2 avec $\theta = 30^\circ$ $\tau_D = 20ps$
Bastiani et al.	SiO_2	$I_{main} = 4 \cdot 10^{16} W/cm^2$ $I_p = 4 \cdot 10^{14} W/cm^2$ 120fs, @800nm, 60mJ $CR_p \sim 10^8$	CE x7 avec $\theta = 45^\circ$ $\tau_D = 6ps$

TABLE 1.6 – L'amélioration de l'efficacité de conversion CE avec un délai τ_D et l'angle d'incidence θ bien choisis.

évidence la complexité des phénomènes intéressants dans la génération de rayonnement X pas laser. On peut cependant noter plusieurs tendances quant à l'effet des principaux paramètres laser :

- **Intensité du laser** : Au premier ordre, on s'attend à ce qu'une intensité plus élevée conduise à une production accrue de photons K_α . Cependant, de nombreux travaux ont montré qu'il existe une intensité limite pour laquelle l'efficacité de conversion sature. Cela peut s'expliquer par des effets de réabsorption qui dépendent donc de la géométrie de la cible et de la mesure.
- **Contraste temporel** : le contraste temporel est le rapport entre l'intensité du pic principal et le niveau du fond d'ASE ou l'intensité de la pré-impulsion (si présente). Un bon contraste temporel de l'impulsion laser entraîne généralement une bonne conversion laser/X en particulier dans le cas d'une intensité modeste. Cependant, une pré-impulsion bien contrôlée peut modifier le gradient de densité du plasma, favorisant ainsi l'absorption (en particulier l'absorption résonnante) du laser et donc augmentant le rendement.
- **Durée de l'impulsion** : la durée de l'impulsion influence directement l'intensité laser ($I \propto 1/\tau$). Il existe a priori une durée optimale pour maximiser le rendement. Mais très peu de travaux ont exploré cet aspect. La plupart utilisent la durée la plus courte de leur laser.
- **Angle d'incidence** : l'angle d'incidence du laser présente toujours un optimum à plusieurs dizaines de degrés par rapport à la normale de la cible.

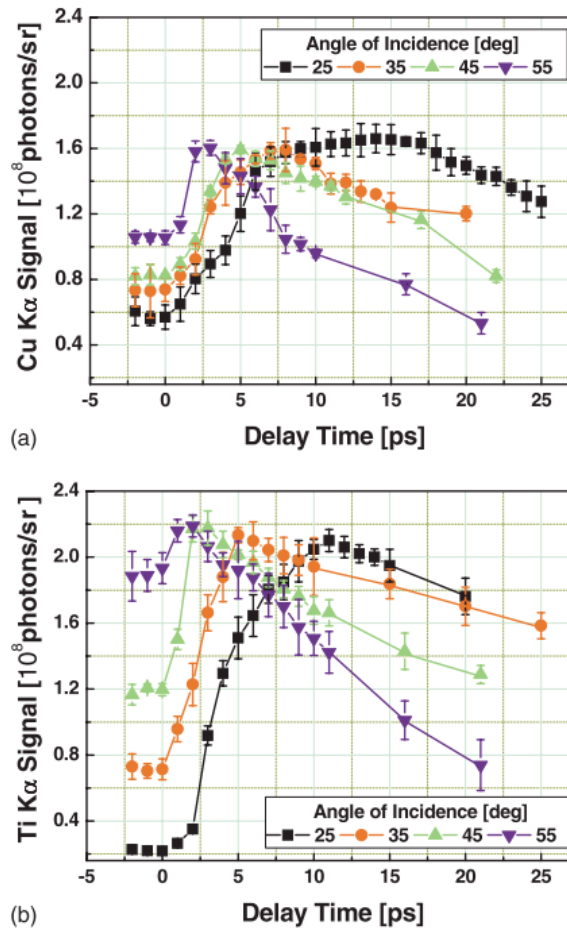


FIGURE 1.23 – Le nombre de photons $K\alpha$ émis par impulsion laser en fonction du délai de la pré-impulsion et de l'angle d'incidence. Les cibles sont en (a) Cu ou (b) Ti d'épaisseur de 300 nm. [figure extraite de [76]]

1.3.2 Optimisation de la taille de la source X

La taille de la source X est un paramètre essentiel, car elle a un impact direct sur la résolution spatiale (donc la qualité d'image) ainsi que sur la brillance. Idéalement, une petite taille de source X est souhaitée (une dizaine de microns).

En pratique, la taille du spot X est plus grande que la taille du spot laser focalisé sur cible. Cette différence provient de la diffusion des électrons dans la cible, un phénomène qui dépend des paramètres de l'impulsion laser que nous allons étudier dans cette partie.

Nous verrons que dans le cas des lasers impulsionnels, les images pour l'analyse de la taille de source sont acquises sur un grand nombre de tirs laser, ce qui va alors contribuer à l'élargissement la taille de la source X si différents défauts sont présents, comme : l'instabilité, la fluctuation du pointé ou encore les imperfections liées à l'alignement.

On distingue la taille de source intrinsèque ou "single shot" qui dépend des paramètres du laser ou de la cible et la taille effective intégrée dans le temps, qui est généralement celle qui est dimensionnée pour l'application, mais dont l'optimisation correspond à une optimisation du système global faisant intervenir la stabilité mécanique de la cible, la stabilité du pointé du laser, la stabilité en énergie tir à tir, etc.

1.3.2.1 Influence de l'intensité

De nombreux groupes de recherche ont mesuré la taille de la source X générée par l'interaction laser-matière. Quelques-uns dans le tableau 1.7. La plupart de ces expériences ont montré que la taille de la source X est toujours plus grande que la taille de la tache focale pour les régimes d'intensité supérieure à $10^{16}W/cm^2$. De plus, plus l'intensité sur cible est grande, plus la taille de la source X produite est grande.

Travaux	Rapport de tailles Φ_X/Φ_{laser}	Conditions
Rousse et al.[57]	$\times 1,4$	$1,5 \cdot 10^{16}W/cm^2$ 5000 tirs laser par image 100 fs $CR_{ASE} \sim 10^5$
Azamoum et al.[77]	$1,6 \times 2,5$ $14,6 \times 9,1$ $15,2 \times 11$	$10^{17}W/cm^2$ $\sim 6 \cdot 10^{18}W/cm^2$ $10^{19}W/cm^2$ milliers de tirs par image 25 fs $CR_{ASE} \sim 10^{10}$
Fourmaux et al.[36]	$\times 1,8$	$6 \cdot 10^{18}W/cm^2$ 5 tirs laser par image 30 fs $CR > 10^{10}$
Huang et al.[87]	$\times 4$	$1,2 \cdot 10^{18}W/cm^2$ 30 000 tirs laser par image 45 fs, 1 kHz $CR_{ASE} \sim 10^{10}$

TABLE 1.7 – Comparaison de la taille ϕ_X de la source X avec la taille ϕ_{laser} de la tache focale dans des régimes d'intensité différents.

Nous allons comparer ici les deux travaux réalisés par *Fourmaux et al.* [36] et *Azamoum et al.* [77] avec des paramètres laser similaires sur l'évolution de la taille de la source X avec l'intensité focalisée sur cible.

Pour une intensité d'environ $6 \cdot 10^{18}W/cm^2$, *Fourmaux et al.* ont obtenu le plus petit rapport de tailles, où la taille de la source X est légèrement plus grande que la taille du laser. Alors que dans la même gamme d'intensité, *Azamoum et al.* ont obtenu une taille de source au moins 11 fois plus grande. Cette différence significative s'explique par le nombre de tirs accumulés sur chaque image utilisée pour calculer la taille. On l'a vu, le pointé du laser ou le mouvement de la cible peuvent être source de l'élargissement pour des temps d'intégration supérieurs aux temps caractéristiques de ces mouvements parasites.

De plus, l'élargissement de l'émission X peut aussi être expliqué par des phénomènes physiques notamment la dispersion des électrons dans le solide ou la divergence du faisceau d'électrons chauds (effet fontaine). Dans la plage d'intensité laser utilisée dans ces deux travaux, les deux mécanismes d'absorption intervenant sont : l'absorption résonante et

l'absorption par l'effet Brunel. Dans ce dernier mécanisme, dans le cas d'une cible mince (micrométrique), les électrons chauds sont accélérés par le champ électromagnétique du laser et peuvent quitter la cible avant d'être rappelés par la force électrostatique. Lors de leur retour vers la surface, ces électrons chauds peuvent se disperser sur une surface plus large que la taille initiale du spot laser focalisé sur la cible.

Dans un régime d'intensité quasi-relativiste $\sim 10^{18}$ W/cm², malgré la présence de pré-impulsions à 8 et 16 ns avant l'impulsion principale, *Chen et al.* [72] ont observé une diminution de la taille de la source avec l'intensité. Les chercheurs expliquent ce phénomène par l'auto-génération d'un champ magnétique d'amplitude de l'ordre du mégagauss (10⁶ G). Ce champ aurait alors pour effet de focaliser le faisceau d'électrons. La propagation des électrons dans la cible étant plus directive, cela se traduit par une diminution du volume émetteur apparent.

1.3.2.2 Influence du contraste temporel

Le contraste temporel de l'impulsion laser est également un facteur à prendre en compte sur la taille de la source X, comme l'atteste la littérature. La tendance générale est qu'en améliorant le CR, on peut diminuer la taille de source X jusqu'à atteindre une taille proche de la taille du spot laser.

Eder et al. [74] ont montré qu'avec une faible qualité de CR, la taille de la source X est 10 fois plus grande que la taille du spot laser. Le contraste temporel de l'ASE CR_{ASE} est dit faible s'il est inférieur à 10⁶ et que $I_{ASE} > 10^{12}$ W/cm², qui est le seuil de production d'un pré-plasma avant l'arrivée de l'impulsion principale. Un pré-plasma permet aux électrons chauds de se propager à une distance plus large dans la direction latérale et donc les photons X sont générés sur une surface plus étendue. Dans ce cas, la taille X est au moins 4 - 8 fois plus large que la taille du spot laser. Dans le cas contraire, c'est-à-dire $I_{ASE} < 10^{12}$ W/cm², le rapport de surface est seulement de 2 à 3.

En revanche, en améliorant le contraste de l'impulsion laser, par exemple par la méthode du doublage en fréquence, il est possible de réduire la taille de la source X. Dans les travaux expérimentaux de *Fourmaux et al.* [36], [81], avec une très bonne qualité temporelle de l'impulsion, la taille de la source X est restée proche de la taille de la tache focale du laser. La taille du spot laser mesurée était de $6,9 \times 8,8 \mu\text{m}^2$, tandis que la taille de la source X était d'environ $8,5 \times 16 \mu\text{m}^2$, soit seulement $1,2 \times 1,8$ fois plus grande.

En résumé, dans le cas des impulsions de faible contraste temporel, la tendance semble être que la taille de la source X mesurée est plusieurs fois plus grande que la taille de la tache focale.

Travaux	Conditions expérimentales	Taille de la source X
Fourmaux et al.	$CR = 10^9$ à 400 nm FWHM = $6.9\mu m \times 8.8\mu m$	1.2×
Toth et al. [88]	$CR = 10^9$ à 400 nm FWHM = $3\mu m \times 4\mu m$	1.6×
Yu et al. [80]	$CR = 10^9$ à 527 nm FWHM = $5\mu m$	2.4×

TABLE 1.8 – La taille de la source X par rapport à la taille de l'impulsion focalisée obtenue par [80], [81], [88]. La qualité du contraste temporel est améliorée par la méthode de doublage de fréquence.

1.4 Cadre de la thèse

En se basant sur la physique de la génération du rayonnement X par laser ainsi que sur les travaux expérimentaux ou de simulation, discutés précédemment dans ce chapitre, nous pouvons dimensionner le laser adapté à notre application.

Les différentes contraintes de cette application sont :

- Énergie des photons dans la gamme 20 - 60 keV
- Taille de la source dans les dizaines de micromètres
- Puissance de la source X d'environ 100 mW

On a vu que l'efficacité de conversion maximal laser/X est de l'ordre de $\eta \sim 10^{-4}$. Pour une puissance X d'environ $P_X = 100\text{mW}$, la puissance moyenne du laser est :

$$P_{laser} = \frac{P_X}{\eta} \simeq 1\text{kW} \quad (1.38)$$

Puis, l'étude de la section efficace d'émission $K\alpha$ montre que la température des électrons chauds T_h optimale est d'environ 2 à 3 fois supérieurs à $E_{K\alpha}$. Supposons alors $T_h \sim 2E_K$.

De plus, nous travaillons dans des régimes laser non-relativistes, alors suivant la loi de *Beg et al.* ou de *Gibbon et Bell*, la température des électrons chauds est $T_h \propto (I\lambda^2)^{1/3}$ avec $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$. La taille de la source X doit être petite, supposée de quelques dizaines de micromètres $10\mu\text{m}$ adéquate pour la réalisation de l'imagerie par contraste de phase. Nous pouvons maintenant estimer la puissance crête du laser P_c attendu. Ces estimations, regroupé dans le tableau 1.9, sont faites pour deux énergies de photons 20 keV et 70 keV.

En raison de contraintes liées au choix des cristaux d'amplificateur ainsi qu'à l'encombrement du compresseur, supposons que la durée de l'impulsion laser peut être comprimée entre 100 fs à 1 ps. Pour atteindre la puissance moyenne du laser de 1 kW, on peut alors estimer la cadence de tir pour une durée d'impulsion τ . Ces chiffres sont à prendre avec des pincettes puisqu'ils supposent que la loi de Beg reste variable quand on change la durée du laser.

$E_{K\alpha}$	20 keV	70 keV
$T_h \sim 2E_{K\alpha}$	40 keV	140 keV
$I_{Beg} = \frac{(T_h/100)^3}{\lambda^2}$	$6,4 \cdot 10^{15} \text{W}/\text{cm}^2$	$2,7 \cdot 10^{17} \text{W}/\text{cm}^2$
P_c	$\sim 10 \text{GW}$	$\sim 300 \text{GW}$
Si $\tau = 1 \text{ps}$	10 mJ/impulsion	300 mJ/impulsion
Alors f_{laser}	100 kHz	3 kHz
Si $\tau = 100 \text{fs}$	1 mJ/impulsion	30 mJ/impulsion
Alors f_{laser}	1 MHz	30 kHz

TABLE 1.9 – Estimation des caractéristiques du laser type pour notre application. En prenant $\lambda \sim 1\mu\text{m}$ et $P_{laser} = 1 \text{kW}$.

L'état de l'art concernant les sources X générées par laser montrent que l'efficacité de conversion optimale $\eta_{K\alpha}$ se situe aux alentours de 10^{-4} . De cela, nous pouvons estimer le nombre de photons $K\alpha$ produits par impulsion laser.

Le système d'imagerie devra présenter des caractéristiques regroupées dans le tableau 1.9. Pour une source X $K\alpha$ d'énergie $E_{K\alpha}$ est associée une énergie laser E_{laser} pour obtenir un rendement de production optimal de photons $K\alpha$.

Le temps d'un examen mammographie est d'environ 1/2 heure, mais en réalité la patiente n'est exposée aux radiations que pendant une durée de quelques minutes. Donc, pour que notre système se rapproche du temps d'examen d'une mammographie standard, nous avons besoin d'une source laser à haute cadence, capable de générer un millier d'impulsions en une seconde.

Nous avons utilisé trois systèmes lasers différents pour atteindre cet objectif :

- Un système laser de faible cadence (1 Hz) est utilisé pour caractériser le rayonnement X généré par une impulsion laser. Il nous permet également d'étudier les différents paramètres influençant la production des photons $K\alpha$.
- Ensuite, nous abordons des systèmes dit table-top de haute cadence, 100 Hz à 1 kHz, afin de répondre au temps d'examen clinique.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux

Après avoir décrit les principaux mécanismes de génération de rayons X par laser, présenté l'effet des principaux paramètres et fait un état de l'art, nous allons présenter dans ce chapitre les installations expérimentales utilisées au cours de ce travail de thèse.

Deux environnements expérimentaux ont été nécessaires afin de pouvoir explorer la génération d'une telle source X. L'un de ces environnements, situé au laboratoire CELIA, est adapté à des taux de répétition faibles, environ 1 Hz. Cet environnement est principalement destiné à l'étude de la conversion laser/X K_α en fonction des divers paramètres expérimentaux du laser et de la cible. Les études paramétriques menées sur cette installation m'ont permis d'étudier finement l'interaction laser-matière.

Le second environnement est basé au centre technologique ALPhANOV. Il a été conçu pour des cadences de tir laser supérieures ou égales à 100 Hz afin de se rapprocher des contraintes imposées par le prototype final du projet XPulse. Les installations à ALPhANOV ont permis une optimisation plus globale du système source, dans l'objectif de l'utiliser pour réaliser des séquences d'imagerie.

Ce chapitre s'organise de la manière suivante :

Tout d'abord, je vais introduire quelques notions importantes pour comprendre la génération des impulsions laser ultra-brèves, ultra-intenses dans un système compact grâce à la méthode CPA.

Ensuite, je vais décrire les deux dispositifs expérimentaux utilisés dans mes travaux de recherche, en commençant par décrire les systèmes lasers employés. Puis, je vais présenter les systèmes de cible de conversion associés à chacun des lasers. Ces systèmes de cibles sont conçus pour des objectifs différents. L'un est adapté à une cadence du hertz, ce qui permet d'étudier les caractéristiques du rayonnement X généré par laser tir-à-tir. Le second est spécialement conçu pour s'adapter à la haute cadence. Il sera intégré dans le prototype du système imagerie.

Enfin, le dernier paragraphe décrira les différents instruments utilisés en métrologie pour la caractérisation de la source X par laser.

2.1 Laser à impulsion ultra-brève et ultra-intense

2.1.1 Petit historique

Un système laser (de l'anglais : *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) est un instrument qui délivre une onde lumineuse cohérente et directive, dont l'invention date des années 60 et des travaux de *Maiman* [89], [90]. Ce tout premier laser rubis pompé par une lampe délivrait des impulsions dans le visible à 693.3 nm, de durée de l'ordre de la milliseconde avec une puissance moyenne atteignant quelques watts. Par la suite, de nombreuses évolutions techniques ont permis d'explorer différentes gammes de longueur d'onde, de puissance moyenne et de durée d'émission.

Au début des années 70, l'introduction des oscillateurs à blocage de modes [91], [92] (en anglais *Mode-Locked oscillator*) a permis de délivrer des impulsions extrêmement courtes, de l'ordre de quelques picosecondes et couvrant une large gamme de longueur d'onde. La courte durée de ces impulsions a permis d'atteindre des intensités crêtes très élevées, de l'ordre du gigawatt ($\simeq 10^9$ watts). Lorsque ces impulsions traversent des optiques, elles génèrent des effets non-linéaires, tels que des variations de l'indice optique, des changements de phase et des déformations de la forme de l'impulsion. C'est le début de l'optique non-linéaire.

Parmi ces effets, il est intéressant de mentionner l'effet *Kerr*. Il se produit lorsque l'indice de réfraction d'un milieu est modifié par la traversée d'une impulsion très intense, ce qui conduit à un effet de lentille menant à une focalisation du faisceau. Ce phénomène est aussi connu sous le nom d'*auto-focalisation*. Il peut engendrer des endommagements des composants optiques, mais peut également être employé pour le verrouillage (mode-locker) d'un oscillateur. De plus le phénomène d'*auto-modulation* de phase intervient également lorsqu'une impulsion traverse une optique d'indice non linéaire et résulte en un élargissement spectral et étalement temporel de l'impulsion.

Ces effets non-linéaires ont dû être compris et maîtrisés pour le développement des lasers à impulsions ultra-courtes et ultra-intenses.

Outre la dégradation des caractéristiques temporelle et spatiale du faisceau, l'amplification directe de l'énergie E_l d'une impulsion courte peut mener au dépassement du seuil d'endommagement des optiques, en particulier des milieux amplificateurs. Il existe plusieurs approches qui peuvent atténuer ce problème, comme atténuer l'intensité crête. On définit l'intensité crête de l'impulsion laser par I_c :

$$I_c[W/cm^2] = \frac{E_l}{\Sigma \times \Delta t} \quad (2.1)$$

L'une des solutions est d'agrandir la taille du spot laser Σ donc des optiques, mais le système laser devient alors complexe, volumineux et coûteux. En effet, en augmentant la taille du laser, on peut distribuer la puissance sur une plus grande surface, afin de maintenir la puissance crête en dessous du seuil de dommage.

Une autre solution est de rallonger la durée de l'impulsion laser Δt , comme dans le cas des lasers à CO_2 . Ces lasers délivrent des impulsions dans la gamme de la centaine de nanosecondes, voire plus longue.

Au milieu des années 80, le développement de la technique d'amplification à dérive de fréquence, également connue sous l'acronyme CPA (en anglais *Chirped Pulse Amplification*)

a permis d'apporter une solution à cette problématique. Les travaux de *D.Strickland et G.Mourou* [1], [37] ont été récompensés par le prix Nobel de physique en 2018 pour cette avancée.

La méthode CPA consiste à étaler temporellement une impulsion et donc à diminuer sa puissance crête avant l'étape d'amplification. Une fois amplifiée, l'impulsion est ensuite compressée au mieux à sa durée d'origine, mais avec une intensité crête considérablement plus élevée. Les travaux de *Strickland et Mourou* sont basés sur l'amplification dans des cristaux de titane-saphir (Ti :Sa). Ils ont permis de produire des impulsions laser de durée ultra-courtes, typiquement entre 10^{-12} à 10^{-15} secondes, et d'atteindre de puissances de dix à cent térawatts (1 TW = 10^{12} W). Tout ceci a été réalisé en évitant l'apparition des effets non-linéaires et en restant en dessous du seuil d'endommagement des optiques et des milieux amplificateurs.

Les systèmes laser basés sur la CPA ont permis de démontrer expérimentalement de nombreux phénomènes physiques qui n'étaient pas accessibles auparavant. Ils ont notamment ouvert de nombreux champs de recherche, notamment celui de la génération de sources secondaires.

2.1.2 Architecture d'un laser ultra-intense

Une chaîne laser basée sur la technique CPA comporte en début de la chaîne un oscillateur femtoseconde. Ces impulsions ont une énergie faible de l'ordre de quelques nanojoules et sont produites à une cadence très élevée, de l'ordre du mégahertz. L'amplification directe de ces impulsions est impossible en raison des effets discutés précédemment. La technique CPA, illustré dans la figure 2.1, résout ces limitations et se compose principalement en trois grandes étapes : **l'étirement** de l'impulsion, **l'amplification**, enfin **la compression**.

Étireur :

Les étireurs peuvent exister sous différentes formes géométriques : des réseaux de diffraction, des réseaux de Bragg, des prismes à réseaux, des fibres optiques ou encore des miroirs dispersifs. Leur principe est de différencier le chemin optique parcouru par les différentes longueurs d'onde de l'impulsion tout en préservant son spectre de fréquence.

Deux types d'étireurs sont employés dans les systèmes laser utilisés : une paire de réseau de diffraction (fig.2.2) et un réseau de Bragg fibré (fig.2.3).

Dans le cas d'une paire de réseaux fonctionnant en réflexion, l'impulsion suit la loi de diffraction exprimée comme suit :

$$\sin(\theta_i) - \sin(\theta_d) = p \times \frac{\lambda}{\Delta} = p \times N \times \lambda \quad (2.2)$$

où θ_i et θ_d sont respectivement les angles incident et diffracté. λ la longueur d'onde, Δ le pas du réseau, N la densité de traits du réseau et p l'ordre de diffraction.

Lorsque l'impulsion est réfléchiée par le premier réseau, ses différentes longueurs d'onde sont dispersés angulairement. Chaque composante λ parcourra alors un chemin optique différent selon un angle θ_d qui lui est propre, ce qui crée ainsi une dérive de fréquence en fonction du temps.

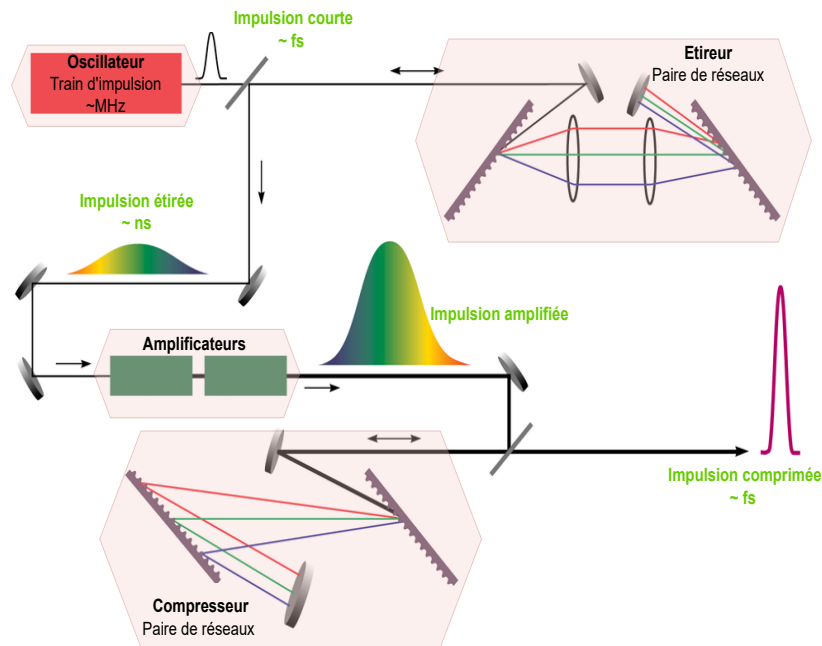


FIGURE 2.1 – Schéma d'une chaîne laser CPA typique. Un train d'impulsions ultra courtes et de faibles énergies est généré dans un **oscillateur** à blocage de modes. Elle est ensuite conduite et allongée temporellement par un système fortement dispersif : **étireur**. L'impulsion est amplifiée dans un ou plusieurs amplificateurs. Une fois l'énergie souhaitée atteinte, l'impulsion est comprimée en traversant un système à dispersion inversée : **compresseur**. Des durées pouvant atteindre quelques dizaines de femtosecondes peuvent être obtenues si la largeur spectrale des impulsions amplifiées est suffisante.

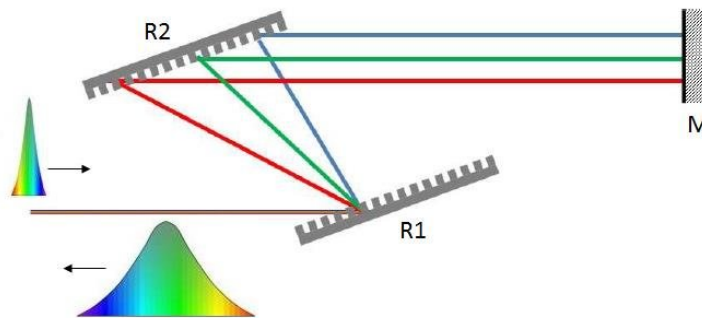


FIGURE 2.2 – Étireur à une paire de réseaux de diffraction.

Le deuxième réseau a pour rôle de collimater le faisceau dispersé. Mais, en sortie de celui-ci, le faisceau présente des aberrations chromatiques. Afin de les corriger, un dièdre intercepte le faisceau collimaté et le renvoie vers la paire de réseaux sur une altitude différente, permettant ainsi de séparer l'aller et le retour.

Le procédé d'étirement permet donc de rallonger la durée de l'impulsion en déphasant les différentes composantes spectrales, *i.e.* les petites longueurs d'onde (*bleu*) parcourent une distance plus longue que les grandes longueurs d'onde (*rouge*), ou inversement. Cette étape permet surtout de diminuer de plusieurs ordres de grandeurs la puissance crête ($10^3 - 10^5$), mais l'énergie moyenne reste sensiblement la même.

Dans le cadre de l'optimisation de la compacité tout en gardant un bon facteur d'étirement, on peut utiliser des réseaux de Bragg fibrés (RBF) comme illustré dans la

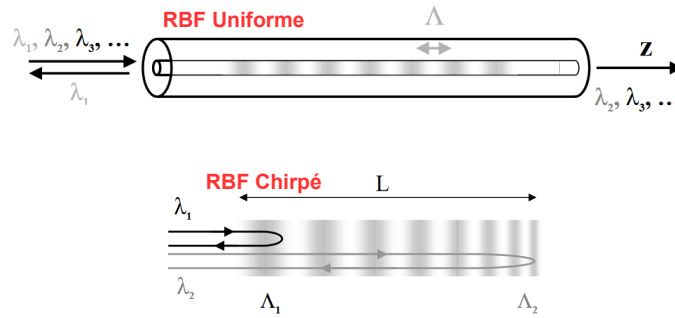


FIGURE 2.3 – Étireurs à base de réseaux de Bragg fibrés à pas uniforme de période Λ (*haut*) ou variable (*bas*).

figure 2.3, avec des pas Λ_i de réseaux qui varient linéairement le long de la fibre de longueur L . Leur fonctionnement est le même. Une longueur d'onde est réfléchiée si elle vérifie la condition de résonance de Bragg qui s'écrit :

$$p\lambda = 2n_{eff}\Lambda \quad (2.3)$$

avec n_{eff} l'indice effectif à la longueur d'onde λ et p un entier positif.

L'étirement de l'impulsion est donc réalisable en faisant réfléchir chaque composante spectrale à une position différente dans la fibre. Par exemple, la composante λ_1 est réfléchiée à Λ_1 et λ_2 est réfléchiée à Λ_2 .

Le délai introduit est $\frac{2n_{eff}L}{c}$. Cette solution est employée dans un des lasers utilisés au cours de cette thèse, où l'étireur d'impulsion est choisi avec une fenêtre d'étirement étendue permettant de compenser les phénomènes d'auto-modulation de phase.

Typiquement, une impulsion femtoseconde peut être étirée à une durée de l'ordre de la nanoseconde et peut ainsi être amplifiée sans risque d'endommager les optiques. Son intensité crête est alors atténué d'un facteur de l'ordre de 10^5 .

Amplificateurs :

L'impulsion étirée peut maintenant être amplifiée sans risque. Une impulsion peut traverser plusieurs étages d'amplificateur et elle est extraite lorsque son énergie atteint celle désirée.

Il existe plusieurs types d'amplifications, notamment l'amplification régénérative, l'amplification fibrée, l'amplification à multi-passages, etc. Le choix de l'architecture de l'amplification est fait en privilégiant soit le gain de l'amplificateur soit l'efficacité d'extraction. Généralement, lorsqu'un système est composé de plusieurs étages d'amplification, il est préférable d'abord de privilégier le gain à faible fluence puis l'extraction d'énergie à forte fluence.

Les systèmes laser utilisés pour les travaux de cette thèse comportent deux types d'amplificateur à gain décrits par la suite en détail. Il s'agit de l'amplificateur régénératif (fig.2.4) et de l'amplificateur multi-passages (fig.2.5).

L'amplificateur régénératif est dit à fort gain. Il est composé d'une cavité laser contenant le milieu d'amplificateur et d'une porte optique qui est composée d'une cellule de Pockels couplée à un polariseur. La cellule de Pockels est un dispositif électro-optique qui, par l'application d'une haute tension, peut modifier la polarisation de l'impulsion

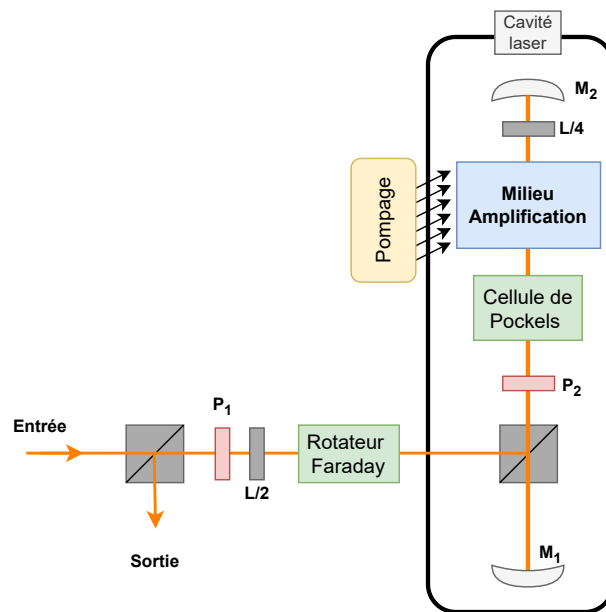


FIGURE 2.4 – Schéma de principe d'un amplificateur régénératif.

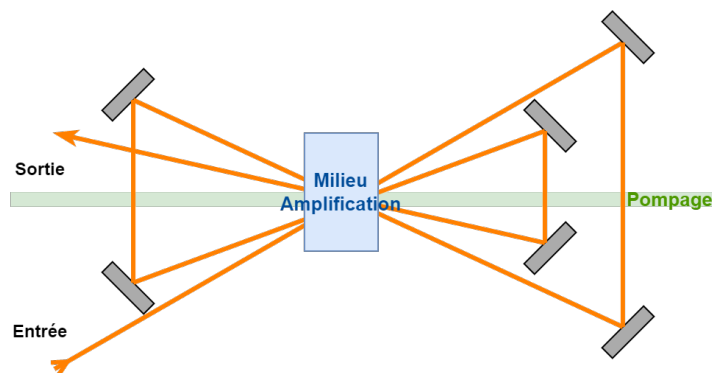


FIGURE 2.5 – Schéma de principe d'un amplificateur multi-passages.

laser qui le traverse. Le polariseur permet donc d'envoyer l'impulsion amplifiée dans une direction spécifique.

Il est composé également d'un rotateur Faraday (ou isolateur) qui contrôle la cadence de l'impulsion entrant dans le milieu amplificateur. Dans un amplificateur régénératif, l'impulsion laser rentre et reste piégée dans la cavité. Elle effectue généralement entre 20 à 40 passages dans le milieu amplificateur. Lorsque l'impulsion possède l'énergie souhaitée, une haute tension est appliquée à la cellule de Pockels qui modifie la polarisation de l'impulsion amplifiée en la basculant dans la direction non-transmise par le polariseur. Elle est alors expulsée de la cavité dans une autre direction avec une énergie entre 10^3 à 10^6 fois plus grande.

L'amplificateur multi-passages, de plus faible gain et passif permet d'obtenir des énergies encore plus élevées. Il est utilisé en tant que 2^e étage d'amplification. C'est un chemin optique ouvert et non une cavité. Il est composé de plusieurs miroirs qui permettent à l'impulsion laser de traverser le milieu d'amplificateur. À chaque passage à travers le milieu à gain, l'impulsion est amplifiée. Le nombre de passages dépend de l'amplification

souhaitée et est déterminé par le nombre de miroirs. Le schéma de la figure 2.5 représente un amplificateur à quatre passages avec séparation géométrique. Nous pouvons alors remarquer que le nombre de passages va d'être limité par l'encombrement des optiques.

Il existe différents milieux amplificateurs de large bande spectrale de gain. Le tableau 2.1 présente les deux milieux amplificateurs utilisés par les systèmes lasers qui seront présentés par la suite. L'énergie que l'on peut extraire en sortie du milieu amplificateur dépend du matériau d'amplification et de sa géométrie. Ce matériau à l'état solide peut se présenter sous différentes formes telles qu'un barreau, un disque mince ou une fibre optique. Il peut être excité par différents modes de pompage (diode, lampes ou laser). La fluence de saturation est un paramètre important dans la conception des amplificateurs du laser. En effet, elle représente la quantité de puissance par unité de surface qu'un milieu amplificateur peut stocker et amplifier. Lorsque cette valeur est atteinte, le milieu amplificateur ne peut plus augmenter l'énergie de l'impulsion. Les valeurs dans le tableau 2.1 montrent que l'amplificateur en Ytterbium permet d'amplifier l'impulsion à une énergie moyenne plus élevée que l'amplificateur titane-saphir.

Matériau du milieu amplificateur	Longueur d'onde centrale (nm)	Largeur spectrale (nm)	Fluence de saturation (W/cm^2)
Ti : Saphir	800	quelques centaines	1
Yb : YAG	1030	quelques dizaines	30

TABLE 2.1 – Caractéristiques des milieux amplificateurs des différents systèmes laser utilisés dans cette thèse.

Compresseur :

Le compresseur est placé en fin de la chaîne CPA. Il doit être capable de recomprimer l'impulsion longue en lui appliquant une dispersion opposée à celle de l'étireur, mais aussi de résister à sa puissance crête après son passage dans les différents étages d'amplification. Le principe de la compression consiste à remettre en phase les composantes spectrales de l'impulsion et à comprimer l'impulsion jusqu'à sa plus petite durée possible, tout en compensant les dispersions introduites par les différentes optiques.

Tout comme l'étireur, il existe plusieurs types de compresseurs. Uniquement les compresseurs à réseaux en réflexion sont décrits ici. Ils comprennent une paire de réseaux de diffraction identiques et parallèles comme présentés dans la figure 2.1.

L'impulsion amplifiée arrive sur le premier réseau de diffraction subit une dispersion. De même effet que l'étireur, l'impulsion est étalée spatialement. Chacune des longueurs d'onde est dirigée vers le second réseau en parcourant un chemin différent. L'impulsion diffractée devient collimatée après passage sur le deuxième réseau. Ensuite, l'impulsion étalée et collimatée est renvoyée par un dièdre placé perpendiculairement à l'incidence de l'impulsion. Elle repasse alors de nouveau dans cette paire de réseaux. En sortie, les différentes longueurs d'onde sont en phase, l'impulsion est alors collimatée et comprimée.

2.2 Les setups expérimentaux

Mes travaux sur la génération du rayonnement X ont été menés dans deux sites différents : le laboratoire de recherche CELIA à l'Université de Bordeaux et le centre technologique ALPhANOV. Deux systèmes lasers différents ont été utilisés et sont nommés respectivement **Eclipse** et **Magma**.

Les différents environnements expérimentaux mis en place ou adaptés pour les besoins du développement de la source **XPulse** sont les suivants :

- La salle **Eclipse 3** est dédiée aux différents travaux de recherches expérimentales sur l'interaction laser-plasma à haute-intensité laser tels que l'impulsion électromagnétique induit par laser ou l'étude de la matière dense et tiède dans la station XANES et la fusion par confinement inertiel ou la génération de sources secondaires (alpha, protons, neutrons et X) dans la station **SOPHIA**. C'est dans cette dernière que les manipulations liées à la génération d'une source X K_α ont été effectuées. Dans le cadre du projet, cet environnement est réservé à la mise en place de la métrologie du rayonnement X produit par laser et à la recherche expérimentale des paramètres optimaux de la conversion.
- J'ai mené en parallèle des expériences de génération de source X par laser ultra-rapide dans les locaux du centre ALPhANOV. J'ai pu mener la mise en place du système de cible, à haute cadence et de tous les autres systèmes tels que le pare-débris et le blindage. J'ai ainsi travaillé à la première mise en œuvre du laser, à la première génération de rayons X, à la caractérisation de la source, et enfin à la première séquence d'imagerie tomographique toute automatisée.
- Deux autres salles expérimentales sont mises en place pour les prochaines manipulations et la phase suivante du projet.

(i) La salle expérimentale **Eclipse 4** est dédiée à la génération X K_α avec un laser de très haute énergie, de l'ordre du joule (contre ~ 100 mJ en Eclipse 3).

(ii) Le dernier environnement est basé dans le Centre Hospitalier de l'Université de Bordeaux (CHU). Un prototype du tomographe XPulse a été conçu et installé. Il est aujourd'hui fonctionnel avec un tube à rayon X. L'ensemble des blocs, c'est-à-dire le système laser et le système de cible, constituant la source X K_α idéale sera intégré dans ce prototype après validation.

2.2.1 Systèmes laser utilisés

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les deux systèmes laser utilisés dans le cadre de cette thèse, ainsi que les améliorations qui y ont été apportées. Commençons d'abord par examiner le laser Eclipse qui fonctionne à une cadence relativement faible, ne dépassant pas 10 Hz et utilisé en pratique à ~ 1 Hz (le temps de rafraîchir la cible entre chaque tir). Il est principalement utilisé pour étudier la physique fondamentale de la conversion de l'énergie laser en photons X, en particulier les photons K_α , en variant divers paramètres expérimentaux.

Inversement, les lasers Magma sont capables de délivrer des impulsions à une cadence beaucoup plus élevée, de 100 Hz ou 1 kHz. Ils ont été employés pour l'évaluation et l'amélioration du système de cible de conversion laser X K_α à haute cadence.

2.2.1.1 CELIA : laser Eclipse

La source laser Eclipse représentée dans la figure 2.6, et développée au sein du laboratoire CELIA est un titane-saphire ($\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$, Saphire dopé au titane). Ce laser est composé d'un oscillateur, d'un amplificateur régénératif et de plusieurs étages d'amplification, utilisant la technologie CPA.

Des trains d'impulsions à une fréquence de 80 MHz, d'énergie 10 nJ et de durée 15 à 20 fs sont générés dans un oscillateur *Femtolasers*. Cet oscillateur fonctionne sur le principe du blocage de mode par lentille de Kerr et est pompé par une diode laser continue à 532 nm de type Nd :YAG. Ensuite, ces trains d'impulsions sont étirés à 200 ps. La cadence d'amplification est de 10 Hz. Un Pulse-Picker (sélecteur d'impulsion) est alors mis en place afin de créer une porte optique de façon à sélectionner 10 impulsions par seconde dans le train à 80 MHz, correspondant ainsi à la cadence de l'amplificateur.

Les impulsions passent ensuite dans une cavité d'amplification régénératrice. Chaque impulsion effectue plusieurs passages, environ 25 passages, dans le cristal amplificateur. Lorsque l'énergie de l'impulsion atteint environ 700 μJ , l'impulsion est extraite par la porte optique, de cadence d'extraction, adéquate avec la cadence de l'amplificateur (*i.e.* 10 Hz). Cela détermine le taux de répétition du laser.

L'impulsion est ensuite acheminée vers plusieurs amplificateurs multi-passages. Leur nombre dépend de l'énergie souhaitée en sortie. Chaque étage d'amplificateurs est pompé à 527 nm par un laser de type Ti :Sa fonctionnant à une fréquence de 10 Hz et délivrant une puissance de 20 W.

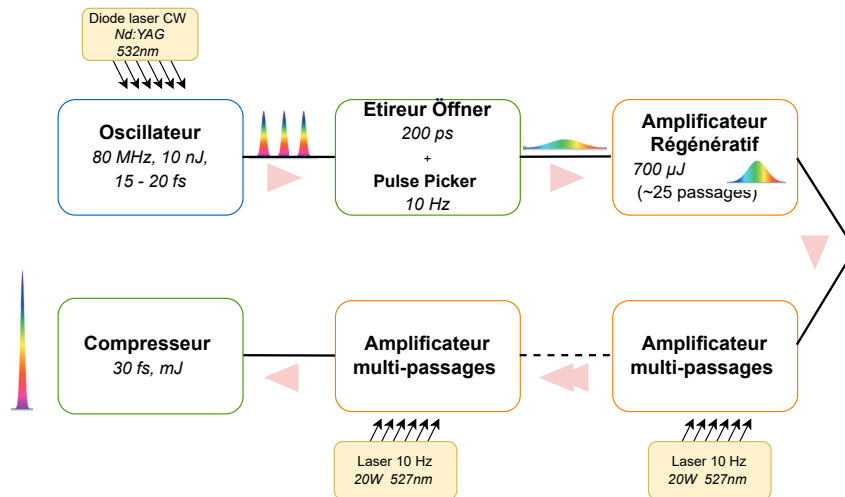


FIGURE 2.6 – Schéma de la chaîne laser Eclipse.

La chaîne laser Eclipse est une installation de taille intermédiaire (environ 10 m^2) qui alimente différentes lignes de lumière situées dans différentes salles expérimentales : Eclipse 2, 3 et 4. Ces lignes de faisceaux laser se différencient principalement par leur niveau d'énergie. Chaque ligne est dédiée spécifiquement à des travaux de recherche particuliers (la génération d'harmonique, l'interaction laser-plasma, la génération de sources X K_α , la dynamique de la matière dense et chaude, etc).

Les impulsions laser délivrées par la salle laser sont étirées et amplifiées. La compression se fait au plus près des expériences, sous vide, dans chaque salle expérimentale. En effet, cela permet d'adapter le faisceau laser aux besoins spécifiques de chaque expérience.

La ligne laser alimentant la salle Eclipse 3 fournit des impulsions d'une énergie de **250 mJ** et de longueur d'onde centrale de 800 nm. Les impulsions subissent des pertes sur le chemin, une énergie de 200 mJ est mesurée avant compression et elle n'est plus que de \sim **100 mJ** sur cible. La durée d'impulsion laser comprimée est variable de 30 fs à quelques picosecondes. Elle est contrôlée et fixée par l'ajustement de la distance entre les réseaux du compresseur. Dans les travaux réalisés, la durée de l'impulsion est fixée à une picoseconde afin de reproduire la même durée fournie par les lasers de haute cadence utilisés à ALPhANOV.

La cadence maximale est de 10 Hz. En pratique, des impulsions uniques peuvent être sélectionnées, pour laisser le temps à la cible de conversion X de se déplacer pour présenter une zone vierge au prochain tir laser. Cette faible cadence (\sim Hz) permet principalement d'effectuer la métrologie de la source X tir à tir, dans des conditions contrôlées.

Le contraste temporel du laser est un facteur important sur la génération du rayonnement X. Les deux principaux *bruits* qui dégradent la qualité de l'impulsion sont le fond d'ASE et les impulsions parasites de faible intensité générées dans les amplificateurs régénératifs.

Au cours de cette thèse, la qualité temporelle des impulsions du système Eclipse a été améliorée par le processus de la génération d'une onde polarisée orthogonalement (**XPW** *cross-polarized wave*) [93]-[98]. Le principe consiste à laisser passer l'impulsion principale à travers le XPW, et à profiter de la propagation non linéaire pour réduire relativement les pré-pulses ou l'ASE de moindre intensité. On améliore ainsi considérablement le CR. Les mesures en fin de chaîne du laser ont montré une amélioration significative du CR, passant d'environ 10^5 à 10^9 .

2.2.1.2 ALPhANOV : Lasers Magma (*Amplitude systèmes*)

Les lasers **Magma** sont des systèmes laser compacts, de haute énergie et de haute cadence développés par la société Amplitude.

Dans le cadre de cette thèse, deux cadences ont été étudiées *100 Hz et 1 kHz*. Ils sont représentés dans la figure 2.7.

Le premier laser utilisé dans nos travaux est appelé **Magma 25**. C'est un système ultra-compact mesurant environ $120 \times 50 \times 22$ cm. Il est capable de délivrer des impulsions laser d'une énergie de **25 mJ** après compression à un taux de répétition de **100 Hz**. Ce système est principalement utilisé pour évaluer et améliorer la stabilité du système de cible que j'ai contribué à développer et conçu pour fonctionner à haute cadence, de l'ordre du kHz.

Les lasers Magma fonctionnent avec la même architecture que celle du laser Eclipse, c'est-à-dire reposant sur la technologie CPA qui comprend alors en début de chaîne un oscillateur pour générer des trains d'impulsions à quelques MHz. Un Pulse-Picker permet de prélever des impulsions à un taux de répétition de *100 Hz* ou *1 kHz*.

La principale différence réside dans les caractéristiques du milieu amplificateur. Ces lasers Magma utilisent des cristaux solides en Ytterbium (Yb :YAG), qui ont pour avantage de supporter des énergies moyennes élevées.

En sortie du laser Magma 25, l'impulsion possède une énergie de **25 mJ** et une durée de **1,7 ps**. Enfin, une montée en énergie de l'impulsion est réalisée par l'intégration d'un étage d'amplification supplémentaire avant la compression. Ce système est appelé **Magma**

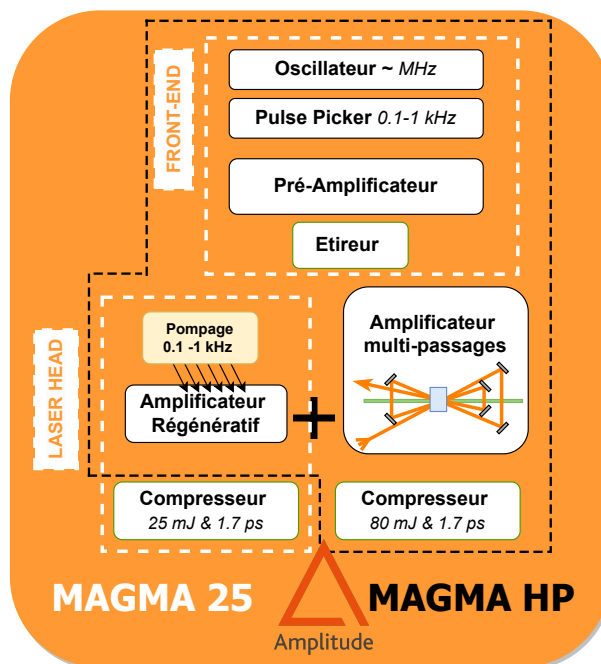


FIGURE 2.7 – Représentation des systèmes laser MAGMA développés par *Amplitude*.

HP. Il contient un étage d’amplificateur à quatre-passages et délivre ainsi des impulsions de 80 mJ à un taux de répétition de 1 kHz, toujours compressées autour de la picoseconde.

Les résultats présentés dans ce manuscrit sont issus principalement du laser Magma 25, d’énergie 25 mJ à 100 Hz, ainsi qu’un fonctionnement partiel du Magma HP, avec des impulsions de 25 mJ en sortie du compresseur à 1 kHz.

2.2.2 Environnements expérimentaux

Deux environnements expérimentaux dédiés aux travaux de la génération du rayonnement X K_α par laser sont représentés dans ce paragraphe.

2.2.2.1 CELIA : salle Eclipse 3 et la station SOPHIA

La salle expérimentale **Eclipse 3** est schématisé dans la figure 2.8. Cette salle est dédiée aux travaux sur l’étude la physique de l’interaction laser-plasma et en particulier sur la génération et les diagnostics des rayonnements X générés par l’interaction laser-matière dans la station **SOPHIA**. Les campagnes expérimentales ont été faites sur la ligne laser envoyée dans la salle Eclipse 3 qui possède une énergie de 250 mJ à 30 fs et avec une taille de 30 mm de diamètre.

Une faible fraction de faisceau est prélevé puis envoyée dans un autocorrélateur 2ω ou un autocorrélateur 3ω afin d’évaluer respectivement la durée et le contraste temporel de l’impulsion.

La compression du faisceau se déroule sous vide pour éviter la traversée des hublots, ce qui entrainerait une accumulation de phase non-linéaire. Pour un faisceau comprimé de haute puissance crête, cela nuirait à une bonne focalisation. La compression de l’impulsion se fait à l’aide d’une paire de réseaux de diffraction et d’un dièdre. L’écart entre les réseaux permet d’ajuster la durée de l’impulsion souhaitée en déphasant plus ou moins ses

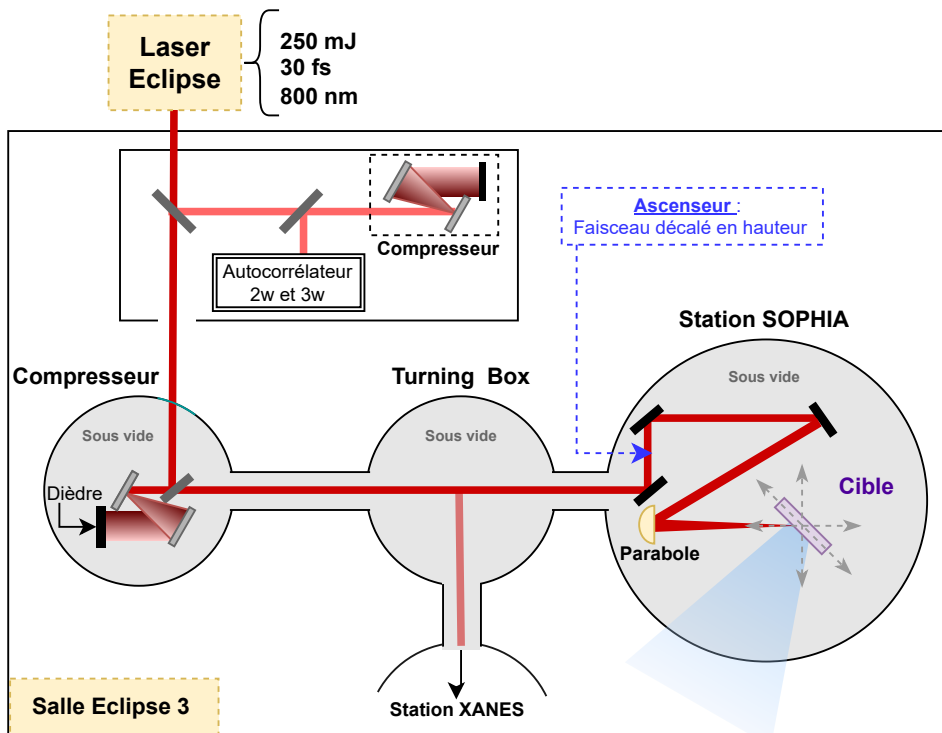


FIGURE 2.8 – Configuration de la salle Eclipse 3 et de la station SOPHIA.

composantes spectrales.

L'impulsion comprimée est ensuite transportée, toujours sous vide, soit vers la station XANES, soit vers la station SOPHIA.

Nos travaux de conversion laser/X K_{α} sont effectués dans la station SOPHIA contenant un système de focalisation et un porte cible automatisé.

Pour la focalisation de l'impulsion sur la cible métallique, afin d'atteindre des taches focales micrométriques et les intensités requises, un miroir parabolique hors-axe f-250 mm a été utilisé. Il est important de souligner ici que le miroir est placé en face à la même hauteur que la cible.

2.2.2.2 CELIA : salle Eclipse 4

Des étages d'amplification sont rajoutés dans la chaîne laser Eclipse afin de distribuer des impulsions d'énergie de quelques joules à une cadence de 1 Hz, dans une autre salle expérimentale radio-protégée, appelée **Eclipse 4**. La taille du faisceau a été notamment agrandie à 80 mm de diamètre, afin de réduire la fluence (W/cm^2) sur les optiques sous leur seuil d'endommagement.

La mise en place de cette salle a débuté pendant ma thèse, mais elle n'était opérationnelle que vers la fin. Des expériences ont été effectuées et des résultats préliminaires ont été collectés, mais ne seront pas présentés dans ce manuscrit.

2.2.2.3 ALPhANOV : laboratoire XPulse

Les travaux réalisés au sein du laboratoire XPulse à ALPhANOV (représenté schématiquement dans la figure 2.9) seront présentés dans le chapitre dédié aux résultats expérimentaux.

Les deux principaux travaux réalisés dans le laboratoire XPulse sont le développement de la technique d'imagerie par contraste de phase et la génération d'une source X par laser à haute cadence.

Le laser utilisé est un Magma 25 d'Amplitude. Après compression à l'air, les impulsions possèdent une énergie de 25 mJ, sont comprimées dans l'air à une durée entre 1.4 et 1.7 ps et leur diamètre est de 1 cm. L'impulsion est agrandie et traverse divers optiques avant d'être focalisée sur la cible à l'aide d'une lentille convergente de focale f-150 mm. L'interaction laser-cible se déroule dans une enceinte sous vide.

Les conditions expérimentales optimales déterminées grâce au dispositif expérimental de basse cadence sont appliquées ici, notamment l'incidence du laser à 45°.

Le rayonnement X généré est collecté en face arrière de la cible, où sont positionnés les différents instruments de diagnostic, afin de caractériser quantitativement la conversion X.

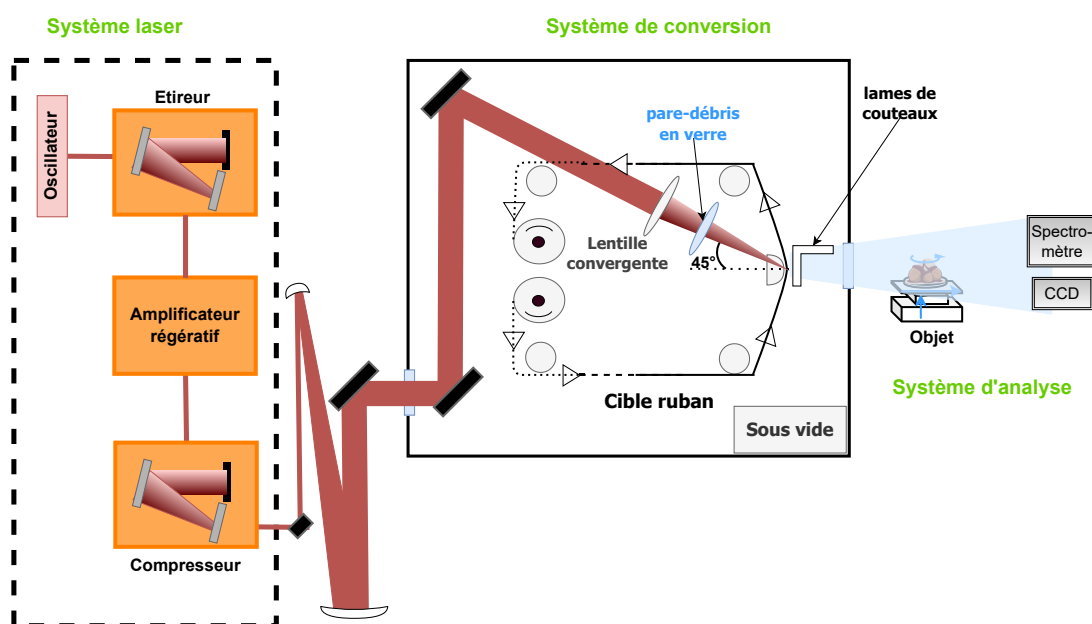


FIGURE 2.9 – Schéma du laboratoire XPulse au sein d'ALPhANOV, dédié à la génération d'une source X K_{α} à haute cadence.

Un environnement d'imagerie, où sont positionnés les échantillons, est mis en place entre le point source et les détecteurs. Les résultats obtenus seront présentés dans le chapitre 4.

Pour réaliser une image en trois dimensions, l'objet à imager est placé sur des platines de translation et de rotation motorisées.

De plus, pour les mesures de la taille de source et la stabilité du pointé, des feuilles de tantale sont utilisées. Elles sont placées à quelques centimètres du point d'interaction pour assurer un agrandissement suffisant pour les analyses.

2.2.2.4 Prototypé XPulse basé au CHU de Bordeaux

L'environnement clinique contenant le prototypé XPulse basé au CHU de Bordeaux est schématisé dans la figure 2.10.

Une première salle est réservée au système laser qui exige un environnement spécifique. Une salle d'imagerie, blindée, est destinée à accueillir la patiente pour la réalisation des différents clichés.

Une dernière salle est dédiée aux manipulateurs, où sont placés principalement les ordinateurs permettant d'effectuer les contrôles-commandes du tomographe et l'enregistrement des radiographies.

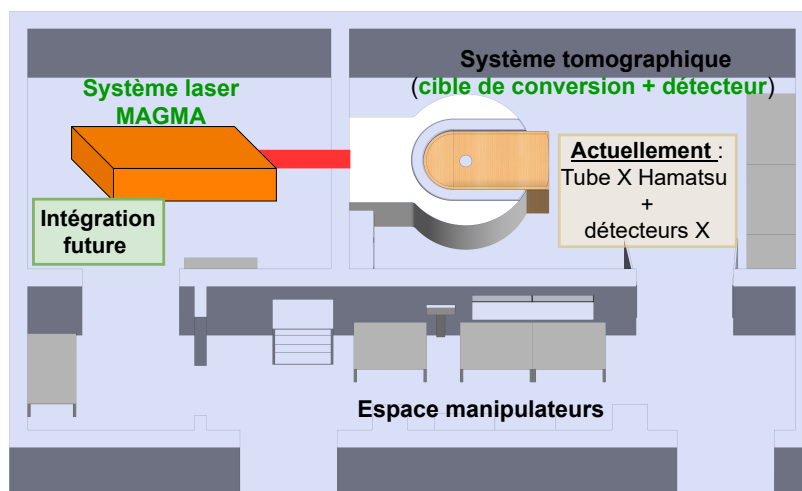


FIGURE 2.10 – Schéma de la salle contenant le premier prototypé XPulse dans les locaux du CHU de Bordeaux.

Les différents éléments du laboratoire XPulse montrés dans le paragraphe précédent constitueront donc le système XPulse, mais à une échelle beaucoup plus compacte. Un travail de miniaturisation et de robustification du système de cible a été réalisé.

Le système de tomographie est un système tournant permettant de réaliser des images sous différents angles. Dans ce système, l'ensemble comprenant le système de conversion et le détecteur tourne autour de l'objet. Contrairement au système expérimental du laboratoire XPulse à ALPhANOV, où la source et le détecteur sont fixes et c'est l'objet qui tourne.

En attendant l'intégration de la source X par laser, il fonctionne actuellement avec une source de type tube X commercialisée par la société Hamamatsu. Plusieurs campagnes expérimentales (tomographie simple ou hélicoïdale) ont déjà été réalisées avec cette source afin d'apporter des améliorations sur la mécanique et la stabilité.

Pour récapituler, le tableau 2.2 regroupe les principales caractéristiques des différents

lasers décrits en amont.

Paramètres	Eclipse 3	Eclipse 4	Magma 25	Magma HP
Longueur d'onde centrale (nm)	750 - 850		1030	
Taux de répétition (Hz)	10 (<i>max</i>)	1 (<i>max</i>)	100	1000
Durée d'impulsion	30 fs-qqs ps	30 fs - qqs ps	1.7 ps	1.7 ps
Énergie	200 mJ	2J	25 mJ	30 - 80 mJ
Diamètre avant focalisation (mm)	30	80	76	

TABLE 2.2 – Les principales caractéristiques des lasers utilisés.

2.2.3 Principe des diagnostics laser

L'interaction laser-matière dépend fortement des paramètres laser comme nous l'avons vu dans l'étude de l'état de l'art. Je vais présenter dans cette partie le principe des différents diagnostics laser que j'ai utilisés.

Une impulsion peut être caractérisée par trois paramètres importants : son énergie E_{laser} , sa fluence (ou distribution d'énergie sur la tache focale) et sa forme temporelle (son contraste temporel et sa durée τ).

2.2.3.1 Intensité sur cible

L'intensité laser est exprimée en W/cm^2 et correspond à la quantité d'énergie contenue sur une surface pendant la durée τ d'une impulsion. Elle se calcule par la formule suivante :

$$I_{laser} = \frac{E_{laser}}{\pi r^2 \sqrt{\pi} \sigma_t} \quad (2.4)$$

où r représente le rayon à $1/e$ de la tache focale supposée gaussienne.

Si la forme temporelle de l'impulsion est gaussienne, alors on a la relation suivante entre la largeur σ_t à $1/e$ et la largeur τ à mi-hauteur (FWHM) :

$$\tau = 2\sqrt{\ln 2} \sigma_t \quad (2.5)$$

Mesure d'énergie :

L'énergie délivrée par nos différents systèmes laser en sortie du compresseur se situe dans les dizaines aux centaines de millijoules sur une surface de quelques centimètres carrés. La mesure de l'énergie de l'impulsion se fait à l'aide d'un calorimètre. On rappelle ici que les énergies mesurées comprennent l'impulsion principale, mais aussi le piédestal.

Le faisceau laser parcourt un chemin optique contenant de nombreuses optiques et des hublots avant d'interagir avec la cible. Chaque optique entraîne une perte. Pour connaître l'intensité réelle du laser focalisée sur cible, l'idéal serait donc de mesurer l'énergie au

niveau de la focalisation. Après l'optique de focalisation, il peut être difficile de placer le capteur où la densité d'énergie est très importante donc les énergies sont généralement mesurées avant la position de la tache focale ou en atténuant son énergie. La transmission de la ligne optique a été déterminée entre la position de la mesure et la position du point focal.

La taille de la tache focale :

La résolution d'une image radiographique dépend à la fois de l'imageur et de la taille de la source X. Comme nous l'avons précédemment mentionné, la taille d'une source X générée par l'interaction laser-matière est en partie déterminée par la taille du spot laser focalisé sur la cible. Pour notre étude, le faisceau laser est supposée de forme gaussienne et sa taille focalisée doit être autour de la dizaine de microns de diamètre.

Avant la focalisation, le rayon du faisceau est noté w [μm] (en $1/e$ du champ électrique du laser). La focalisation du laser ultra-intense est faite à l'aide d'une lentille ou d'un miroir parabolique. Sur la figure 2.11, le faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille convergente.

Nous pouvons avoir une estimation du waist w_0 du faisceau focalisé (rayon en $1/e$ du champ) à partir des paramètres des optiques (la focale f de la lentille) et du laser (sa longueur d'onde λ , son rayon w avant la focalisation) par la formule suivante :

$$w_0 = \frac{f \times \lambda \times M^2}{\pi w} \quad (2.6)$$

M^2 est une mesure de la qualité du faisceau.

Pour un faisceau gaussien parfait, $M^2 = 1$. Mais pour les lasers de puissance on a généralement $M^2 > 1$.

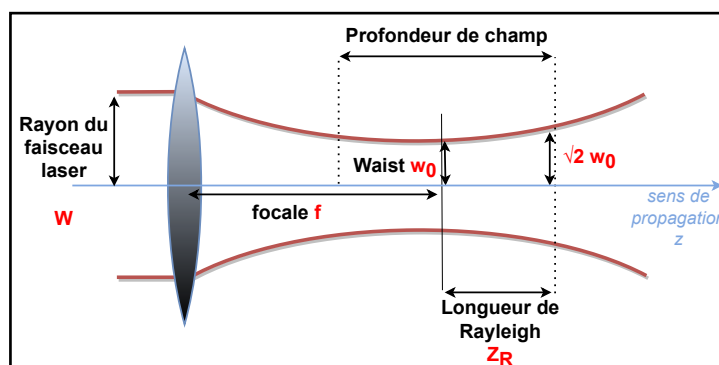


FIGURE 2.11 – Propriétés de la focalisation d'un faisceau gaussien

Le rayon du faisceau gaussien le long de l'axe de propagation est défini par $w(z)$, qui s'exprime comme :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \quad (2.7)$$

Le *waist* w_0 est défini comme le rayon minimal du laser focalisé. La longueur de Rayleigh Z_R est la distance pour laquelle la taille du laser focalisé est $\sqrt{2}$ fois plus grande que w_0 et donc l'intensité est divisée par 2.

Une relation peut être établie entre les deux paramètres (pour un faisceau gaussien parfait $M^2=1$) :

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.8)$$

La profondeur de champ correspond à $2 \times Z_R$.

La mesure expérimentale de la tache focale est faite en l'imageant avec un objectif de microscope. Afin de ne pas détruire le capteur, l'énergie laser est atténuée au minimum en utilisant des lames demi-onde ($\lambda/2$) associées à des polariseurs et en plaçant des densités optiques en amont.

La tache focale du laser mesurée peut être faussée par rapport aux conditions expérimentales réelles (en plein puissance lors du tir). En effet, l'énergie des ailes de la tache focale est trop faible par rapport à la sensibilité du capteur, elle n'est alors pas mesurée. On mesurerait dans ce cas une tache focale plus petite par rapport la réalité. Il reste aussi possible que le faisceau lui-même soit modifié à plein puissance.

2.2.3.2 Caractéristiques temporelles de l'impulsion

La caractérisation temporelle des impulsions laser consiste à mesurer leur durée et leur contraste temporel. Pour ce faire, on utilise un autocorrélateur 2ω et un autocorrélateur 3ω à des échelles de temps femtoseconde et picoseconde.

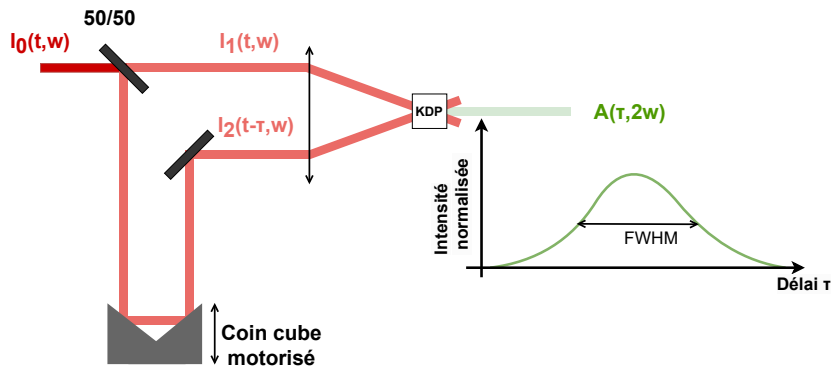
Estimation de la durée de l'impulsion : autocorrélateur 2ω :

Pour des impulsions nanosecondes, la durée d'impulsion peut être mesurée avec une méthode directe (électronique) en utilisant une photodiode rapide. Or, nous travaillons avec des impulsions autour de la picoseconde, voire femtoseconde pour lesquelles le temps de réponse d'une photodiode rapide n'est pas suffisant.

Dans notre cas, il est alors nécessaire d'utiliser d'une méthode indirecte (optique) et non-linéaire qui est basée sur le principe de l'auto-corrélation du second d'ordre. Cette méthode permet de déterminer la durée de l'impulsion aux échelles qui nous intéressent.

Le principe consiste à séparer l'impulsion incidente en deux sous impulsions identiques comme représentées sur la figure 2.12. Le faisceau incident d'intensité I_0 est divisé en deux faisceaux d'intensités identiques, notés I_1 et I_2 par une lame séparatrice 50/50. Le délai τ entre I_1 et I_2 est contrôlé au moyen d'une ligne à retard qui fait varier le chemin optique de la seconde impulsion.

Ces deux impulsions sont ensuite superposées dans un cristal de génération de seconde harmonique SHG (en anglais *Second Harmonic Generation*), ce qui crée un signal de fréquence doublée 2ω selon la bissectrice des deux faisceaux. Pour effectuer la mesure, plusieurs impulsions sont nécessaires. Le signal doublé en fréquence est mesuré en fonction


 FIGURE 2.12 – Schéma de principe d'un autocorrélateur 2ω .

de τ . Il est proportionnel à l'autocorrélation de I , notée $A(\tau)$. Sa largeur à mi-hauteur permet de déterminer la durée de l'impulsion.

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) \times I_2(t - \tau) dt \quad (2.9)$$

En déconvoluant la trace d'auto-corrélation on peut estimer la durée de l'impulsion ultra-courte. La déconvolution peut se faire en supposant une forme temporelle pour l'impulsion : gaussienne, sécante hyperbolique carrée ou encore Lorentzienne. Un facteur de déconvolution C_p (tableau 2.3) doit être pris en compte sur la durée estimée qui va dépendre de l'hypothèse faite sur le profil temporel. La durée d'impulsion laser τ (à mi-hauteur) peut être calculée par la formule suivante :

$$\Delta\tau = C_p \times \tau \quad (2.10)$$

où $\Delta\tau$ est la largeur à mi-hauteur de la trace d'auto-corrélation $A(\tau)$. Il faut noter que si la mesure de la durée est déterminée à $1/e^2$, le facteur de déconvolution est différent.

Approximation	Facteur de déconvolution
<i>Gaussien</i>	$\sqrt{2}$
<i>Sech²</i>	1,54
<i>Lorentzien</i>	2,00

TABLE 2.3 – Facteur de déconvolution de la largeur de la trace d'autocorrélation.

La durée de l'impulsion est contrôlée par le tirage entre les deux réseaux du compresseur. Il existe néanmoins une limite physique liée à la durée des impulsions laser, appelée limite de Fourier. Pour une impulsion supposée gaussienne, la durée minimale d'impulsion doit satisfaire la relation :

$$\Delta\omega \times \tau_{min} = 4\ln(2) \quad (2.11)$$

avec $\Delta\omega$ la largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion. Au premier ordre, elle est donnée par :

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c \Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (2.12)$$

La relation 2.11 montre que plus la largeur spectrale est grande, plus la durée d'impulsion τ peut être courte. En d'autres termes, si nous voulons obtenir des impulsions laser encore plus courtes, il est nécessaire d'avoir une largeur spectre plus grande. Mais en pratique, cela dépend de la source laser et surtout du matériau d'amplificateur utilisé.

Un autocorrélateur 2ω est capable de mesurer des impulsions avec une dynamique faible, sur une plage temporelle allant de quelques femtosecondes (fs) à plusieurs picosecondes (ps). Il ne permet cependant pas d'estimer la durée d'une impulsion longue ni le profil temporel complet (*i.e* avec les pré-impulsions et le piédestal). Il existe d'autres méthodes pour cela, telles que l'autocorrélateur de troisième ordre (3ω).

Contraste temporel de l'impulsion : autocorrélateur 3ω :

Nous avons vu à travers l'état de l'art, que le CR peut influencer l'interaction du laser avec la matière, notamment sur la génération des électrons chauds et sur la production des photons K_α .

Les facteurs influençant le CR sont l'ASE et les pré-impulsions. Le piédestal d'émission spontanée amplifiée, appelé plus souvent l'ASE (en anglais *Amplified Spontaneous Emission*) a une durée de l'ordre de la nanoseconde. Il est généré dans la chaîne d'amplification. Comme son nom l'indique, ce sont des photons émis spontanément dans toutes les directions par le cristal sous l'effet du pompage optique. Les photons qui sont émis avec la bonne direction de propagation dans le cristal sont amplifiés dans l'amplificateur et lors de leur passage à travers les différents étages d'amplification de la chaîne laser.

Des pré-impulsions peuvent aussi être produites en amont de l'impulsion principale. Ce sont généralement des pics moins intenses que l'impulsion principale, quelques picosecondes avant celle-ci.

Dans nos cas, il n'existe pas de pré-impulsion (ou très faibles), le contraste temporel est donc déterminé par les intensités relatives de l'impulsion principale et de l'ASE. Le contraste temporel de l'impulsion se mesure par un autocorrélateur de troisième ordre 3ω dont le schéma de principe est représenté dans la figure 2.13. Un autocorrélateur 3ω fonctionne sur le principe d'un autocorrélateur de second ordre, mais avec une dynamique beaucoup plus grande.

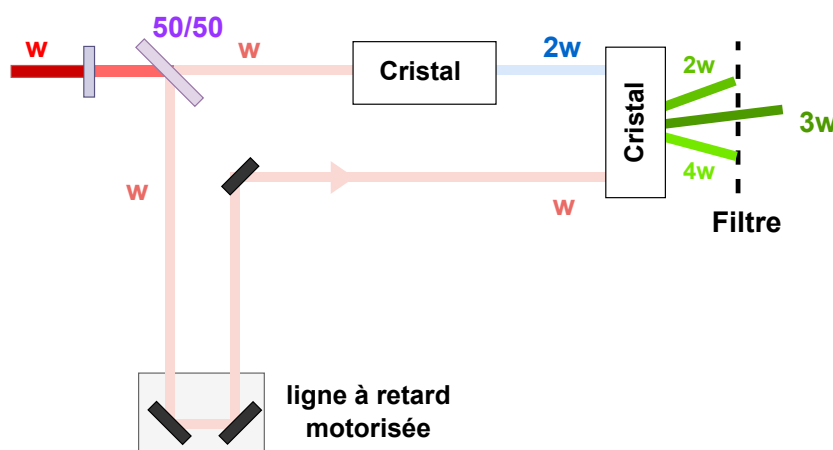


FIGURE 2.13 – Schéma d'un autocorrélateur d'ordre trois pour la mesure du contraste temporel.

L'impulsion principale est d'abord atténuée puis scindée en deux par une lame séparatrice et chacune parcourt un chemin différent. Une partie du faisceau de fréquence (ω) va parcourir un chemin où le délai est contrôlé par une ligne à retard motorisée. L'autre partie du faisceau est doublée en fréquence 2ω en traversant un premier cristal. La corrélation de ces deux faisceaux à travers un second cristal tripleur produit un signal d'ordre trois (3ω) qui est utile pour la mesure. La superposition spectrale et temporelle doit être réalisée. En effet, lorsque qu'il n'y a pas de corrélation, le signal ω et le signal 2ω traversent ce dernier cristal peuvent ressortir respectivement en un signal 2ω et 4ω . Un tri spectral est fait en plaçant un filtre en sortie, qui permet de ne sélectionner que les impulsions à 3ω et dans être bruité par des diffusions ω , 2ω et 4ω . Ceci permet une très grande dynamique de détection.

La mesure de la trace d'auto-corrélation se fait par un photo-multiplicateur rapide.

Le contraste du faisceau Eclipse a été mesuré avec un autocorrélateur 3ω *Sequoia* développé par Amplitude, qui a une dynamique de mesure de plus de 10^{10} sur une plage de ± 100 ps.

Quelques solutions pour améliorer le contraste temporel de l'impulsion :

Dans ce paragraphe, nous allons brièvement discuter des solutions permettant d'améliorer le contraste temporel d'une impulsion laser. Deux méthodes ont déjà été évoquées précédemment dans l'état de l'art, à savoir **le doublage en fréquence** et **le XPW**.

D'autres méthodes existent également :

- Un filtrage temporel en utilisant **un absorbant saturable** ultra-rapide [99]-[101] qui est transparent aux très hautes intensités afin de transmettre uniquement l'impulsion principale. Il permet au mieux de réduire de deux ordres de grandeur le niveau d'ASE. Il est placé généralement après un oscillateur haute énergie ou après un amplificateur régénératif qui est susceptible de générer de l'ASE.
- L'utilisation d'un **miroir plasma** [102], [103] à la fin d'une chaîne CPA après la compression. Le principe consiste à focaliser légèrement l'impulsion sur une surface diélectrique avec une réflectivité très faible. L'ASE et les pré-impulsions arrivant avant sont alors transmis. L'intensité focalisée sur cette surface croît petit à petit, jusqu'à une valeur de seuil où un plasma se crée. Le diélectrique se comporte alors comme un miroir et va réfléchir l'impulsion principale. Cette méthode est adaptée pour des installations de basse cadence. En effet, il faut remplacer ou déplacer le miroir plasma détruit localement à chaque tir.
Des miroirs plasma peuvent être chaînés afin de maximiser le contraste.
- Un filtrage non-linéaire : la méthode de double CPA [104], l'interférométrie *Sagnac* ou la rotation non-linéaire de la polarisation.

Résumé :

Les expériences présentées dans cette thèse sur la génération du rayonnement X K_α sont effectuées avec les différents systèmes suivants :

L'installation **Eclipse** est un système laser de basse cadence, typiquement de l'ordre du hertz sur cible. Ce système est principalement utilisé pour les expérimentations visant à faire la métrologie de la source X K_α , en modifiant divers paramètres du laser ou de la cible. L'objectif est de déterminer les conditions optimales permettant de générer une source X K_α la plus brillante possible, *i.e.* une production de photons K_α maximale avec

une taille de source X micrométrique.

L'installation ALPhANOV est celle dédiée au développement du système de cible de haute cadence (100 - 1000 Hz).

2.2.4 Systèmes de conversion laser/X

Je vais maintenant présenter les systèmes de cible propres à chacune de ces deux installations. Le système basse cadence utilisé sur Eclipse au CELIA puis le système kHz développé à ALPhANOV.

2.2.4.1 Système de cible SOPHIA

La configuration adaptée aux bas taux de répétition est représentée dans la figure 2.14. La focalisation du laser sur la cible se fait à l'aide d'un miroir parabolique hors-axe de focale 250 mm. Les différents métaux sont collés sur un porte-cible qui est monté sur un système motorisé. Trois translations permettent de positionner la cible au niveau du point focal et de tirer sur une surface vierge après chaque tir.

Une rotation permet de faire varier l'angle d'incidence θ_{inc} du laser sur la cible. Sur le porte-cible, deux ajustements fins permettent de régler correctement l'inclinaison (horizontale et verticale) de la cible par rapport à l'axe d'incidence du laser.

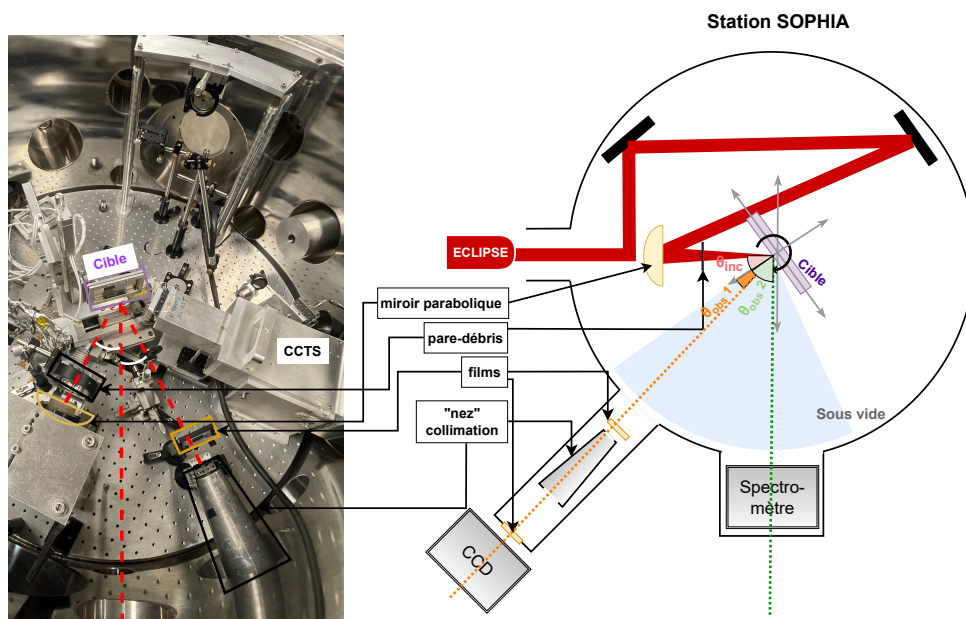


FIGURE 2.14 – Schéma de la station SOPHIA au CELIA.

Cet environnement expérimental permet d'étudier des cibles épaisses, (devant la longueur de pénétration des électrons et la longueur d'absorption des photons X). Les différents instruments de mesure sont placés en face avant de la cible. La collection des photons se fait à différents angles d'observation θ_{obs} qui est l'angle entre la normale de la cible et l'axe de visée du détecteur.

Dans ce cas, l'émission en face avant des photons X est supposée avoir une distribution Lambertienne et proportionnelle à $\cos(\theta_{obs})$. En effet, nous avons vu que les photons sont

produits dans une certaine profondeur de la cible, peuvent donc être réabsorbés avant d'atteindre les détecteurs. Pour des angles grands, (*i.e.* θ_{obs} tend vers 90°) le nombre de photons détectables tend vers 0, car l'épaisseur de la cible à retraverser pour sortir tend vers l'infini.

L'influence de la géométrie de l'interaction a déjà été étudié dans de nombreux travaux antérieurs [8], [105]. Nous allons les vérifier avec notre système sur des angles d'incidence laser différents, en se basant sur quelques-uns des diagnostics que nous avons à disposition.

À l'aide de ce système à basse cadence, la conversion laser-X a été notamment étudiée en fonction des paramètres de la cible :

- Trois matériaux de numéros atomiques Z croissants et d'épaisseurs variables : 25 μm Molybdène ($Z = 42$), 25 μm Gadolinium ($Z = 64$) et 70 μm Tantale ($Z = 73$).
- Surface d'interaction avec ou sans structuration.

La conversion laser-X dépend également des paramètres du laser : son intensité comprenant donc l'énergie, la taille et la durée de l'impulsion, et son contraste temporel. Dans le cadre de la jouvence du laser Eclipse, la montée en puissance du laser est accompagnée de l'amélioration du contraste temporel du laser. Au cours de cette thèse, le contraste a été amélioré de 10^5 à 10^9 et nous avons pu en observer l'effet sur la production du rayonnement X.

2.2.4.2 Système de cible de haute cadence à ALPhANOV

Une grande partie de mon travail a concerné le développement et la mise au point du système de cible à bande, comme montré dans la figure 2.15. Cette cible se présente sous la forme d'un ruban déroulant actionné par deux moteurs, permettant ainsi de renouveler rapidement la surface de la cible après chaque tir laser. L'un des moteurs contrôle la vitesse de défilement, qui est reliée à la cadence de tir et à l'espacement entre les impacts. Le second moteur piloté en couple assure une bonne tension de la bande.

La focalisation se fait par une lentille convergente de focale 150 mm.

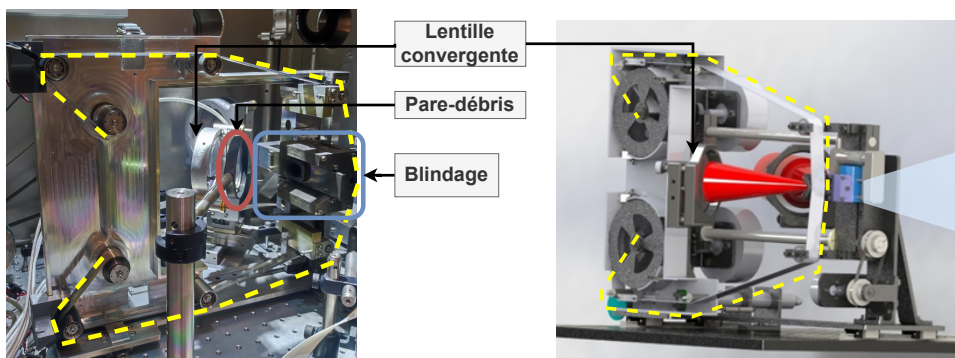


FIGURE 2.15 – Photo (à gauche) et représentation (à droite) du système de cible. Le pare-débris en verre est placé juste après la lentille où l'intensité du laser est encore acceptable. Le blindage autour du point d'émission est conçu suite aux simulations Monte-Carlo.

Les cibles utilisées ont une épaisseur d'une dizaine à une centaine de micromètres. Dans ce cas, les photons peuvent traverser la cible et être émis dans toutes les directions notamment en face arrière. Mais l'émission n'est pas isotrope, en effet l'absorption reste significative pour les photons émis tangentiellement à la cible. L'émission X est alors sous forme de deux lobes en face avant et arrière de la cible.

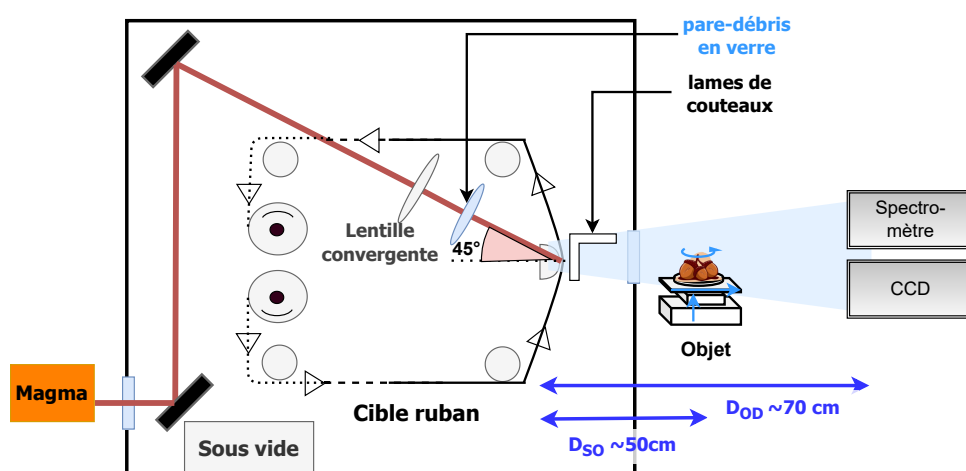


FIGURE 2.16 – Schéma du système de conversion laser/X adapté à une émission à haute cadence. Le système de cible est sous forme de ruban déroulant. Le laser est focalisé sur cible en polarisation P à un angle d'incidence de 45° à l'aide d'une lentille convergente. Des lames sont placées au niveau de l'émission X afin d'évaluer la taille de la source X et la stabilité du point de source. Un objet est placé à l'extérieur de l'enceinte d'interaction sur un système de platines (rotation et translation) pour réaliser des tomographies par X. Des détecteurs enregistrent les images ou le spectre de l'émission X.

Dans cette configuration, les instruments de mesure sont positionnés en face arrière de la cible, comme illustré dans la figure 2.16. Cette disposition permet aux photons X générés dans la cible d'être filtrés par la cible elle-même. Cela permet de réduire les photons de faibles énergies généralement produits sur la surface de la cible et qui ne contribuent pas à la formation de l'image.

La stabilité de ce système (voir chapitre 3 3.3) a un impact direct sur la qualité de l'image radiographique, surtout à des taux de répétition de tirs élevés.

Le système de cible est logé dans une enceinte d'interaction cubique de dimension $1 \times 1 \times 1.2 \text{ m}^3$. En vue de son intégration future dans le prototype XPulse, un travail de miniaturisation (volume divisé par 30) a été entrepris, tout en apportant des améliorations afin de rendre le système plus stable et robuste.

2.2.4.3 Les cibles solides

L'optimisation du rendement X K_α peut se jouer sur le dimensionnement et la structure de la cible. Nous allons voir ici les cibles solides que j'ai utilisées.

Cible mince :

Les cibles minces, utilisées principalement dans le système de conversion ultra-rapide, présentent des épaisseurs entre 10 - 100 μm . Le premier matériau avec lequel j'ai travaillé est le molybdène, car la raie K_α à environ 17 keV est acceptable pour l'imagerie mammographique traditionnelle.

Des matériaux plus lourds en gadolinium et en tantale ont été également étudiés au laboratoire CELIA, avec des épaisseurs respectives de 25 μm et 70 μm .

Le choix de l'épaisseur de ses matériaux repose sur l'optimisation de l'émission en face

arrière. Il faut à la fois prendre en compte le pouvoir d'arrêt et la longueur d'absorption du matériau solide à l'énergie d'intérêt. Si la cible est trop fine, les électrons n'interagissent pas et le rendement de conversion diminue. Si elle est trop épaisse, l'absorption est importante pour une collection de photons X en face arrière.

Lorsqu'une impulsion focalisée impacte la surface de la cible, elle est ablatée, laissant un cratère. Cela enlève de la matière qui dépend de l'énergie et de la durée de l'impulsion.

Dans le cas de la collection en face arrière de la cible (voir figure 2.17), les photons formés en profondeur, sont plus énergétiques et peuvent traverser la cible sans être atténués par la cible elle-même.

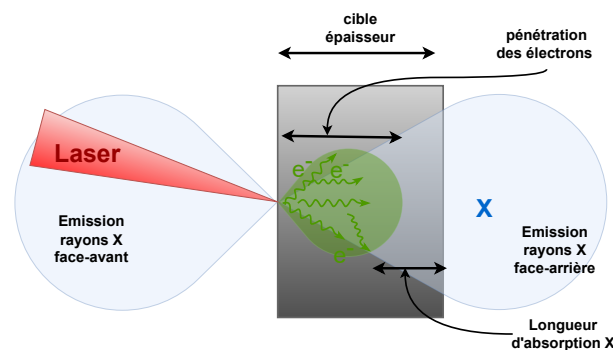


FIGURE 2.17 – Schéma de la propagation des électrons chauds dans une cible.

Alors que les photons produits en surface sont soit réabsorbés soit atténués par la cible. En effet, ces photons possèdent des énergies plus faibles (de l'ordre du keV). Ils sont générés par des électrons moins accélérés et donc de température plus petite.

Les photons d'énergies inférieures à 10 keV ont une longueur d'absorption inférieure aux quelques dizaines de micromètres. Par exemple, 90% des photons de 10 keV sont absorbés par une cible Mo de 30 μm . Ils ne participent donc pas à l'imagerie. Le peu de ces photons traversant la cible vont contribuer au dépôt de dose dans les parties superficielles et sont en général filtrés au niveau de la source.

Dans le cas de la collection en face avant (voir figure 2.17), les photons produits en profondeur sont plus atténués par la réabsorption et les photons de faibles énergies (≤ 10 keV) sont collectés.

Il a été observé que la taille de la source X mesurée est plus petite en face arrière. En effet, en face avant, les électrons à faibles températures pénètrent moins profondément et se propagent donc transversalement sur la surface de la cible. Des photons X sont générés sur une surface plus étendue et ce qui contribue à l'élargissement la taille de la source.

Cible épaisse et structurée :

Le porte-cible de la station SOPHIA peut accueillir toute épaisseur de cible, cependant les instruments sont placés de façon à observer le rayonnement en face avant.

Certains travaux suggèrent que l'utilisation des cibles de géométrie microscopique différente peut favoriser l'absorption laser et le transport des électrons chauds [106]. Cela est particulièrement vrai avec des surfaces de cible présentant des structures périodiques et avec des tailles de structure du même ordre ou plus petites que la longueur d'onde du laser.

Des mesures expérimentales et des simulations ont été effectuées sur le rendement X produit par laser avec des cibles dont la surface n'est pas plane. Comme présenté dans les travaux de *Ebert et al.* [107], la réflectivité de la cible est plus faible avec des microstructures sous forme de cône, comparé à une cible de surface plane. La mesure de la réflectivité a été effectuée avec deux longueurs d'onde 527 nm et 1053 nm, les auteurs ont observé une diminution de la réflexion sur la cible structurée d'un facteur 3 et 10 respectivement. Ce qui signifie que l'absorption d'énergie laser par une surface structurée est alors plus importante. Et par conséquent, les intensités des photons X et des photons K_α sont 7.3 et 12 fois plus intense.

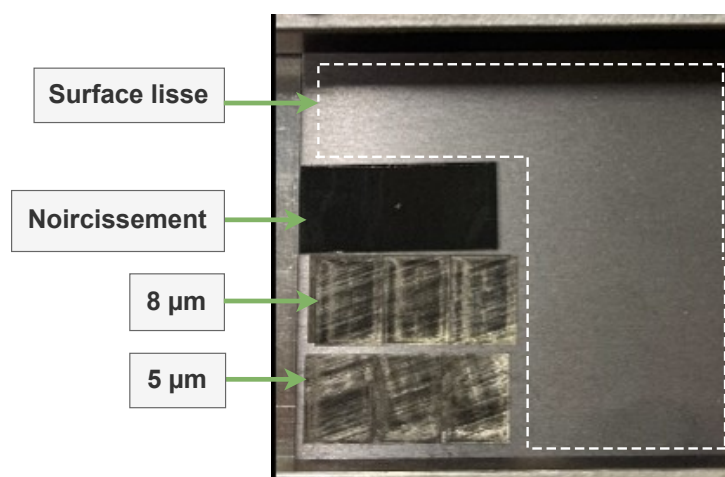


FIGURE 2.18 – Photographie des différentes structurations produites par LIPSS (*Laser Induced Periodic Surface Structures*) sur une cible de molybdène.

Les études de *Volkov et al.* [108] ont été réalisées avec des surfaces en réseaux, de période de 300 nm. Avec les caractéristiques du laser comme 200 fs de durée d'impulsion, d'énergie $\sim 300 \mu\text{J}$ et une intensité focalisée sur cible de $10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$, leurs résultats ont montré que sur les surfaces structurées, le rendement de conversion laser/X d'énergies inférieures à 7 keV était de 2 à 3 fois meilleur par rapport à la surface plate. De même, pour les photons d'énergies supérieures à 20 keV, le rendement était 4 fois plus élevé.

Dans ces mêmes conditions, ils ont également mesuré la température électronique de la population des électrons chauds générés sur ces surfaces de cible. Ils ont constaté que la température est plus élevée avec la surface structurée.

Les résultats de ces travaux nous ont suggéré d'explorer le rendement de conversion avec des cibles microstructurées.

Nous nous sommes donc intéressés aux effets de quelques structurations simples et maîtrisées à l'échelle micrométrique, réalisées à l'aide des techniques laser disponibles chez ALPhANOV. En effet, les structures de taille nano- ou micro-métriques peuvent être produites par ablation de la surface du solide par des lasers périodiques, ultra-courts (quelques fs) et de très faible énergie (quelque μJ) dépassant légèrement le seuil d'ablation. Quelques cibles possédant des micro-structures ont été utilisées dans cette thèse. La modification de la morphologie de la surface est effectuée dans les locaux d'ALPhANOV, par la méthode appelée : LIPSS (*Laser Induced Periodic Surface Structures*) décrite en détail dans [109]. Cette méthode consiste à ablater la surface d'une cible avec des impulsions ultra-brèves en variant la fluence et le nombre d'impulsions afin de contrôler la structure

produite sur la surface.

Les structurations de surface, illustrées dans les figures 2.18 et 2.19, ont été réalisées par la technique LIPSS grâce à l'utilisation d'un système laser de 1030 nm, 350 fs délivrant une puissance de 40 W. La cible est une plaque de quelques millimètres d'épaisseur et sa surface d'origine est plane. Les différentes structures ont été générées sur la même plaque, avec des paramètres laser bien définis. Ces structures comprennent des motifs de vaguelettes périodiques espacées de 5 μm et de 8 μm ainsi qu'une surface noircie [110].

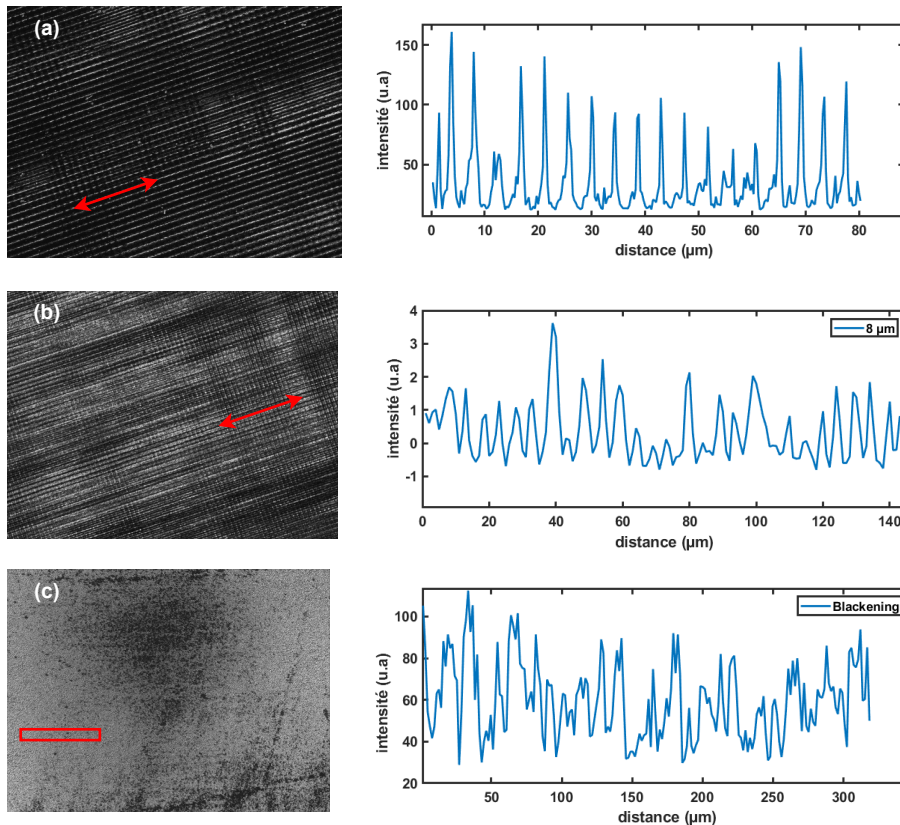


FIGURE 2.19 – Visualisation des structures à l'aide d'un profilomètre : LIPSS (a) de période de 5 μm , (b) ou de 8 μm et (c) le noircissement.

2.2.5 Gestion des débris

Le chauffage violent de la cible résultant de la focalisation d'une impulsion laser intense entraîne la génération de débris. Ceux-ci sont projetés principalement perpendiculairement à la surface de la cible avec une certaine distribution angulaire. Ils sont constitués d'une plume de plasma éjectée par la face avant puis d'une quantité de matière chauffée par l'interaction qui dépend de l'énergie, de la durée de l'impulsion et des propriétés de la cible.

Les débris se propagent ainsi partiellement le long de l'axe de l'incidence laser, où ils vont se déposer sur l'optique de focalisation. Cela engendre une opacification et donc une diminution de l'énergie laser focalisée sur la cible et conduit à une dégradation de la production des photons X. Ce problème devient particulièrement problématique à haute cadence.

Différentes solutions ont été envisagées pour réduire la production des débris ou pour mettre en place des protections du système de focalisation. Dans la littérature, il a été montré que l'utilisation de cibles métalliques liquides produit peu ou quasiment pas de débris [33], [111], mais ces cibles sont très limitées en termes de choix. Comme nous avons déjà évoqué, le peu de métaux qui peuvent être sous forme liquide produisent des photons X d'énergie qui est insuffisante pour notre application.

Une autre solution est de réaliser l'interaction laser-solide à l'air ou dans un gaz à la pression atmosphérique. Cette méthode a été montrée dans les travaux de *Martin et al.* [112]. Le dépôt des débris sur les optiques peut être évité, mais une diminution de plusieurs ordres de grandeur de l'efficacité de conversion laser-X a été observée relativement aux expérimentations sous vide.

Ces solutions ne peuvent donc pas être appliquées pour notre système. Dans notre système de conversion ultra-rapide, la protection des optiques par des débris est assurée par des lames de verres placées devant les optiques. Cependant, ces lames doivent être changées régulièrement d'autant plus souvent lorsque la cadence des tirs laser est élevée. De plus, le remplacement des pare-débris en verre nécessite une remise à l'air des enceintes d'interaction. Pour minimiser le temps d'interruption lié au remplacement, une solution envisagée est l'utilisation d'un pare-débris automatisé dans le système de conversion. Un pare-débris sous forme de ruban plastique automatisé est développé et sera intégré dans le prototype XPulse.

2.3 Diagnostics du rayonnement X généré par l'interaction laser-matière

Dans cette partie, je vais présenter les divers instruments utilisés et les méthodes développées pour la mesure des différentes caractéristiques des rayonnements X émis lors l'interaction laser-solide.

2.3.1 Instruments de mesure

Divers instruments ont été utilisés pour mesurer le flux de photons et l'émission spectrale, grâce à des outils permettant de discriminer les énergies, dans les deux setups expérimentaux décrits dans la section 2.2. La maîtrise de la distribution en énergie du rayonnement X généré est très importante pour le domaine de la dosimétrie.

2.3.1.1 Caméra CCD (*Charge-Coupled Device*) à détection directe

Des caméras à détection directe ont été utilisées pour mesurer l'émission des photons X. Il s'agit de (i) *Matrix*, (ii) *Advacam* et de (iii) *DC*.

Ces caméras possèdent toutes une surface de détection pixelisée en semi-conducteurs, tels que le silicium (Si) ou le tellure de cadmium (CdTe). Ces caméras ont un temps de réponse relativement rapide, ce qui permet d'analyser en temps réel le rayonnement généré, contrairement aux films radiographiques qui nécessitent d'être développés.

Lorsqu'un photon X atteint la surface de détection, il a une probabilité d'être absorbé par le matériau semi-conducteur. C'est ce que l'on appelle l'efficacité quantique de détection

QDE (*Quantum Detection Efficiency*). Les QDE pour différents semi-conducteurs sont représentées dans la figure 2.20.

Le photon dépose toute son énergie dans un électron primaire, par effet photo-électrique ou par effet Compton, qui à son tour génère un certain nombre de paires électron-trous. Un signal électrique est alors généré, qui est d'autant plus élevé que l'énergie du photon est grande.

Ces caméras peuvent fonctionner en deux modes : avec ou sans discrimination en énergie.

La détection directe sans discrimination en énergie est le plus simple et le plus rapide en termes de lecture de l'image.

Son principe est très simple. Il consiste à compter le nombre de photons arrivant sur chaque pixel en enregistrant un signal « 0 » ou « 1 ». Le capteur compte « 1 » si le signal dépasse un seuil qui lui a été fixé. Afin de détecter la plus large gamme spectrale de photons, les capteurs sont souvent constitués de matériaux lourds tels que le CdTe, où la QDE est voisine de 100% pour les photons d'énergie jusqu'à 60 keV.

En ce qui concernant le mode de fonctionnement avec discrimination, le signal de sortie est converti en un courant électrique proportionnel au nombre de paires électron-trous et donc à l'énergie du photon. Dans ce cas, il est nécessaire de contrôler le flux de photons. En effet, si le flux de photons est trop élevé, des événements peuvent être manqués ou mal détectés par le détecteur, ce qui est appelé *effet de l'empilement* ou *pile-up*. Le pile-up se produit lorsque deux photons (ou plus) déposent, avec un délai faible, leur énergie sur le même pixel. Ils sont alors détectés comme un seul photon unique avec une énergie plus élevée, ce qui entraîne une mesure incorrecte du flux et du spectre.

Pour éviter cela, plusieurs approches sont envisageables, comme réduire le nombre de tirs, utiliser des détecteurs de petite taille de pixel pour s'assurer qu'un seul photon est collecté par pixel, ou encore, éloigner le détecteur de la source.

Dans nos conditions expérimentales, où les photons sont émis en une impulsion brève, de quelques picosecondes, ce sont les détecteurs fonctionnant sans discrimination en énergie qui seront préférés pour réaliser des images.

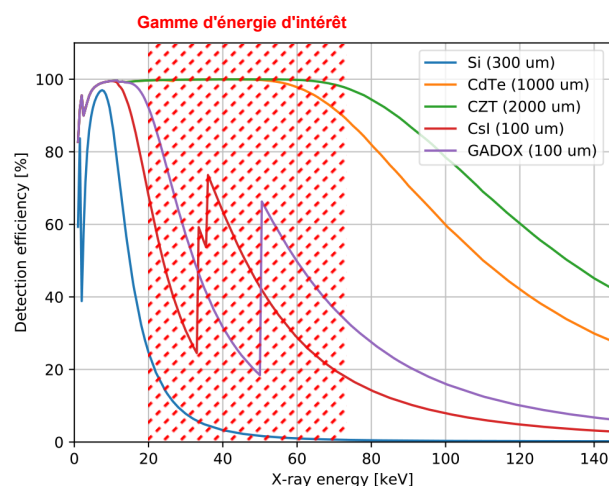


FIGURE 2.20 – Graphes représentant l'efficacité quantique en fonction des matériaux constituant les différents détecteurs.

Nous allons décrire ici les détecteurs utilisés, leurs caractéristiques et leur utilisation.

(i) **MatriX** (*Princeton Instrument*), illustré dans la figure 2.21, est un spectromètre X à comptage de photons fonctionnant sous vide. Il possède des pixels de 20 par 20 micromètres et une surface active de 1340 par 1300 pixels.

Son fonctionnement en *Single photon counting mode*, où chaque pixel ne voit qu'un seul photon à la fois permet de discriminer l'énergie du photon mesuré. Le signal mesuré est directement proportionnel à l'énergie du photon. Cette caméra permet de mesurer l'émissivité et notamment de résoudre spectralement le rayonnement X.

Toutefois, un photon peut déposer son énergie sur plusieurs pixels, en particulier lorsque la taille des pixels est petite et l'énergie du photon est grande. Lors de l'analyse de données, il faut donc tenir compte de ce phénomène pour reconstituer avec précision l'énergie réelle du photon. La méthode couramment employée est d'utiliser des « clusters », c'est-à-dire de moyennner le signal sur un carré de taille $n \times n$ (souvent $n = 3$) [113]. Le processus d'analyse sera décrit dans le chapitre suivant.

Ce détecteur est capable de donner des résultats qualitatifs en un seul tir laser. Le capteur est en silicium, qui possède une très bonne efficacité quantique QE (*cf* fig.2.20) pour des photons d'énergie autour de 10 keV. Cependant, l'efficacité diminue significativement pour les photons d'énergie supérieure. L'efficacité n'est plus que de 4% à 20 keV et est quasiment nulle au-delà. Le silicium devient transparent aux rayons X.

La réponse spectrale de ce détecteur permet de l'utiliser pour un diagnostic rapide du flux de photons des raies K_α du molybdène d'énergie autour de 17 keV. Au-delà de cette énergie, ce détecteur n'est plus approprié. Grâce à sa bonne résolution spatiale, il peut aussi être employé pour mesurer de la taille de source X.



FIGURE 2.21 – Détecteur Matrix *Princeton Instrument* : PIXIS-XB : 1300.

(ii) Le détecteur **Advacam**, illustré dans la figure 2.22, fonctionne sans discrimination en énergie. Il possède une surface active de 512×1280 pixels avec une taille de pixels de 50 μm . Les pixels de ce détecteur sont composés de tellure de cadmium CdTe, un matériau dont l'efficacité quantique de détection QDE est voisine de 100% pour les photons allant jusqu'à 60 keV (fig.2.20).

Ce type de détecteur a été utilisé pour réaliser des images et pour contrôler le flux d'émission de la source X à haute cadence.

(iii) Le détecteur intégré dans le prototype d'imagerie du sein XPulse est développé par la société **Direct Conversion (DC)**. Sa surface active est composée de CdTe permettant donc une bonne efficacité de détection des photons de haute énergie (60 keV). Ses pixels font 100 μm .

Le détecteur DC, d'une surface de détection $515.9 \times 25.6 \text{ mm}^2$ est représenté dans la figure 2.23. Il est constitué de cinq modules disposés en arc-de-cercle.

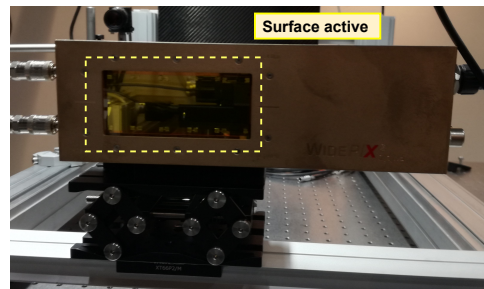


FIGURE 2.22 – Détecteur Advacam.

Ce détecteur a été utilisé dans des manipulations d'imagerie tomographique hélicoïdale pour le développement du traitement d'image et pour la visualisation en volume. Une étude de la stabilité de la source X à haute cadence a été effectuée à l'aide du grand détecteur dont je présente le résultat dans le chapitre suivant.

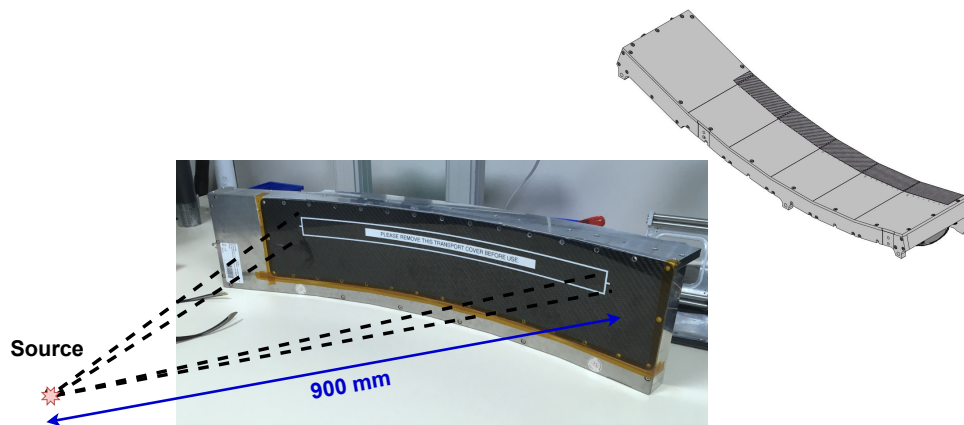


FIGURE 2.23 – Le détecteur DC intégré dans le prototype XPulse. Composé de 5 modules disposés en arc-de-cercle. Sa géométrie est optimisée pour une acquisition tomographique hélicoïdale avec un faisceau "fan beam".

2.3.1.2 Caméra CCD à détection indirecte

Les détecteurs à détection indirecte sont composés d'un scintillateur qui permet de convertir les photons X en lumière visible. Les matériaux scintillateurs peuvent être sous forme de cristal et composés d'atomes lourds (avec un numéro atomique Z élevé) sensibles aux rayons X. Les matériaux couramment utilisés sont l'iodure de sodium (NaI), l'oxysulfure de gadolinium (GdOS) et l'iodure de césium (CsI). Parfois, ces cristaux sont dopés avec des activateurs pour augmenter la production de la luminescence. De faibles quantités d'impuretés sont alors introduites dans le cristal (Ti, Na, Ce, ...). Dans le cas sans impureté introduite, on parle de cristal pur, la luminescence est alors déclenchée par les défauts du cristal.

La scintillation se déclenche lorsqu'un photon X est absorbé par un électron de la couche interne de l'atome du cristal. L'électron excité dans un état instable retourne rapidement à son état fondamental, accompagné de l'émission de photons de lumière visible, on parle de fluorescence.

De plus, le nombre de photons de lumière visible émis dépend de l'énergie du photon

X incident qui permet alors en principe la discrimination en énergie du photon X. En pratique, la fluorescence n'est pas monochromatique et il n'y a plus de linéarité entre le signal visible enregistré et l'énergie du photon X.

Le choix d'un scintillateur dépend de plusieurs facteurs, tels que sa longueur d'atténuation, sa perte de photons et son efficacité quantique. De plus, une quantité de photons peut être piégée dans le cristal. Ces photons vont avoir une durée de vie plus longue que la scintillation, on parle de phosphorescence (« *afterglow* »).

Ensuite, la lumière visible émise est enregistrée par une caméra CCD à semi-conducteur. Certains détecteurs possèdent une chaîne d'amplificateur avant que ces photons visibles ne soient détectés par un capteur CCD. L'information sur l'énergie des photons X incidents n'est pas toujours accessible.

Les détecteurs type **Flatpanel** sont des détecteurs à grande surface de détection, ils sont utilisés aujourd'hui dans beaucoup de détecteurs pour l'imagerie médicale (mammographie, dentaire, etc.). Dans le cadre du projet, le détecteur Xineos de Teledyne, de type flatpanel est un détecteur à scintillateur et semi-conducteur Si. Il est principalement utilisé pour réaliser des manipulations en imagerie 3D grand champ avec une source X de type tube à rayons X. Sa surface active est de $228 \times 292 \text{ mm}^2$ avec des pixels de taille $49.5 \times 49.5 \mu\text{m}$. Sa plage de sensibilité spectrale est entre 10 à 40 keV.

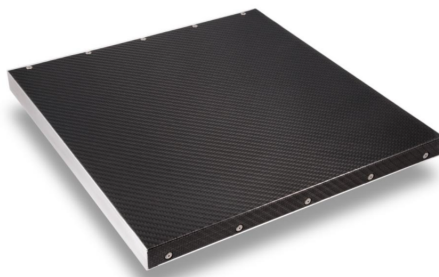


FIGURE 2.24 – Détecteur à grand champ FlatPanel.

Le **détecteur à scintillateur** $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ (Oxysulfure de Gadolinium) est un instrument que nous avons testé pour la métrologie de la source X par laser au CELIA. L'avantage de ce détecteur est que la taille des pixels du capteur est seulement de $13.5 \mu\text{m}$ par $13.5 \mu\text{m}$. Il offre donc une résolution spatiale meilleure pour la mesure de la taille de source. Mais dans le cadre du projet, il ne sera pas retenu en raison de sa faible efficacité quantique de détection pour les photons de 30 - 50 keV d'énergie (fig.2.20).

Pour résumer, les principales caractéristiques des détecteurs que j'ai utilisés sont regroupés dans le tableau 2.4 :

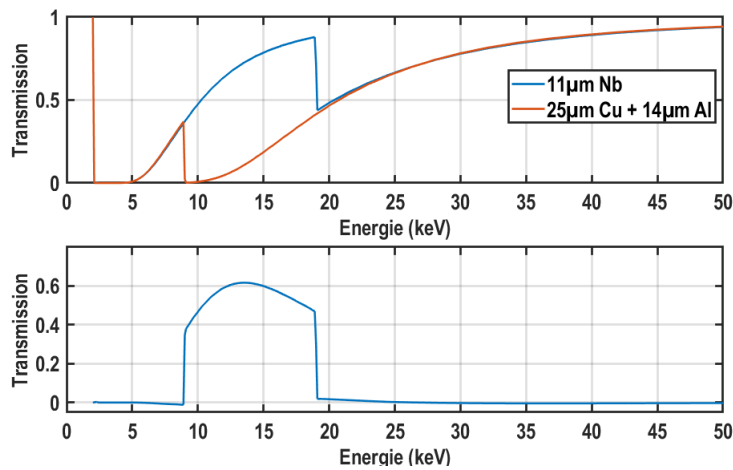
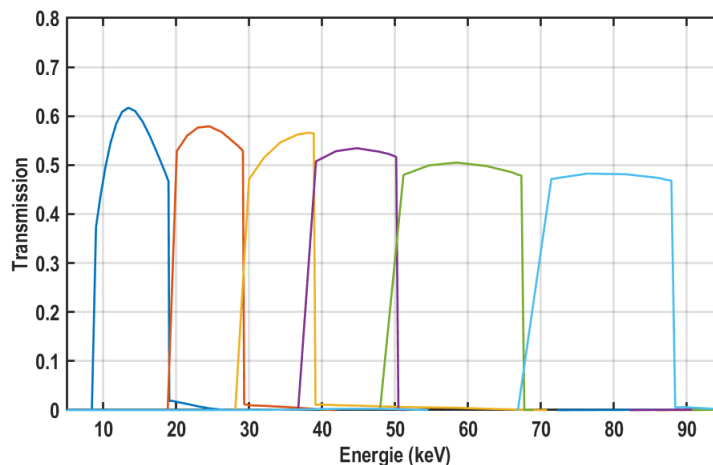
2.3.1.3 Paires de ROSS

Pour obtenir une estimation du spectre de l'émission X ultra-brève sur une large plage spectrale, j'ai dimensionné un spectromètre basé sur le principe des paires de filtres de Ross [114].

Une paire de filtre de Ross est constituée de deux feuilles de matériaux ayant des numéros atomiques proches et des épaisseurs adaptées de façon à ce que leur courbe de

Détecteur pixellisé	Domaine spectral	Taille de pixel (μm)	Nombre de pixels	Discrimination en énergie
Matrix	Si <20 keV	20	1340x1300	oui
Advacam	CdTe 100 % ≤ 60 keV	50	512x1280	oui, non testé
DC	CdTe	100	5159x256	oui, non testé
Gadox	Gd ₂ O ₂ S ≤ 60 keV	13.5	2048x2048	non

TABLE 2.4 – Caractéristiques des détecteurs imageurs pixellisés.

FIGURE 2.25 – Exemple d’une paire de filtre de Ross pour l’estimation de l’intensité des photons d’énergie comprise entre ~ 10 et ~ 20 keV.FIGURE 2.26 – Transmissions des paires de filtres pour la reconstitution d’un spectre d’émission X de basse résolution de 10 à 90 keV proposés dans les travaux de *I.Khutoretsky et al.*

transmission ne diffère principalement que dans la région entre leurs flancs d’absorption K, comme présenté dans la figure 2.25.

Chaque paire de filtres est soigneusement conçue pour estimer le nombre de photons dans une plage d'énergie donnée. Pour ce faire, chaque filtre est associé à un détecteur, qui peut être une diode PIN ou un détecteur à scintillateur. L'estimation du nombre de photons, dans la plage d'énergie délimitée par cette paire de filtres, s'obtient en soustrayant les signaux mesurés à travers chaque ensemble de filtre et détecteur.

La détermination des paires de filtres pour estimer une gamme spectrale très large, entre 10 à 90 keV, a été effectuée dans plusieurs travaux [51], [114], [115]. Un exemple est représenté dans la figure 2.26, utilisant six paires de filtres. Cela qui signifie que le spectromètre nécessite 12 feuilles et 12 détecteurs.

2.3.1.4 Spectromètre à cristal en transmission CCTS

Le spectromètre CCTS permet de résoudre spectralement un rayonnement X jusqu'à une énergie de 70 keV. Il utilise la dispersion des photons X au moyen d'un cristal en transmission (diffraction de Laue) couplé à un détecteur passif, appelé "Image Plate" (IP). Le cristal est en Quartz (10-11) avec un rayon de courbure R_c de 254 mm. Ces éléments sont illustrés dans les figures 2.27 et 2.28.

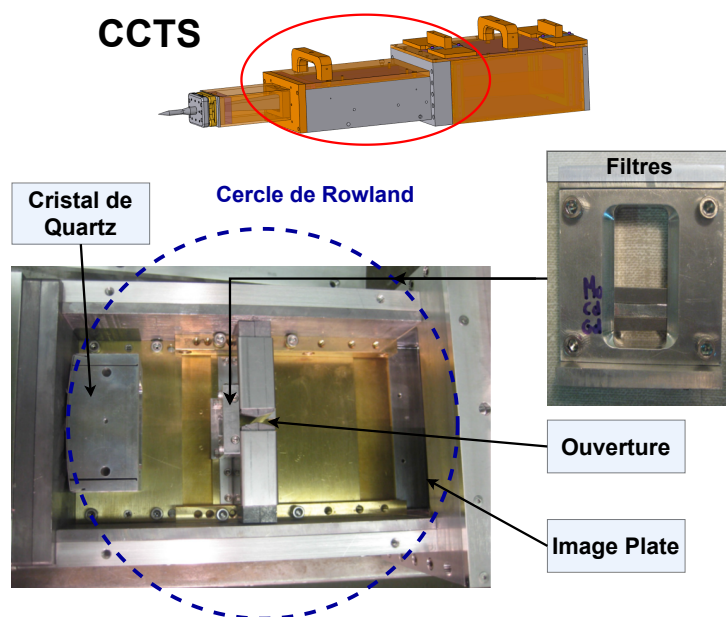


FIGURE 2.27 – Représentation du spectromètre CCTS et des éléments qui le composent.

La gamme des photons mesurables couvre les énergies de 10 à 70keV avec une excellente résolution spatiale $E/\Delta E = 100$. Ce spectromètre a été développé au NIST (*National Institute of Standards and Technology*) pour la mesure des sources X dures ultra-intenses et il a une calibration absolue.

Plusieurs filtres sont disposés entre la source et l'IP. Pendant les manipulations, une feuille en aluminium de 100 μm d'épaisseur a été placée devant le cristal pour le protéger d'éventuels débris. De plus, pour couper la lumière diffusée, un film de polyéthylène noir d'une épaisseur de 90 μm est placé devant l'IP. Enfin, trois feuilles métalliques composées de matériaux différents (molybdène, cadmium et gadolinium) d'épaisseurs connues, sont placées devant l'ouverture (fig.2.27). Elles permettent d'améliorer la calibration en énergie grâce à la position de leurs flancs d'absorption K nettement visibles et d'énergies tabulées

	Composition	Densité (g/cm^3)	Épaisseur (μm)
Film Mylar	$C_{10}H_8O_4$	1.64	9
Film phosphore	$BaFBr_{0.85}I_{0.15}$	3.18	124

TABLE 2.5 – Les caractéristiques d'une image plate Fuji BAS-MS.

(fig.2.28). Pour remonter au spectre émis par la source, il est nécessaire de prendre en compte la transmission spectrale de tous ces filtres présents.

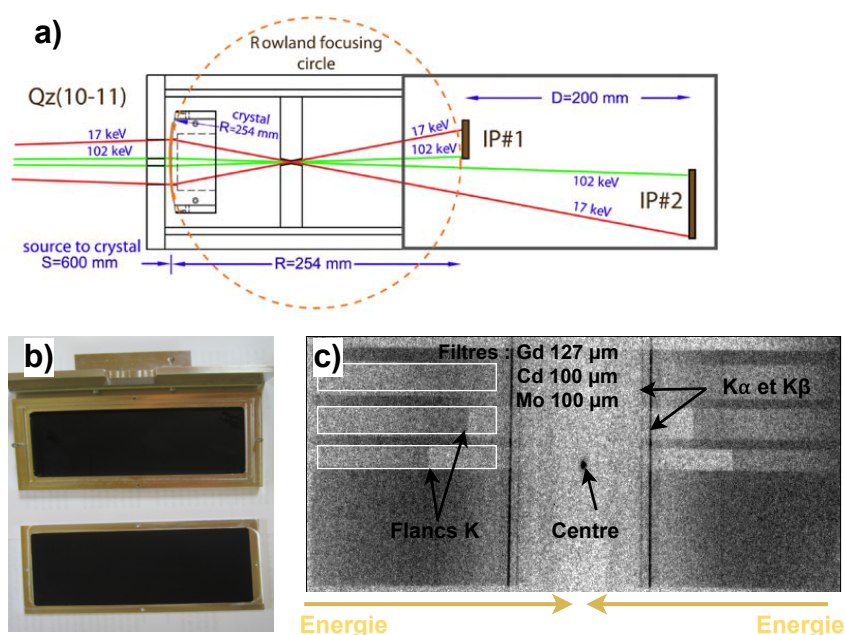


FIGURE 2.28 – a) Plan et dimensions du CCTS. b) Boîtier des IP et sa fenêtre de polyéthylène noir. c) Exemple de spectre enregistré avec une image plate placée sur le cercle Rowland, à la position IP1.

L'image plate (IP) est composée d'une fine couche de Mylar et d'une couche de film phosphore. Le film phosphore est constitué de petits cristaux phosphores photo-stimulables : $BaF(Br,I) : EU^{2+}$. Ces cristaux servent de stockage de l'énergie collectée pendant une durée limitée. Lorsqu'un photon incident frappe l'IP, il ionise les ions EU^{2+} , ce qui génère des photo-électrons qui sont piégés par les défauts cristallins de la structure du film. Pour nos travaux, il s'agit de l'IP Fuji BAS-MS. Sa composition est résumée dans le tableau 2.5.

Pour lire les informations stockées sur l'IP, nous avons utilisé le scanner Fuji IP FLA7000. Lorsqu'elle est placée sous le scanner, l'IP est exposée à un laser d'une certaine longueur d'onde qui provoque la relaxation des électrons et le retour des ions EU^{3+} à l'état EU^{2+} . Ce processus génère de la lumière appelée Luminescence des Photons Stimulés PSL (en anglais *Photostimulated luminescence*), qui est ensuite collectée par un photomultiplicateur. Une image numérique est alors enregistrée. Enfin, sous une forte illumination d'une lumière blanche, l'IP se "remet à zéro", ce qui la rend réutilisable pour une prochaine acquisition.

Pour convertir une image en un spectre d'émission X, il faut connaître certains paramètres que je vais définir ici.

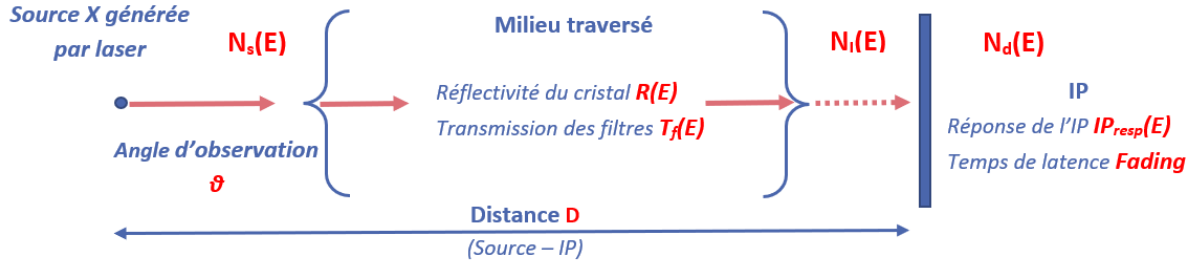


FIGURE 2.29 – Schéma du parcours des photons X avant d'être collectés par les IPs.

Tout d'abord, la calibration en flux nécessite de considérer de nombreux paramètres. Comme illustré dans la figure 2.29, les photons X générés par le laser (au nombre de $N_s(\mathbf{E})$) traversent plusieurs éléments avant d'être collectés par l'IP.

Ces éléments comprennent le cristal de diffraction qui est caractérisé par sa réflectivité $\mathbf{R}(\mathbf{E})$, ainsi que les différents filtres de transmission $\mathbf{T}_f(\mathbf{E})$. Ensuite, ces photons X sont collectés par une IP de sensibilité ou réponse spécifique en fonction de l'énergie, notée $\mathbf{IP}_{\text{resp}}(\mathbf{E})$.

Au sein de l'IP, des recombinaisons spontanées des paires d'électrons-trous peuvent se produire au fil du temps, ce qui va alors induire une perte de signal, ce que l'on appelle le **Fading**. Cette perte de signal devient plus important si le temps t qui s'écoule entre l'enregistrement du premier photon X et le début de la lecture de l'IP est long.

Cette perte n'est pas négligeable, en particulier dans un dispositif expérimental à faible cadence. En effet, dans notre cas, pour obtenir un spectre de qualité, il faut accumuler au moins un millier de tirs laser @ 100 mJ. De plus, étant donné que le spectromètre est placé sous vide, dont l'IP, il faut attendre la remise à l'air de la chambre d'interaction.

Le Fading, un facteur d'atténuation sans unité, est tracé dans la figure 2.30 en utilisant la formule établie dans l'article de *Maddox et al.* [115]. Cette formule tient compte des paramètres A_i , B et τ_i , qui sont propres à l'IP, ainsi que des caractéristiques du scanner utilisé.

Cette formule est adaptée pour les IPs de type BAS-MS que j'ai utilisées.

$$Fading = A_1 \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + B \quad (2.13)$$

	en PSL	en min	en PSL
Fading	$A_1 = 0.175 \pm 0.009$	$\tau_1 = 23.0 \pm 2.7 \text{ min}$	$B = 0.511 \pm 0.005$
[115]	$A_2 = 0.315 \pm 0.009$	$\tau_2 = 615.9 \pm 42.1 \text{ min}$	

 TABLE 2.6 – Les coefficients de temps de latence d'une image plate type MS à condition atmosphérique ($20 \pm 1^\circ\text{C}$).

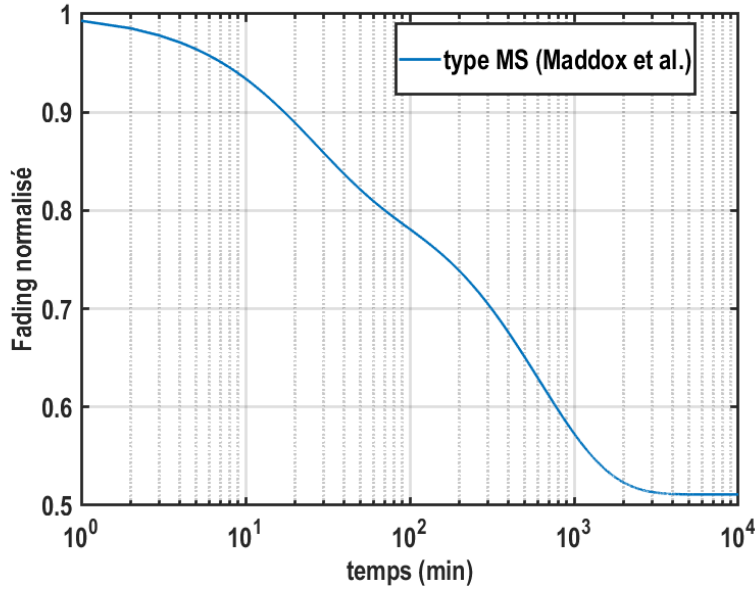


FIGURE 2.30 – Tracé du *Fading* de l'IP Fuji BAS-MS pour les énergies de photon entre 10 et 100 keV.

Les signaux de l'image scannée sont enregistrés en « *Quantum Level* » (QL) et sont répartis sur des pixels de taille $R = 50\mu m$. Il faut alors dans un premier temps convertir l'unité QL en PSL par l'équation 2.14 qui dépend uniquement du paramétrage du scanner, comme la sensibilité $S = 4000$, la latitude $L = 5$ et le nombre de bits $B = 16bits$.

$$PSL = \left(\frac{R}{100} \right)^2 \frac{4000}{S} 10^{L \left(\frac{QL}{2^B - 1} - \frac{1}{2} \right)} \quad (2.14)$$

L'unité PSL est reliée à l'énergie du photon enregistré et à la réponse d'une IP IP_{resp} exprimé en $[mPSL/photon]$. Cette réponse peut être calculée en utilisant l'équation suivante [115], [116] :

$$IP_{resp} = \eta \times (m_j \times E + c_j) \quad (2.15)$$

où η représente le coefficient d'absorption de l'IP, m_j et c_j sont les coefficients de la réponse de l'IP pour chaque photon absorbé dans une plage d'énergie donnée j .

La réponse de l'IP est discontinue, comme illustré dans la figure 2.31, en raison des différents matériaux qui la composent. Elle dépend alors du type d'IP utilisé. Dans notre cas, les différents flancs d'absorption du $BaFBr_{0.85}I_{0.15}$ sont : $E_K(Ba) = 6$ keV, $E_K(Br) = 13.5$ keV et $E_K(I) = 33, 17$ keV.

Les coefficients m_j et c_j pour chaque plage d'énergie ont été définis dans les travaux [116] et [115], qui sont très similaires. J'ai utilisé les coefficients m_j et c_j déterminés dans [116] pour estimer la réponse de l'IP en mPSL/photon en fonction de l'énergie. Elle est représentée dans la figure 2.31.

Comme évoqué plus haut, le rayonnement X traverse le spectromètre en subissant une réflexion sur un cristal et une atténuation par des filtres. La transmission des filtres,

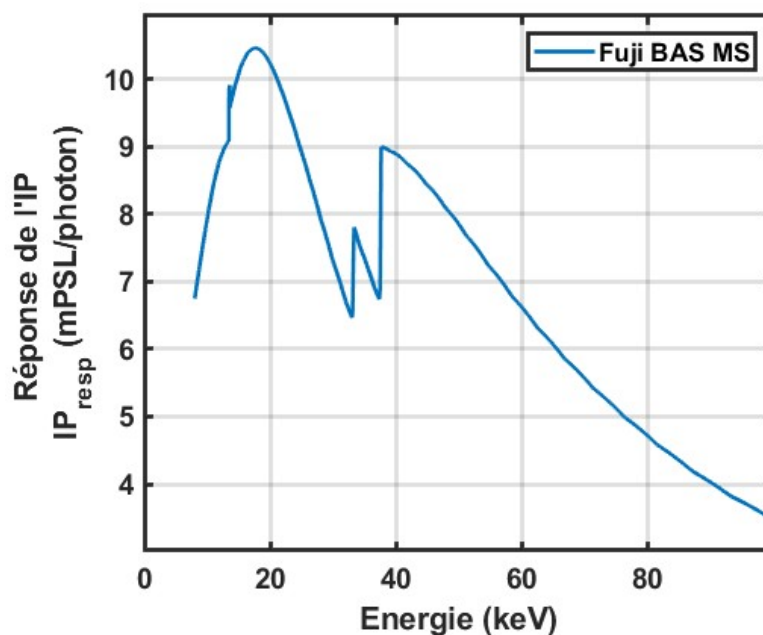


FIGURE 2.31 – Tracé de la réponse d'une IP Fuji BAS-MS pour les énergies de photon entre 10 - 100 keV.

en connaissant leur nature et leur épaisseur, est facile à établir (tabulées par exemple sur le site internet du *NIST*). Enfin, le dernier paramètre nécessaire pour remonter au nombre de photons émis est la réflectivité intégrée du cristal $\mathbf{R}(\mathbf{E})$, exprimée en [radians] et qui dépend de l'énergie du photon incident. En effet, en chacun de ses points, le cristal ne réfléchit qu'une partie des photons incidents suivant la loi de Bragg.

Par exemple pour un photon d'énergie 20 keV, la réflectivité est de 4×10^{-5} rad, ce qui signifie que sur l'ensemble des photons émis par la source dans un angle d'un radian, seuls quelques 10^{-5} sont réfléchis par le cristal. La réflectivité intégrée a été mesurée en partie par le constructeur pour certaines énergies. Dans la figure 2.32 sont tracées les différentes réflectivités intégrées du cristal ainsi qu'une interpolation appliquée entre ces points de mesure dans la plage d'énergie de 10 à 100 keV.

Lorsque les photons X traversent le cristal de quartz, ils sont dispersés en fonction de leur énergie. Un spectre enregistré par l'IP, placé au niveau du cercle de Rowland est montré à droite de la figure 2.28. Au centre de l'IP se trouve un point lumineux qui correspond à l'image sténopée de la source X à travers un trou de diamètre 100 μm . Ce trou peut être utilisé pour mesurer la taille de source. Dans notre cas, le volume émetteur possède une taille inférieure à ce trou, il ne sera donc pas utilisé (résolution trop faible). Les signaux de part et d'autre du point sont deux spectres identiques et symétriques. Les photons de faibles énergies subissent une déflexion plus grande. Ils sont donc collectés à une distance plus éloignée du centre. En d'autres termes, les photons de faible énergie se trouvent alors aux deux extrémités de l'IP. Plus on se rapproche du centre, plus les photons sont d'énergie élevée.

La lecture des IP nous donne donc l'information sur la position des photons en distance par rapport au centre de l'IP. La relation reliant la distance (X_y en mm) et l'énergie (X_E en keV), donnée ci-dessous (éq.2.16), peut être obtenue par de simples relations trigonométriques.

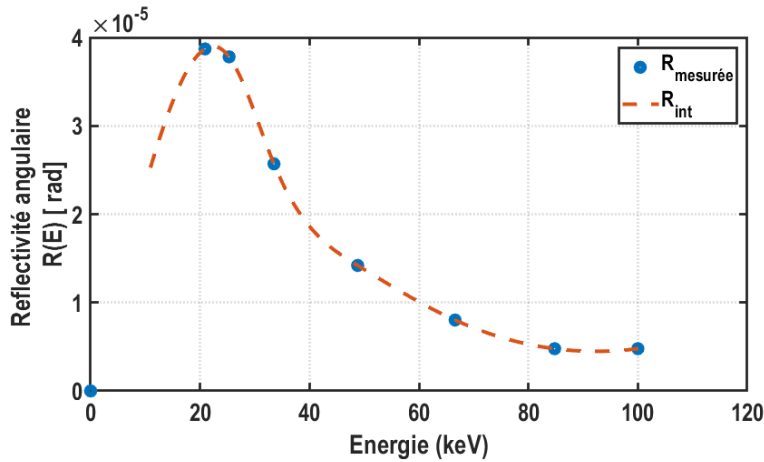


FIGURE 2.32 – Les mesures expérimentales de la réflectivité intégrée du cristal de Quartz sont représentées par des points bleus. Une interpolation a été effectuée pour les énergies de 10 à 100 keV (représentée en pointillé).

$$X_E = hc \times \frac{R_c}{2d} \times \frac{1}{X_y} \left(1 + \frac{D}{S + R} \right) \quad (2.16)$$

Dans cette équation, le terme $2d$ correspond à la distance entre deux plans du cristal et vaut $6,686\text{\AA}$. Le terme S correspond à la distance source-cristal, elle vaut 600 mm et est fixe. Comme le montre la figure 2.28, les IPs peuvent être placées à deux positions différentes pré-alignées. Les mesures de spectres X dans cette thèse ont été effectuées avec les IPs placées dans la position proche, ce qui garantit une meilleure résolution spectrale. À cette position, le terme $D = 0$, la distance cristal-IP est égale au rayon de courbure R du cristal ou encore au diamètre du cercle de Rowland. Dans ce cas, la quantité $1 + D/(S + R) = 1$.

Si l'IP est placée dans la position éloignée, le terme $D = 200\text{ mm}$. La distance cristal-IP vaut alors $R + D$ et la quantité $1 + D/(S + R) > 1$.

Résumé :

Le spectromètre CCTS à cristal en transmission associé à des images plates IPs est un instrument robuste pour la mesure des spectres X durs générés par des lasers ultra-brefs. Sa gamme spectrale mesurable s'étend de 12 à 70 keV. Il est utilisé dans le setup de faible cadence basé au CELIA.

Ce spectromètre fournit des spectres calibrés en absolu. Il nécessite un travail assez complexe pour remonter à l'émission du rayonnement X, mais permet de déterminer le rendement de conversion. Il offre une excellente résolution spectrale, mais nécessite une grande quantité de tirs en raison de la faible réflectivité intégrée du cristal. Afin d'obtenir un spectre exploitable, dans notre cas, chaque spectre est accumulé pendant environ un millier de tirs laser (à $\sim 100\text{ mJ}$ laser).

2.3.1.5 Spectromètre AmpTek

Le spectromètre AmpTek-123 CdTe est un outil permettant la mesure rapide des spectres de rayonnement X dur. Il est composé d'un scintillateur CdTe (Tellurure de

cadmium) qui permet de convertir le rayonnement en photons lumineux. Ces photons visibles sont ensuite détectés par un photomultiplicateur relié à un préamplificateur et un analyseur de multiples canaux pour le traitement des signaux.

Ce détecteur a été utilisé dans le setup de haute cadence, mais il faut noter qu'il n'est pas adapté pour des sources X impulsionnelles. En effet, sa réponse électronique est de l'ordre de la milliseconde, alors que les impulsions lasers utilisés dans les travaux de cette thèse sont ultra-brèves, de l'ordre de la picoseconde. Cela signifie qu'une quantité importante de photons X, résultant de l'interaction laser-matière, est émise pendant environ une picoseconde. Ce qui risque de saturer le détecteur. De plus l'effet d'empilement (en anglais : *pile-up*) est facilement observé lorsqu'un paquet de photons X arrivent en même temps pendant un laps de temps très court. Pour éviter ces problèmes de saturation et d'empilement, des collimateurs de très petit diamètre, de l'ordre de quelques dizaines à la centaine de micromètres, sont placés devant la surface de détection. Par conséquent, l'alignement du spectromètre doit être précis.

L'avantage de ce détecteur réside dans sa large gamme de mesure d'énergie qui peut atteindre de l'ordre du MeV selon la configuration des canaux et de la résolution.

2.3.2 Caractérisation de la source X par laser

Un de mes objectifs est de faire la métrologie d'une source X K_α générée par laser qui doit posséder les caractéristiques suivantes :

- **Taille de source réduite** : Une petite taille de source, typiquement de l'ordre de quelques dizaines de micromètres, essentielle pour assurer une bonne résolution spatiale et la brillance nécessaire à l'imagerie de phase.
- **Flux de photons élevé** : Un flux de photons K_α suffisamment élevé de sorte que chaque cliché soit acquis dans un temps bref et que le temps total d'une tomographie soit cohérent avec un examen clinique.
- **Stabilité de la source** : La stabilité en intensité et pointé de la source est un facteur crucial pour assurer une bonne résolution, surtout lorsque plusieurs tirs laser sont nécessaires pour réaliser un cliché.

Chacune de ces caractéristiques est mesurée à l'aide d'un ou plusieurs instruments adaptés décrits dans ce chapitre. Voici quelques points importants concernant les mesures des caractéristiques :

- La mesure du flux total de photons générés par des impulsions laser ultra-intenses et ultra-brèves est généralement réalisée à l'aide de détecteurs sans discrimination en énergie qui ont une réponse rapide (au moins de l'ordre du kilohertz).
- La mesure du rendement de photons K_α nécessite de connaître la distribution spectrale du rayonnement émis.
- La mesure de la taille de la source X peut être obtenue en imageant un objet à bord franc. Il faut noter que le rayonnement X produit par une seule impulsion laser n'est souvent pas suffisant pour obtenir une image contrastée permettant une analyse précise de la taille de source X. Les tailles de source X sont généralement mesurées en intégrant sur plusieurs tirs de laser, on parle donc de la taille de source intégrée.

Dans le chapitre suivant, je vais développer les différentes méthodes que j'ai employées

et développées pour la caractérisation d'une source X générée par un laser à basse et à haute cadence.

Chapitre 3

Développement de diagnostics X et des outils d'analyse de leurs données

Introduction

Le travail de cette thèse repose principalement sur des expérimentations et l'exploitation des données qui en résultent.

Il comprend, dans un premier temps, la mise en service des deux dispositifs expérimentaux. Cette étape implique l'alignement du laser jusqu'à la cible, ainsi que le développement et la mise en place des diagnostics pour la collection du rayonnement X généré. Ensuite, une grande partie de mon travail consiste à traiter les données brutes collectées par différents détecteurs et d'extraire les informations sur la source X générée par laser. Il est essentiel de comprendre les différentes caractéristiques de chaque détecteur, car ils présentent des sensibilités spectrales et des réponses différentes. La variété de détecteurs à disposition permet de comparer les résultats obtenus.

Étant donné la quantité de données brutes à analyser, il est nécessaire de développer des codes d'analyse entièrement automatisés pour chaque détecteur. Ces codes doivent fournir une analyse pertinente, en prenant en compte des cas spéciaux.

Dans ce chapitre, je vais présenter les méthodes de mesures et les protocoles d'analyses. Les codes sont développés et améliorés tout au long de ma thèse principalement à l'aide du logiciel MATLAB.

3.1 Développement des systèmes expérimentaux

3.1.1 Laboratoire CELIA

L'installation SOPHIA, située au sein du laboratoire CELIA, était déjà opérationnelle et principalement dédiée à des recherches en physique de l'interaction laser-plasma, ayant produit de nombreuses publications.

Une représentation simplifiée des éléments du dispositif expérimental est illustré dans la figure 3.1. Une représentation plus détaillée a été faite au chapitre précédent.

J'ai exploité ce dispositif existant en effectuant des adaptations pour répondre aux

besoins spécifiques du projet XPulse, tels que l'utilisation des cibles de numéro atomique Z élevé et des impulsions laser de durée de l'ordre de la picoseconde en contrôlant précisément l'écart entre les réseaux du compresseur.

Un logiciel était à disposition pour contrôler les déplacements de la cible et l'ouverture du shutter (obturateur) pour chaque tir. Les déplacements et le shutter sont en parfaite synchronisation, *i.e.* après chaque tir, la cible se déplace à la position suivante qui n'a pas encore été ablatée. Les détecteurs ont été déclenchés lors des tirs laser sur cible, au moyen d'un signal de déclenchement envoyé aux détecteurs, pendant un temps d'exposition préalablement défini par l'expérimentateur.

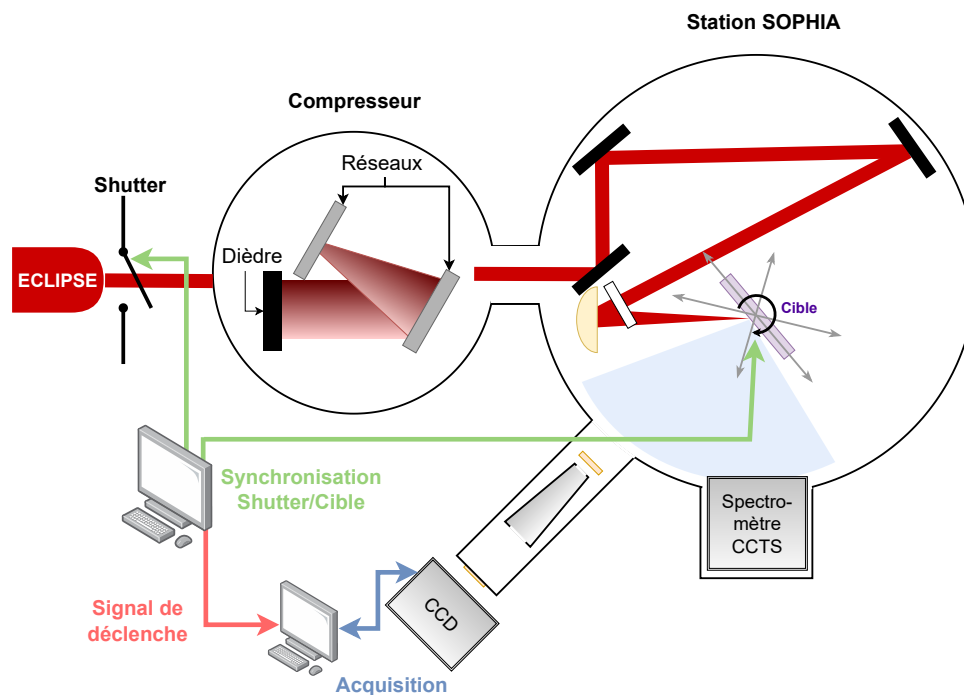


FIGURE 3.1 – Schéma du contrôle commande des tirs laser sur la station SOPHIA. La cible se place dans un premier temps sur une surface vierge. Ensuite le shutter s'ouvre pour laisser passer une impulsion laser unique puis se referme. La CCD mise en place est contrôlée par son propre programme.

La caractérisation du rayonnement X généré par le laser Eclipse a été effectuée grâce à l'utilisation de plusieurs détecteurs à rayons X. Les résultats significatifs de ces mesures présentés dans le chapitre suivant sont issus principalement des détecteurs : Matrix, CCTS et Gadox. Les diagnostics associés, tels que le rendement de conversion, la taille de source et le spectre d'émission, ont été développés et sont décrits dans la suite.

Pendant ma thèse, un système XPW a été mis en place, ce qui a permis d'améliorer le contraste temporel du laser. Cela nous a ensuite permis d'évaluer l'influence de ce paramètre sur la source X produite.

3.1.2 Laboratoire XPulse

Le laboratoire XPulse, situé au sein d'ALPhANOV, est conçu pour le développement du prototype XPulse à haute cadence.

J'ai contribué à la mise en place et la mise en service de la plupart des éléments de cette installation, qui ne pré-existait pas au projet XPulse et sur laquelle j'ai pu faire les premières expérimentations de génération du rayonnement X par laser.

Cette installation est divisée en quatre principaux environnements, comme illustré dans la figure 3.2 :

- **Environnement du laser** : Cet environnement est composé d'un système laser fournissant des impulsions laser de puissance crête élevée.
- **Environnement de conversion** : Il comprend alors l'optique de focalisation et le système de cible. Lors de l'interaction laser-solide, cet environnement est mis sous vide.
- **Environnement de l'échantillon** : Cet environnement est dédié au placement de l'objet à imager. L'objet est positionné sur un ensemble de platines permettant sa rotation pour l'acquisition d'images sous différents angles.
- **Environnement de détection** : Cet environnement est composé des instruments de mesure nécessaires pour l'imagerie de l'objet et la caractérisation du rayonnement X émis.

Un atténuateur n'est présent que dans le cas de la haute énergie. Son rôle est de réduire l'énergie du laser soit lors de la réalisation de mesures de la tache focale, soit avant la fermeture du shutter, afin d'éviter d'endommager les optiques en aval.

Mon travail se déroule principalement à partir du compresseur jusqu'à la détection, avec pour objectif d'assurer la stabilité de l'ensemble du système afin de garantir une source X à haute cadence, stable et durable.

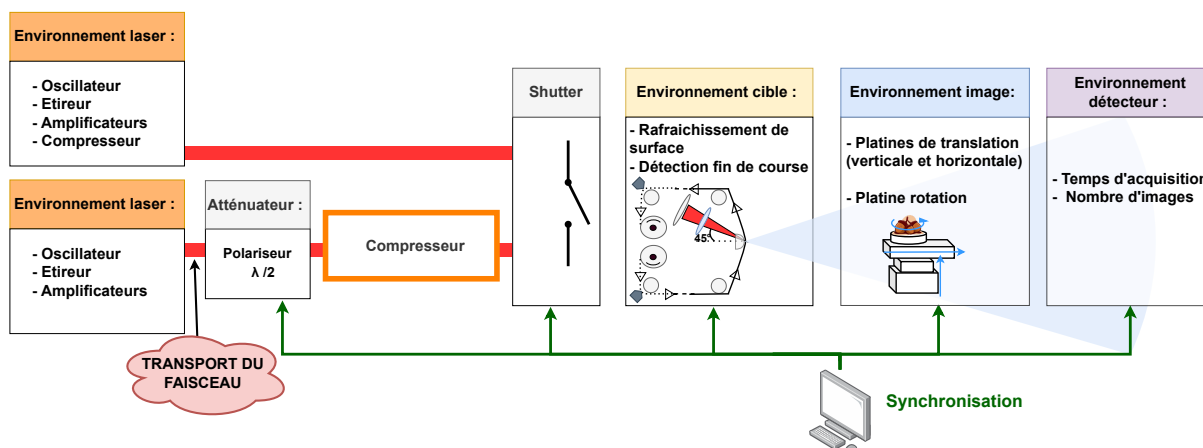


FIGURE 3.2 – Schématisation des différents environnements dédiés au développement du prototype XPulse.

Étapes de la réalisation d'une tomographie :

L'ensemble des éléments listés précédemment sont contrôlables par un logiciel développé par l'équipe projet d'ALPhANOV (ainsi que d'autres éléments matériels).

De plus, ces différentes parties sont synchronisées pour la réalisation d'une séquence tomographique.

Les étapes typiques pour réaliser une tomographie sont les suivantes :

1. La cible ruban est en mouvement continu pendant toute la tomographie.
2. Le shutter du laser s'ouvre et reste ouvert.
3. Le détecteur acquiert une image de l'échantillon à un angle donné pendant un temps d'acquisition prédéfini.
4. La platine de rotation fait tourner l'objet à l'angle prévu pour la projection suivante.

Les étapes (3) et (4) sont répétées de manière itérative jusqu'à ce que l'ensemble des angles nécessaires pour une reconstruction tomographique de l'objet soient parcourus.

Dans le cas où une colonne de la cible est complètement consommée, le processus se met en pause. Cela signifie que le shutter du laser se ferme, les moteurs de la cible s'arrêtent, l'objet reste immobile et le détecteur est en attente. Pendant cette pause, l'ensemble du système de cible se déplace horizontalement pour se positionner sur une nouvelle colonne de la cible.

Une fois la tomographie achevée, c'est-à-dire lorsque le nombre prédéterminé d'images (typiquement 300-400 images) a été pris sur les 360°, le processus s'arrête.

3.1.2.1 Puissance moyenne modérée : 100 Hz

Au début de ma thèse, une première version prototype de ce système à haute cadence était déjà conçue, mais pas encore opérationnelle.

L'objectif premier est de qualifier et améliorer la stabilité de ce système dans le temps à l'aide du système laser de cadence de 100 Hz, Magma 25.

La qualification se fait en évaluant les caractéristiques de la source X générée au moyen de certains instruments de diagnostic décrit dans le chapitre précédent.

De plus, les conditions expérimentales conduisant à un meilleur rendement X déterminé dans l'installation précédente (SOPHIA), sont appliquées dans cette installation. Par exemple l'angle d'interaction est fixé à 45° et la surface de la cible est plane, sans structure.

Un shutter mécanique est placé en sortie du compresseur pour contrôler le passage du laser. Ce dernier a une cadence maximale d'ouverture-fermeture de l'ordre du hertz. Il est alors difficile d'isoler une unique impulsion. Par conséquent, la cible était continuellement en mouvement et ne s'arrêtait que lorsqu'elle atteignait la fin de sa course.

Le système de cible conçu pour la haute cadence comprend un compartiment de stockage de la cible et un logiciel LabView développé en interne pour le contrôle des mouvements et du rafraîchissement de la cible en ruban métallique déroulant. Deux capteurs de fin de courses sont positionnés aux extrémités des rouleaux.

Deux manières de détecter la fin de course de la cible sont illustrées dans la figure 3.3.

Dans la première version, la fin de course était matérialisée par une séparation entre la cible en bande métallique et une bande en plastique. La détection de fin course était alors réalisée à l'aide de capteurs optiques fonctionnant en transmission ou fourche optique. Ces capteurs sont constitués d'un émetteur et d'un récepteur infrarouge. Le métal coupe cette lumière IR tandis que le plastique le laisse passer.

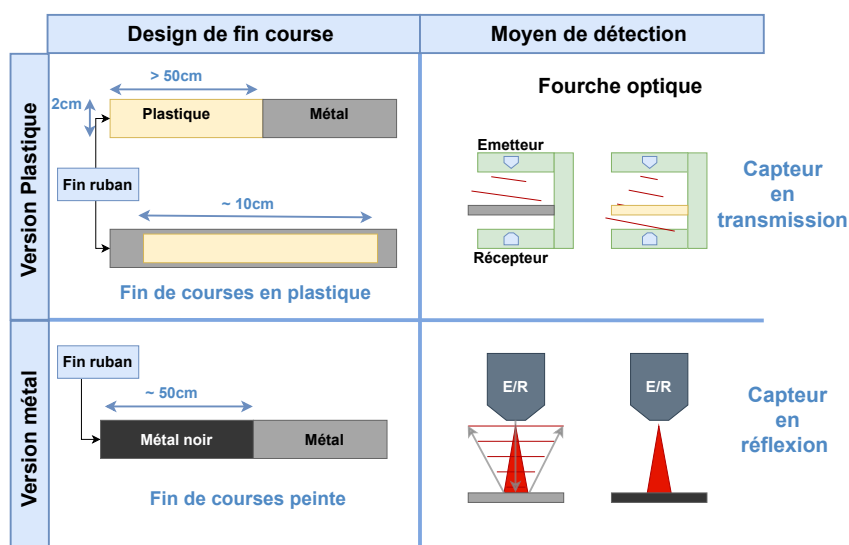


FIGURE 3.3 – Schéma des différents designs de la fin de course de la bande et les moyens de détection.

Au cours des expérimentations, plusieurs problèmes ont été identifiés. Tout d'abord, la bande constituant deux matériaux distincts, le métal et le plastique, était sujette à des problèmes de tension appliquée. La tension appliquée sur la partie métallique ne convenait pas au plastique, ce qui entraînait la distorsion du plastique et provoquait un décalage lors de l'enroulement et du défilement. La première tentative pour résoudre ce problème fut de pratiquer une fenêtre en plastique intégrée dans le métal. Le décalage de la bande a été amélioré.

Puis, on sait que l'interaction laser/cible crée des trous parfois traversants dans le ruban. Lorsque la surface utilisée de la bande devenait grande par rapport à la surface non utilisée, la lumière infrarouge émise par le capteur pouvait alors traverser les trous et être détectée et faussement interprétée comme une fin de course par le programme et entraînant ainsi l'arrêt des moteurs.

Une solution technique fut de remplacer les capteurs de transmission par des capteurs de réflexion. La fin de course en plastique a été supprimée et remplacée par la bande elle-même, avec les extrémités couvertes d'une couche de peinture noire.

La stabilité des cycles d'enroulement/déroulement de la bande a été amélioré et il est devenu possible d'opérer la cible pendant plusieurs dizaines de minutes sans opération manuelle.

D'autres améliorations ont été progressivement apportées à l'ensemble du système de conversion et à son contrôle commande. Par exemple, un arrêt abrupt des moteurs en cas de détection de fin de course par l'un des capteurs, entraînait des plis au niveau de la bande. Pour résoudre ce problème, le freinage a été rendu plus progressif.

Un environnement imagerie a été conçu et installé à la sortie du rayonnement X généré. Cet environnement se compose d'un support d'échantillon équipé de platines de translation et de rotation, ce qui permet de réaliser des images 3D. Enfin, le détecteur est placé en face du hublot de sortie des rayons X.

Comme mentionné précédemment, un logiciel de contrôle-commande a été développé

contrôlant en synchronisation les différentes parties du système. De nombreuses modifications ont été apportées sur ce programme tout au long de ma thèse, pour minimiser le nombre d'opérations des utilisateurs.

La robustesse de la source X est un facteur primordial pour la réalisation d'une tomographie, à savoir la stabilité en flux et de la position de l'émission de la source X. L'évaluation et l'amélioration de ces derniers ont été effectuées avec un premier laser de cadence 100 Hz.

3.1.2.2 Vers des puissances plus grandes : 1 kHz

Par montée en puissance du laser peut se faire soit en amplifiant l'énergie d'impulsion, soit une augmentation de la cadence. Le second système laser, appelé **Magma HP** (Haute Puissance), a été installé et partiellement mis en service pendant ma thèse. Comme déjà évoqué dans le chapitre précédent, le second étage d'amplification nécessaire pour le passage de 25 mJ à 80 mJ n'était pas fonctionnel durant ma thèse en raison des problèmes techniques qui n'ont été résolus qu'en fin de thèse.

Une salle laser a été créée et aménagée spécialement pour l'accueil de ce laser pour des raisons d'encombrement (un étage d'amplification en plus) et de conditions environnementales liées au bon fonctionnement du laser : la stabilité en température et la propreté de l'atmosphère. Les différents étages du laser, tels que l'oscillateur, l'étireur et les amplificateurs, sont donc installés dans cette nouvelle salle. Seule l'étape de la compression est réalisée dans la salle expérimentale XPulse.

La distance de parcours du laser entre l'amplificateur et le compresseur devient alors plus longue (~ 10 m), rendant l'effet du *jitter* naturel du laser plus problématique à cette distance. Le laser peut alors présenter un important déplacement à l'entrée du compresseur. Pour pallier ce problème, un relai d'image à deux lentilles convergentes en configuration $4f$ a été mis en place pour imager le faisceau à la sortie de l'amplificateur sur l'entrée du compresseur, comme présenté dans la figure 3.4.

Après des analyses dimensionnelles, les optiques ont été choisies pour supporter une fluence maximale de 1 J/cm^2 . Une focalisation ayant lieu sur le trajet, pour éviter l'interaction avec l'air et la dégradation spatiale de l'impulsion, un tube sous vide a été installé entre les deux salles.

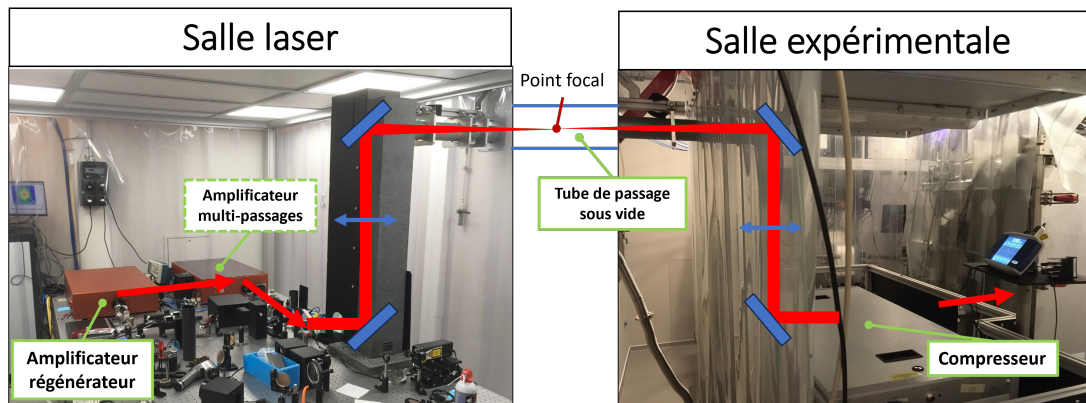


FIGURE 3.4 – Schéma de l'imagerie de transport des impulsions de la salle laser vers la salle expérimentale à travers un tube sous vide de longueur 160cm. Le grandissement est de 1.

Des évaluations de la stabilité du pointé laser à travers ce système de relais d'image

ont été effectuées en champ proche puis en champ lointain. Les résultats montrent des déplacements angulaires de $\pm 2.7 \mu\text{rad}$ et $\pm 3.3 \mu\text{rad}$ respectivement dans les directions horizontale et verticale à l'entrée du compresseur. Ces déplacements respectent bien la plage d'acceptabilité du constructeur.

3.2 Taille de source par la méthode des couteaux

On l'a vu, l'un des objectifs de la source X que j'ai contribué à développer est, outre l'imagerie par absorption à haute résolution, la réalisation d'imagerie par contraste de phase, notamment par la technique du masque de Hartmann adaptée aux rayonnements X durs par *Imagine Optic*. À ce jour, le cahier des charges en termes de taille de source nécessaire n'est pas définie avec une grande précision, mais les meilleures estimations indiquent qu'une taille de 10 à 20 μm serait acceptable.

La connaissance de la taille de la source X est donc très importante. Plusieurs techniques [117]-[119] peuvent être employées pour la mesure et nous avons choisi de procéder par la méthode des « couteaux » (en anglais *Knife Edge Technique*) qui est une méthode couramment utilisée et qui est relativement simple à mettre en place et en faisant l'hypothèse que la source est de forme gaussienne.

3.2.1 Méthode

Les couteaux sont des feuilles minces en métal, avec des bords francs et un numéro atomique Z élevé. Le principe illustré dans la figure 3.5 consiste à imager la pénombre des bords fins de ces couteaux par un détecteur pixelisé placé à une certaine distance de la source. L'utilisation d'un matériau dense est favorisée de sorte à absorber tous les photons et d'observer un bord franc, net et contrasté sur les images à analyser.

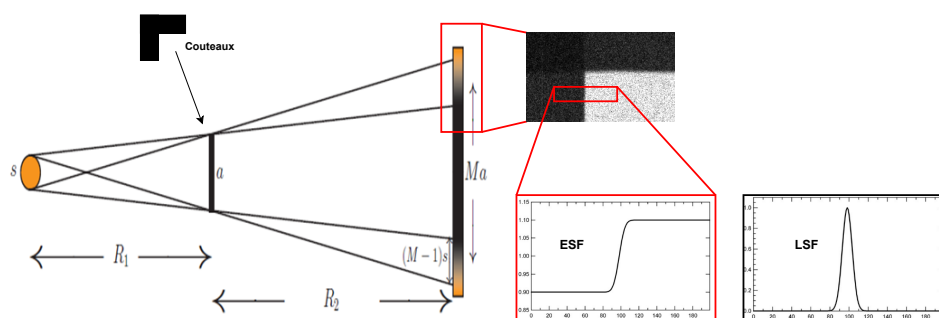


FIGURE 3.5 – Schéma de la configuration expérimentale.

Les couteaux sont placés à une distance R_1 , généralement proche de la source. Le détecteur est placé à une distance $R_1 + R_2$, suffisamment éloignée de la source afin de garantir un grandissement M élevé avec, $M = \frac{R_2}{R_1}$. Ces distances sont connues.

Les images sont intégrées sur plusieurs tirs laser. Les pénombres verticale et horizontale correspondent respectivement à la taille verticale et horizontale de la source X.

Pour estimer la taille de la source X, on trace le profil d'intensité du bord de l'objet appelé « *Edge Spread Function* » (ESF). Pour cela, on sélectionne une zone du bord vertical ou horizontal. Ce profil peut être approximé par une fonction erreur ($erf(x)$) qui est

l'intégrale d'une fonction gaussienne. En effet, l'allure de la pénombre correspond bien à ce que l'on attend pour une source de profil gaussien.

$$ESF(x) = y_0 \pm A \times erf\left(\frac{x - x_0}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (3.1)$$

Le paramètre intéressant est σ , qui représente la pente de la courbe. Plus cette pente est raide, plus la taille de la source X est petite.

En dérivant la fonction ESF, nous obtenant une *Line Spread Function* (LSF) de type gaussien :

$$LSF(x) = B \times exp\left(\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.2)$$

La taille de la source est généralement mesurée à la mi-hauteur de cette fonction LSF gaussienne.

De plus, pour que les images aient suffisamment de statistique pour être exploitées, elles sont généralement enregistrées en accumulant plusieurs tirs laser. La taille estimée est alors une taille intégrée, qui est en réalité plus large que la taille intrinsèque de la source X (un seul tir). Cet élargissement peut être dû à des variations de la position du pointé du laser qui influencent la position d'émission X.

Le profil tracé est traité sous MatLab par l'approximation de la fonction ESF.

Pour examiner la qualité de l'approximation, on analyse deux coefficients : SSE (*Sum of Squares due to Error*) et R^2 (*R-Square statistics*). Il faut que SSE soit le plus petit possible et R^2 soit le plus proche de 1. Lorsque la convergence du fit n'est pas suffisante, c'est-à-dire $R^2 < 0.9$. Les résultats sont rejetés.

La taille de la source X est définie comme étant la largeur à mi-hauteur de la dérivée de la fonction d'erreur *erf*. L'ensemble de cette partie d'analyse étant automatisée, il a été possible d'analyser un grand nombre de séries de données afin de déterminer la taille intégrée moyenne de la source X ainsi que sa variation.

Plusieurs des instruments présentés précédemment peuvent être utilisés pour faire des images de couteaux. Ce sont les détecteurs possédant des surfaces de détection larges (Matrix, Gadox, Advacam et DC).

Les tailles de source X générée par laser ont déjà été mesurées dans plusieurs des travaux antérieurs. Ils montraient qu'elles sont toujours plus grandes que la taille de la tache focale du laser d'un facteur 2 à 4.

En effet, le plasma formé lors de l'interaction laser-solide accélère les électrons chauds dans le plan transverse de la cible. La taille de la source X dépend donc de la taille du faisceau d'électron et de leur divergence dans la cible. On attend à ce qu'elle soit légèrement plus large comparée à la taille de la focale du laser, mais qu'elle reste de l'ordre de la dizaine de micromètres.

Pour que les images des bords soient exploitables et que les résultats soient fiables, il faut que la résolution spatiale de la mesure soit suffisante pour résoudre la pénombre. Pour y satisfaire, il faut que la taille du pixel soit petite devant la taille de la source X multipliée par le grandissement. Donc, soit la taille de pixel des détecteurs est petite, typiquement l'ordre de quelques micromètres. Ce qui n'est pas le cas de nos différents détecteurs (la taille de pixel la plus petite est de 13.5 μm pour le détecteur CCD à détection

indirecte appelé Gadox). Soit, on travaille avec un grandissement suffisant. C'est ce que nous privilégions.

Dans les deux environnements expérimentaux, pour une mesure de taille de source avec une bonne résolution spatiale, le grandissement est au moins de 10. En effet, pour un grandissement égal à 10 et une taille de pixel de 20 μm , si on suppose que la taille de la source X est de 10 μm , l'image de la pénombre serait ainsi étalée sur 100 μm , soit 5 pixels.

La précision de la mesure dépend aussi de la gamme d'énergie des photons émis et de la plage de sensibilité spectrale du détecteur (QDE). Pour une cible en molybdène, on parle de taille de source à 17 keV. Il sera montré plus tard dans ce manuscrit, pour les autres cibles étudiées, que la mesure de la taille de source est plus difficile en raison de la réponse des différents détecteurs qui sont peu sensibles à leurs énergies de photons X K_{α} . Aussi les lames deviennent plus transparentes aux X d'énergie plus élevée.

3.2.2 Traitements d'images

La mesure de la taille de la source X est faite sur de nombreuses séries d'images. Un code d'analyse entièrement automatique est écrit sous MatLab. Avant d'extraire l'information sur la taille, il est nécessaire d'effectuer des traitements préalables sur les images.

Le profil d'intensité des bords est tracé en moyennant l'image sur une zone plus ou moins grande en fonction du niveau de signal. Pour les images issues d'un tir laser unique, la faiblesse du signal impose une zone d'analyse grande.

Dans le cas où les couteaux ne sont pas parfaitement alignés selon les lignes ou colonnes des pixels, comme c'est le cas dans la figure 3.6, il est nécessaire de redresser l'image pour éviter d'induire un élargissement apparent de la taille de source.

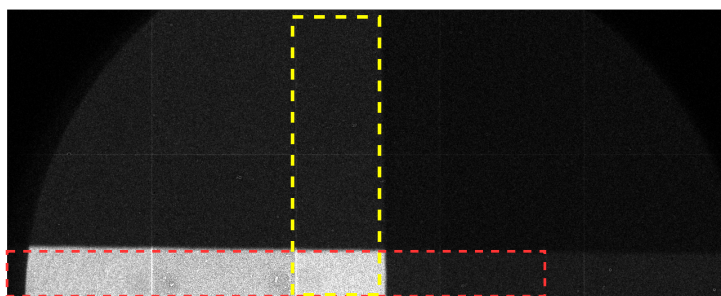


FIGURE 3.6 – Exemple d'image radiographique des bords de couteaux utilisée pour l'analyse de la taille de source. Les bords ne sont pas parfaitement parallèles aux lignes et colonnes des pixels.

Les deux couteaux ne sont pas forcément parfaitement perpendiculaires entre eux, donc un traitement différent est appliqué pour chaque bord.

Lorsque le rapport signal/bruit est important, il est facile de déterminer les directions des bords.

Alors que pour les images issues d'un seul tir laser, pour lequel le rapport signal/bruit peut être plus faible, il est plus difficile de distinguer la direction du bord. Pour cela, j'ajoute plusieurs images pour dans un premier temps déterminer les angles de correction, puis je les applique à chacune des images individuellement.

Le traitement des images concerne également la suppression des pixels défectueux qui

retournent des valeurs aberrantes, comme pour la correction d'intensité pour des détecteurs qui ont des surfaces plus grandes, comme c'est le cas au bord des modules pour le détecteur Advacam.

3.3 Stabilité de flux et du pointé de la source X

La stabilité recouvre la stabilité en position (laquelle affecte la taille de source effective intégrée dans le temps) ainsi que la répétabilité tir-à-tir du nombre de photons émis. La stabilité de la source dépend de la stabilité mécanique du système de conversion et de la fluctuation temporelle de la position et de l'énergie de chaque impulsion laser, appelé le *jitter*.

La stabilité du système de conversion comprend les vibrations mécaniques des moteurs et le parallélisme de la surface en interaction. Pour le système de faible cadence, les vibrations des moteurs sont négligeables. En effet, une impulsion est envoyée lorsque les moteurs sont à l'arrêt. Les vibrations liées à la pompe sont également contrôlées en arrêtant celle-ci pendant la prise des données. En revanche, pour le système à ruban, les moteurs sont continuellement en mouvement.

Le déplacement de la cible, illustré dans la figure 3.7, doit être parallèle à sa surface. Le non-parallélisme entraîne (i) la focalisation du laser en amont ou en aval de la cible qui peut affecter le rendement de conversion, (ii) provoque un élargissement de la taille de la source et (iii) un déplacement du point d'émission.

Le parallélisme de la cible dans le dispositif expérimental SOPHIA est évalué en imageant la face arrière de la cible. L'alignement est bien fait si les images restent nettes lorsque l'on balaye l'échantillon sur toute sa surface. Dans le cas du setup à haute cadence, la mesure est réalisée avec un capteur confocal qui permet de contrôler sa distance au plan de la cible.

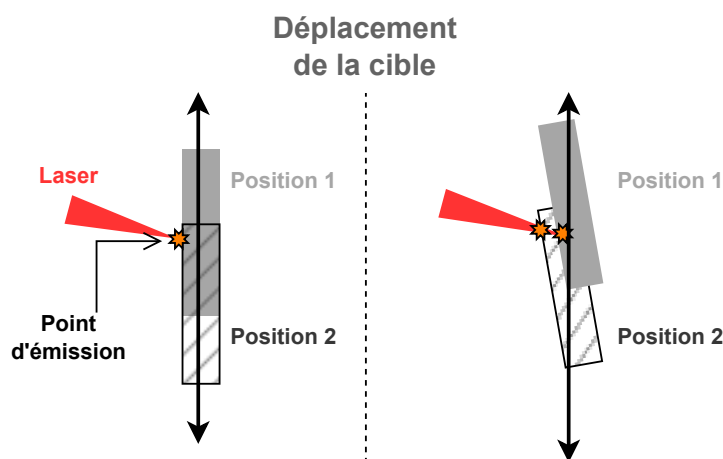


FIGURE 3.7 – Schéma illustrant l'effet du déplacement d'une cible désalignée. À gauche, le déplacement est bien parallèle à la surface de la cible. À droite, ce n'est pas le cas et le laser n'est pas bien focalisé sur toutes les positions de la cible. Par conséquent, le flux de photons est dégradé, la taille de la source X est variable et la position de l'émission est décalée.

Pour évaluer la stabilité générale, nous pouvons reprendre les images des couteaux. Dans ces images, nous pouvons extraire une autre information qui est la position de

l'émission de la source. Nous rappelons ici que les lames et le détecteur sont fixes. Deux images des couteaux issues de la même série de données sont illustrées dans la figure 3.8. Sur ces images, nous pouvons observer nettement le déplacement vertical et horizontal des deux lames de couteaux correspondant au décalage de la source X. Nous pouvons évaluer ces déplacements et les corrélérer avec les résultats obtenus sur la taille de la source et le flux de photon, enfin déduire la résolution spatiale d'une image.

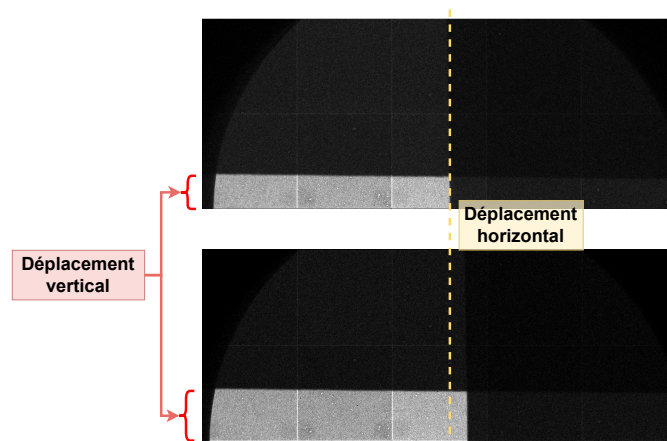


FIGURE 3.8 – Images des couteaux issues de la même série de données expérimentales. Les décalages entre les bords horizontal et vertical permettent de remonter au déplacement de la source X.

3.4 Spectre d'émission

Les diagnostics adaptés à la mesure du spectre X d'une source continue ne sont pas nécessairement adaptés pour une source impulsionnelle et brève. En raison de la forte intensité des photons générés dans un temps bref, les électroniques dont le temps de réponse est typiquement de l'ordre de la milliseconde, se trouvent rapidement saturées. Des événements manqués ou des effets d'empilement sont alors très fréquents. De nouveaux outils ont donc été développés.

Pour la mesure du spectre, nous avons utilisé deux instruments : Matrix et CCTS au sein du laboratoire CELIA.

3.4.1 Analyse des images Matrix

Matrix est une caméra CCD à discrimination en énergie et est capable de fournir un spectre en un seul tir laser. Une image de taille 1300×1340 pixels acquise par Matrix est montrée dans la figure 3.9.

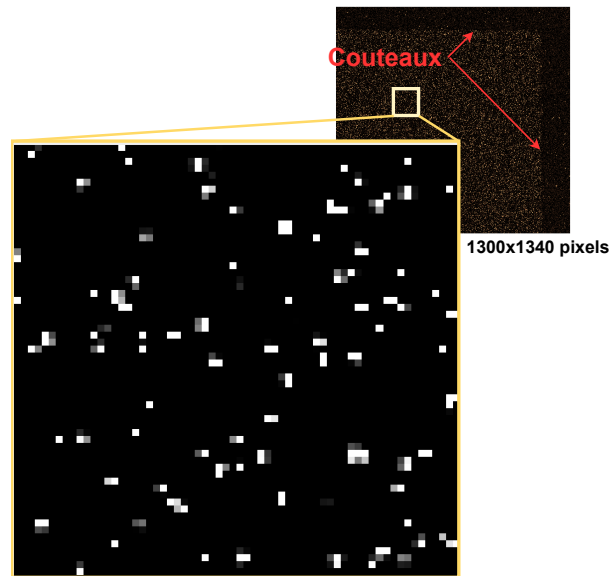


FIGURE 3.9 – Image obtenue par le détecteur Matrix et un zoom sur cette image X après traitement de bruits.

La surface du détecteur doit être placée sous vide, le détecteur Matrix est alors fixé au niveau d'un hublot, à 45° de l'incidence du laser et à une distance d'environ $1m$ du point de source.

Pour obtenir un spectre résolu, il faut parfois réaliser plusieurs acquisitions successives. Pour extraire le spectre d'une image, il est nécessaire de respecter la condition qu'un seul photon arrive dans un pixel (pour éviter des problèmes d'empilement). Il faut donc réduire le flux de photons. Par conséquent, la statistique sera toujours faible sur une image unique. Des filtres sont placés en amont afin de bloquer les photons X dits « mous », possédant des énergies en dessous du keV . Comme la collection se fait en face avant, les électrons de faibles températures générés à la surface de la cible produisent un nombre important de photons d'énergie faible qui nous sont inutiles. Un premier filtre, $5mm$ de polypropylène, est placé proche de la source. Il permet de couper efficacement les photons en dessous du keV . Puis un collimateur en plomb est placé devant le détecteur. Il permet de réduire les photons incidents sur le détecteur ne provenant pas directement de la source, qui sont diffusés par l'environnement. Le dernier filtre est intégré dans le détecteur, il s'agit de $25\ \mu m$ de Béryllium situé juste devant la surface active. Son rôle principal est de protéger le capteur CCD de la lumière visible et des photons de faible énergie fluorescés par le filtre en polypropylène.

Avant de tracer le spectre en faisant un simple histogramme de l'image, nous faisons une mesure du bruit de fond du détecteur lié au bruit électronique propre au détecteur. L'homogénéité surfacique du bruit nous a permis simplement d'établir un seuil pour lequel les signaux enregistrés inférieurs à ce seuil sont négligés dans le tracé du spectre.

Supposons dans un premier temps, qu'un photon dépose toute son énergie dans un seul pixel. Pour remonter à un spectre, la méthode la plus simple est de faire l'histogramme de l'image.

Or en réalité, l'énergie d'un photon peut être étalée sur plusieurs pixels [113] par la diffusion des charges dans le semi-conducteur. L'énergie du photon incident absorbée par un pixel central est convertie en charge électrique qui peut se disperser spatialement. Cela

entraîne une répartition de l'énergie du photon sur plusieurs pixels adjacents. La distance de diffusion des électrons étant courte, typiquement quelques micromètres, elle est petite devant la taille d'un pixel ($20 \times 20 \mu\text{m}$). La probabilité que les charges soient étalées au-delà du pixel adjacent est donc faible.

Pour extraire un spectre, on peut donc penser à regrouper les valeurs de ces pixels adjacents. Ce traitement d'image est connu sous le nom de « *binning* ».

Nous avons d'abord effectué un simple binning 3×3 sur l'image, puis tracé son histogramme. Cependant, ce traitement simple n'est pas pertinent. En effet, avant de faire le binning, il faut d'abord localiser les pixels centraux où un photon dépose la majorité de son énergie. Ce sont donc les pixels possédant la valeur la plus haute. Une fois ces positions connues, un binning de 3×3 centré peut être effectué.

Enfin, après ce traitement, le spectre peut être tracé en faisant l'histogramme de l'image. Les spectres tracés dans la figure 3.10 montrent l'effet des différents traitements appliqués. Les données sont issues d'une même série d'acquisitions de rayonnement X produit sur une cible de molybdène.

Nous pouvons observer que sur les trois spectres les pics représentant les raies K_α et K_β d'une cible de molybdène se retrouvent quasiment aux mêmes positions. Le décalage des pics est dû à la récupération de la fraction d'énergie étalée sur les pixels voisins. Après les binning, les pics se trouvent alors à des énergies plus élevées, ce qui est apparent sur la figure 3.10.

Un nombre important d'événements interprétés comme étant de faible énergie (en dessous de 1000 ADU) sont en fait des artéfacts correspondant à l'étalement des photons de haute énergie. Après le traitement d'un binning 3×3 sur les images le nombre de photons K_α est plus important. Nous pouvons également observer une coupure aux alentours de 600 ADU qui est due au filtre de 5 mm de polypropylène placé en amont. Cette coupure est plus prononcée sur le spectre issu du binning 3×3 centré.

De plus, il a été également discuté dans les travaux de *Fourment et al.* [113], que lorsqu'un photon étale son énergie sur plusieurs pixels, une petite fraction de l'énergie est perdue dans la jonction entre les pixels, ce qui explique un petit écart résiduel entre le signal ADU mesuré et le signal ADU théorique. Dans la calibration ADU vs énergie, on réajustera grâce aux informations sur la position de la coupure du filtre et les positions des pics. Nous pouvons donc retenir le traitement binning 3×3 avec localisation des pixels primaires.

Pour effectuer la calibration en énergie des signaux enregistrés, il faut connaître les caractéristiques du détecteur : la sensibilité spectrale du capteur $\sim 5 - 30 \text{ keV}$ et l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou (3.65 eV). Cela donne alors un coefficient de conversion de 7.08 eV par ADU.

Pour remonter au flux de photons émis par la source à partir des événements détectés, il faut prendre en compte l'efficacité quantique de détection QDE, les différents filtres utilisés ainsi que la géométrie (angle solide, angles d'observation).

3.4.2 Analyse des IPs du CCTS

La description et le principe de fonctionnement du spectromètre à cristal en transmission CCTS ont été développés dans le chapitre précédent.

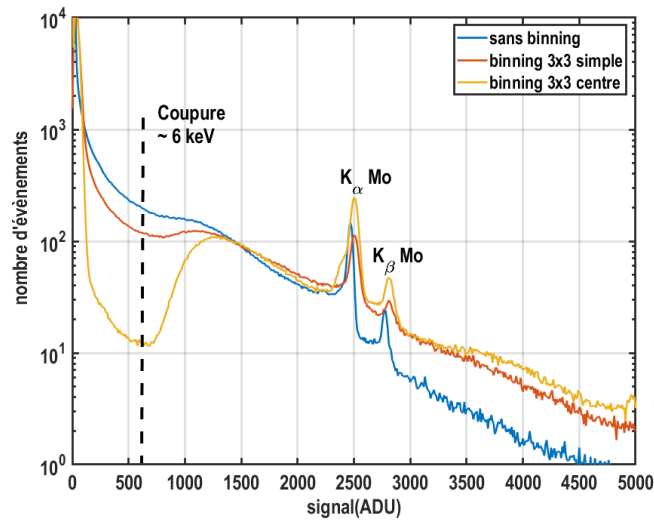


FIGURE 3.10 – Résultats des différents traitements de binning sur les spectres acquis par Matrix. Le nombre d'évènements est sommé sur le nombre d'images acquises (50 images).

J'ai développé un programme d'analyse automatique des données sous Matlab qui regroupe les procédures et les traitements dont je vais en parler en détails dans la suite, et qui permet de remonter à un spectre d'émission de la source à partir de l'image enregistrée sur un écran photo-stimulable IP.

Un exemple du spectre enregistré sur une IP du spectromètre CCTS est illustré dans la figure 3.11. Deux spectres identiques et symétriques sont de part et d'autre du centre lumineux par rapport à son axe vertical. Le point lumineux correspond à l'image d'un trou (pinhole) de diamètre 100 μ m.

On peut voir nettement sur l'image les deux raies K_α et K_β de la cible molybdène ainsi les flancs d'absorption K des trois filtres de matériaux différents (voir tableau.3.1) placés devant le cristal.

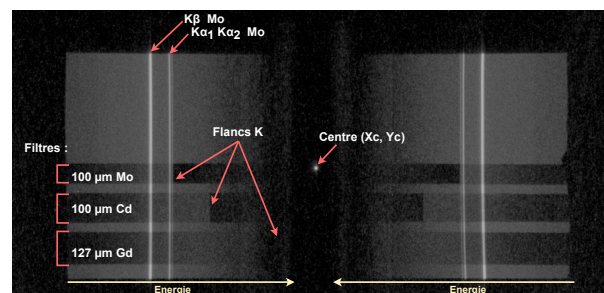


FIGURE 3.11 – Exemple d'une image de spectre enregistrée sur l'IP après 1000 tirs sur une cible de molybdène. Les dimensions horizontale et verticale correspondent respectivement à la dispersion spectrale et spatiale. Les flancs K des différents filtres (Mo, Cd et Gd) et les raies K_α et K_β de la cible ont servi de repère pour la calibration en énergie.

Traitement d'IP :

Avant de transformer une image enregistrée sur une IP sous forme de spectre, quelques opérations de traitement d'images sont réalisées.

Tout d'abord, il faut s'assurer que l'IP est bien centrée. En effet, une IP peut être mal

Filtre	Épaisseur (μm)	Énergie du flanc K (keV)
Mo	100	20.00
Cd	100	26.71
Gd	127	50.23

TABLE 3.1 – Tableaux des caractéristiques des filtres du CCTS.

placée dans le CCTS ou lors de la lecture dans le scanner. Dans cette étape, une opération simple est d'appliquer une rotation à l'image. L'angle de rotation est calculé en fonction de quatre points de l'image qui sont en fait les positions hautes et basses des raies (cercles verts sur la fig.3.12 à gauche). À l'issue de cette opération, le centre est désormais différent. De nouvelles coordonnées sont attribuées au point central (X_c, Y_c).



FIGURE 3.12 – Redressement d'une IP. Le centre de l'IP doit être recalculé.

L'angle de diffraction subi par les photons dépend de leur énergie. Plus l'énergie est petite, plus l'angle de déviation par rapport à leur direction initiale est grande. Ceci est traduit par une distance plus éloignée du centre (X_c, Y_c) de l'IP. De plus, la déviation introduit une distorsion des raies sur l'image. Comme nous pouvons le remarquer sur l'image du haut de la figure 3.13, les traits correspondant aux raies K_β sont légèrement courbés. Plus on s'éloigne du centre, plus cette courbure va être prononcée. La correction appliquée est alors différente et dépend de la position par rapport au centre.

La courbure introduite est très faible. Mais pour conserver une bonne résolution spectrale lorsque l'on intègre sur une portion large de l'IP, je décide de corriger la courbure des raies.

Grâce aux différents éléments de cible utilisés, j'ai pu évaluer le comportement de la courbure en fonction de la position des raies. Pour cela, j'ai d'abord approximé chacune des raies courbées par un polynôme d'ordre deux : $(Y - Y_r) = a \times (X - X_r)^2 + Y_0$. Avec X_r et Y_r représentant les coefficients d'une position attribuée à la raie. Puis j'extrai les coefficients a et Y_0 représentant respectivement la courbure et la position. Un exemple d'identification de la courbure est montrée dans la figure 3.14.

L'évaluation de la courbure est réalisée sur les différentes raies caractéristiques des différents éléments de cible utilisés tels que le molybdène et le gadolinium. Les raies caractéristiques du tantale ont des énergies proches de la limite de détection du CCTS donc proche de centre. Ces raies ne présentent quasiment pas de courbure.

Lorsque je trace les différents points (a, Y_0) , je remarque que la courbure des raies est proportionnelle à la distance par rapport au centre, comme montré dans la figure 3.15.

La correction de la courbure est à présent réalisable. Le traitement se fait ligne par ligne, en appliquant la formule inverse du polynôme de second degré :

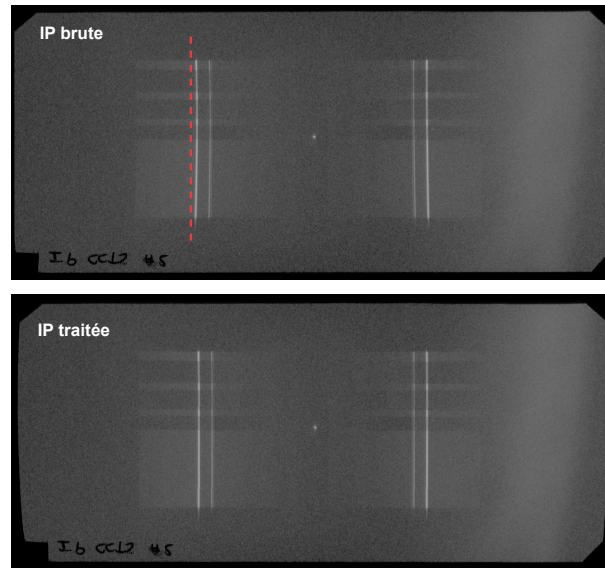


FIGURE 3.13 – Les images de l'IP avant (*haut*) et après (*bas*) la compensation de la courbure induite par le cristal.

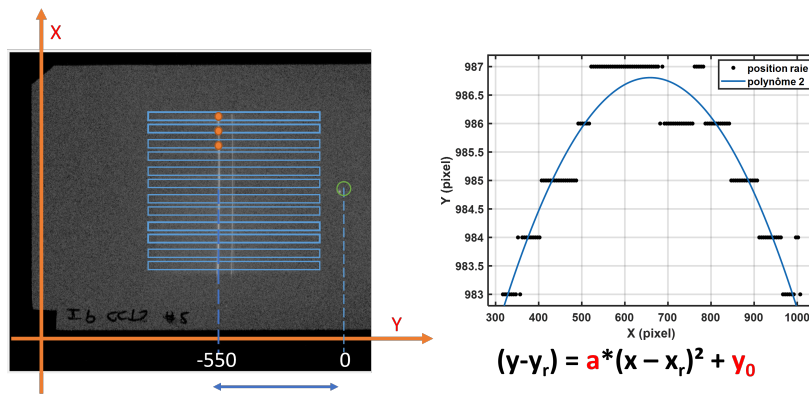


FIGURE 3.14 – Exemple de traitement d'identification de la courbure d'une raie. Dans un premier temps, les profils du spectre à différentes positions X (rectangles bleus) sont tracés. Dans chacun des profils, la position d'une même raie est extraite (points noirs). On approxime cette courbure par une fonction polynomiale du second degré.

$$ligne = (Y - Y_c) - P_1 \times (Y - Y_c)(X - X_c - X_r)^2 + Y_c \quad (3.3)$$

Cette démarche de détermination des points (a, Y_0) et d'estimation de la pente P_1 doit être réalisée à chacune des campagnes de manipulation. L'alignement du spectromètre peut être différent car, entre temps, il peut être rangé ou déplacé dans d'autres installations.

Une image d'IP résultant des traitements d'image décrits dans ce paragraphe est montrée dans la figure 3.13. Il faut mentionner que ma méthode présente un petit défaut : une légère perte de résolution lorsque j'applique la correction. Le signal dans un pixel peut en effet être réparti dans deux pixels adjacents, mais l'effet est ici négligeable.

Le dernier traitement, avant de faire les calibrations en flux et en énergie, est l'évaluation du bruit de fond. Nous rappelons ici que l'IP est placée à la position rapprochée (sur le cercle de Rowland), les données utiles n'occupent qu'une partie centrale de la surface de

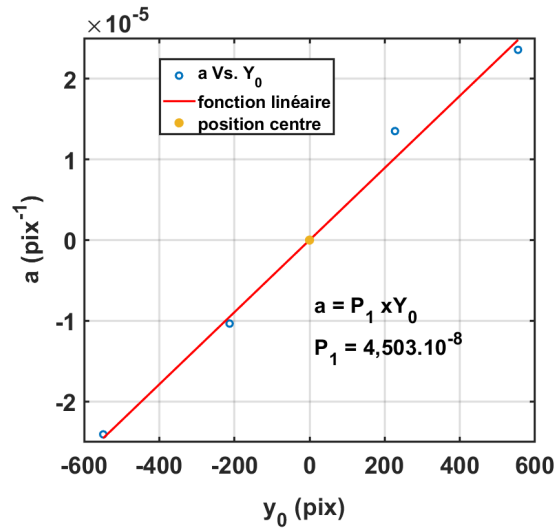


FIGURE 3.15 – La courbure introduite à l'image enregistrée en fonction de la distance par rapport au centre. La pente est $P_1 = 4.503 \times 10^{-8} \text{ pix}^{-2}$.

l'IP. Le bruit de fond peut alors être déterminé en moyennant le signal mesuré en dehors de cette partie centrale.

Calibration en énergie :

Dans le chapitre 2, la formule générale pour convertir la distance en énergie sur l'IP a été établie (voir 2.16). Dans notre cas, l'IP est placée à la position rapprochée, la formule devient alors :

$$X_E = hc \times \frac{R_c}{2d} \times \frac{1}{X_y} \quad (3.4)$$

Lors de l'analyse, nous avons remarqué qu'en appliquant directement cette formule les raies ont un décalage d'environ $\pm 0.1 \text{ keV}$ par rapport à leur énergie théorique. Ce léger décalage peut être dû à l'imperfection des traitements d'image effectués, mais aussi au rayon de courbure R_c du cristal. Ce dernier paramètre étant plus difficile à vérifier, dans les analyses, on ajustera cette formule en laissant R_c comme paramètre libre. Cette formule de calibration en énergie peut être raffinée par la suite en utilisant les positions des flancs K des éléments constituant les filtres et les positions des raies caractéristiques, dont les énergies sont tabulées.

À titre d'exemple, en intégrant les différentes zones de l'IP, on obtient différents spectres issus d'une cible de gadolinium, tracés dans la figure 3.16.

Calibration de flux :

Le spectromètre CCTS nous fournit un spectre avec une calibration absolue du nombre de photons X détecté. Nous pouvons donc remonter au flux de photons émis par la source. Les différents termes utilisés pour la calibration sont définis dans le chapitre 2. Je les rappelle ici :

- Les milieux traversés par les photons avant d'atteindre le détecteur : la transmission du filtre d'aluminium \mathbf{T}_{alu} puis chacun de trois autres filtres \mathbf{T}_f en fonction de la zone de l'IP analysée (signal moyenné dans la direction verticale).

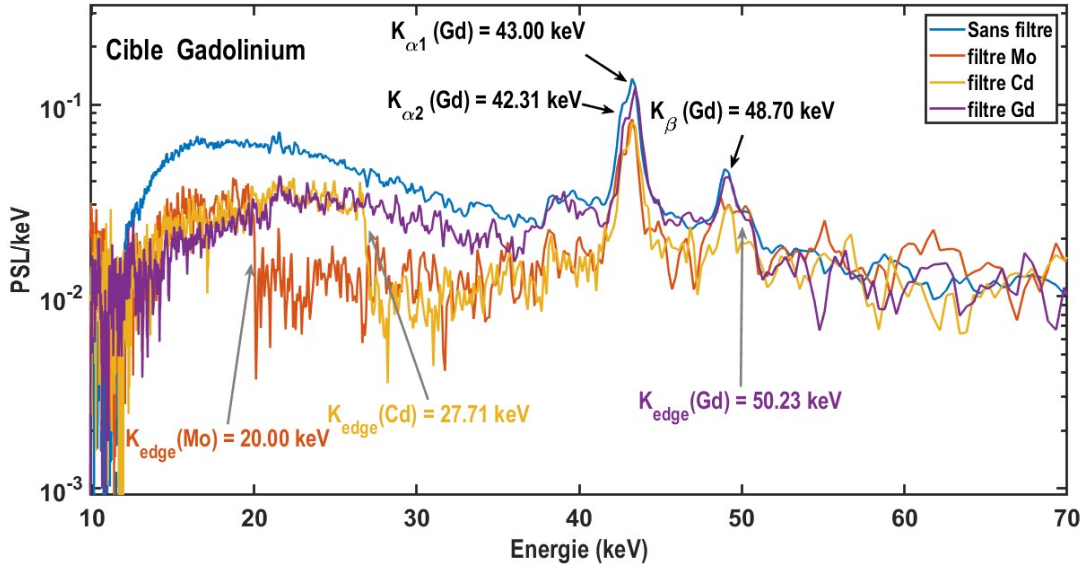


FIGURE 3.16 – Exemple de spectres enregistrés par une IP. La cible utilisée est du gadolinium. Les différents spectres correspondent aux différentes positions sélectionnées sur l'image. En bleu, les photons collectés ne traversent pas de filtre. Les trois autres spectres sont filtrés soit par une feuille de molybdène (*en orange*), soit par une feuille de cadmium (*en jaune*) ou encore par une feuille de gadolinium (*en violet*).

- La réflectivité intégrée du cristal \mathbf{R}_{int} exprimée en $[\text{rad}]$.
- Les caractéristiques de l'IP utilisée : sa réponse $\mathbf{IP}_{\text{resp}}$ exprimée en $[\text{mPSL}/\text{photon}]$.
- Le temps de latence : **Fading** sans unité.
- La géométrie : la distance de l'IP \mathbf{D} et l'angle d'observation θ_{obs}

On rappelle notamment ici qu'en sortie du scanner, les signaux sont enregistrés en QL (*Quantum Level*) qui doivent être convertis dans un premier temps en PSL (*Photo-Stimulated Luminescence*). La relation liant QL et PSL dépend de la configuration du scanner IP. De plus, La calibration en énergie (pixel en keV) doit s'accompagner d'un ajustement approprié apporté sur les signaux pour passer de l'unité PSL/pixel à PSL/keV, en faisant le calcul suivant :

$$S_{[\text{PSL}/\text{keV}]} = S_{[\text{PSL}/\text{pixel}]} \times \frac{dy_{[\text{pixel}]}}{dE_{[\text{keV}]}} \quad (3.5)$$

En suivant le chemin parcouru par les photons, nous pouvons établir la formule suivante, qui permet de remonter au nombre de photons émis par la source \mathbf{N}_{srce} exprimé en nombre de photons/ tir/ keV/ sr :

$$N_{\text{srce}} = S \times \frac{1}{T_{\text{alu}} T_f \times \mathbf{IP}_{\text{resp}} \times \text{Fading} \times R_{\text{int}} \times \frac{\Delta x}{D}} \times \frac{1}{\text{nb_de_tirs} \times \cos(\theta_{\text{obs}})} \quad (3.6)$$

avec S : le signal enregistré en PSL et intégré sur une taille verticale $\Delta \mathbf{x}$.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux et interprétations

Introduction

Ce chapitre est consacré aux mesures des caractéristiques du rayonnement X émis par focalisation de nos différents lasers sur cibles métalliques, réalisées dans les laboratoires du CELIA et d'ALPhANOV.

Un des intérêts d'un système utilisant une cible métallique à l'état solide réside dans la gamme assez étendue de matériaux parmi lesquels choisir. L'interaction avec chacun de ces matériaux, de numéros atomiques Z différents, engendre la production de photons X K_α d'énergies différentes. Cela confère au système un caractère accordable en énergie en fonction des besoins d'une application donnée.

Le matériau le plus souvent utilisé dans ces travaux est le Molybdène ($Z=42$) qui possède une raie d'émission K_α à 17.5 keV. Cette énergie correspond à celle des sources utilisées dans les systèmes mammographiques avec compression du sein. Cependant, j'ai également étudié des matériaux de Z plus grands, tels que le gadolinium ($Z=64$) et le tantale ($Z=73$). Ces matériaux produisent des photons X K_α de respectivement 43.0 keV et 57.5 keV. Dans le cas de l'imagerie par contraste de phase du sein, ces matériaux doivent permettre de réaliser des images sans compression, plus confortables et une imagerie potentiellement tridimensionnelle. Le tantale (Ta) quant à lui est proche du tungstène ($Z=74$) qui est utilisé comme anode dans les sources X d'appareils d'imagerie médicale tels que les scanners. Ces énergies plus élevées permettent de faire abstraction de la compression du sein, ouvrant alors la voie à des applications alternatives avec plus de confort.

Les résultats expérimentaux exposés dans ce chapitre proviennent principalement des cibles solides possédant une surface d'interaction lisse, c'est-à-dire sans microstructure particulière. Une petite partie de ce chapitre portera sur des cibles avec une texturation de surface.

Je commencerai par exposer les résultats obtenus à l'aide du dispositif expérimental au CELIA. Cet environnement présente une grande flexibilité, rendant possible de faire varier les divers paramètres de l'interaction laser-matière, tels que l'angle d'incidence, les paramètres liés au laser et à la cible. L'analyse de l'émission des photons X tir-à-tir en

fonction de ces paramètres nous permettra de déterminer les conditions optimales pour obtenir un flux de photons maximal.

Ensuite, l'évaluation des photons K_α nécessite une connaissance spectrale du rayonnement X produit. Dans cette optique, les spectres sont mesurés principalement à l'aide du spectromètre calibré en absolu (CCTS).

Ensuite, une fois que nous avons maîtrisé l'influence des paramètres étudiés, nous pouvons les appliquer au dispositif expérimental de haute cadence de tirs.

La caractérisation tir-à-tir n'est pas réalisable sur le système de haute cadence. Les principales études faites se concentrent alors sur l'évaluation de la stabilité de la source X. Des améliorations sont alors constamment apportées au système dans le but de se rapprocher de plus en plus d'une utilisation préclinique.

4.1 Métrologie de la source X par laser à basse cadence

L'environnement expérimental pour la basse cadence avait été mis en place bien avant le début de ma thèse, permettant la réalisation de nombreux travaux sur l'interaction laser-plasma. J'ai exploité ce dispositif en configurant les conditions expérimentales que ce soit en ajustant les paramètres du laser ou de la cible pour répondre à mes problématiques.

Dans cette section, je vais présenter les caractéristiques du rayonnement X généré par la focalisation du laser Eclipse sur des cibles solides.

L'énergie sur cible des impulsions est en moyen de **80mJ**, avec une durée d'environ **1 ps** mesurée à mi-hauteur (comprimée sous vide à l'aide d'une paire de réseaux de diffraction). Deux niveaux de contraste temporel sont étudiés : soit "faible" à $\sim 10^5$, soit "amélioré" à $\sim 10^9$. La génération du rayonnement X se déroule dans la station SOPHIA dont une photographie est reproduite dans la figure 4.1.

Pour plus de lisibilité, la figure 4.2 représente un schéma simplifié de l'environnement expérimental en vue de dessus.

Les impulsions compressées sont focalisées sur la cible solide à l'aide d'un miroir parabolique hors-axe. La taille de la tache focale mesurée à mi-hauteur est de diamètre d'environ $11 \pm 1 \mu\text{m}$. De ces informations, nous pouvons estimer l'intensité de l'impulsion focalisée sur cible, qui atteint environ $6 \pm 1 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$.

L'angle d'incidence θ_i est évalué par rapport à la normale de la cible. L'angle de détection θ_d est défini entre la normale de la cible et l'axe du détecteur qui doit être pris en compte dans les analyses. Ces angles peuvent être réglés via un système de rotation motorisé monté sous le porte-cible. Ainsi le laser et les détecteurs restent fixes et la cible peut tourner pour varier les angles.

La zone de la cible en interaction avec l'impulsion est rafraichie par des motorisations transversale et verticale après chaque tir. Le pas fixé est de **200 μm** . Ces mécanismes de déplacement sont entièrement automatisés, contrôlables à distance et synchronisés avec l'arrivée du laser.

Les différents matériaux de cibles utilisés dans ce dispositif comprennent le molybdène, le gadolinium et le tantale, qui couvrent une gamme spectrale allant de $\sim 20 \text{ keV}$ à 60 keV .

Pour la collection des photons, divers instruments sont placés à des positions fixes, à des angles de 45° et à 90° par rapport à l'incidence du laser.

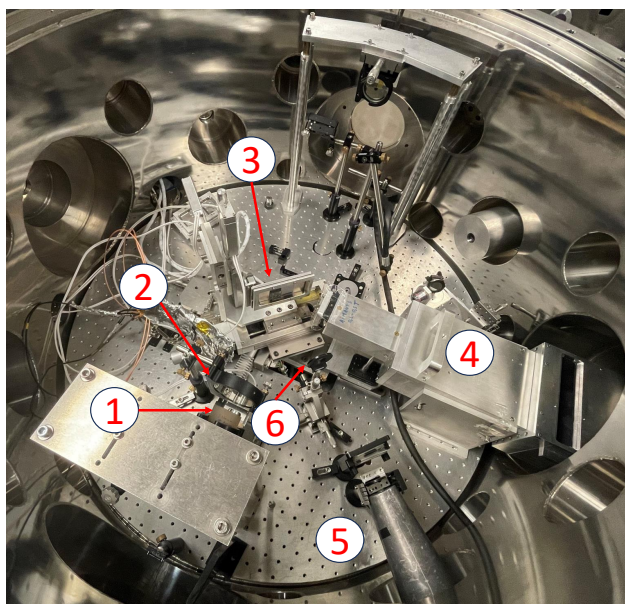


FIGURE 4.1 – Photo de la configuration expérimentale de la station SOPHIA. Les principaux éléments sont : ① la parabole, ② le pare-débris, ③ la cible, ④ le spectromètre du CCTS, ⑤ la position du CCD (Matrix ou Gadox) et ⑥ les lames de couteaux.

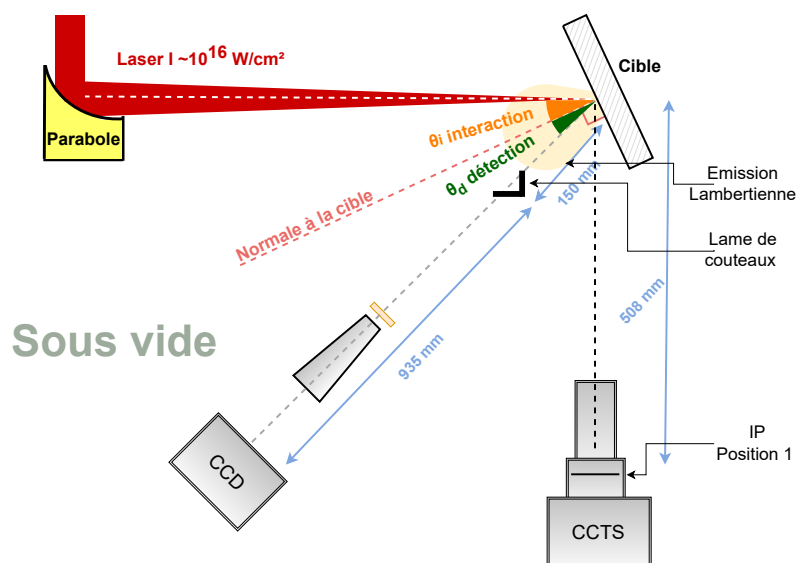


FIGURE 4.2 – Schéma simplifié vu du dessus du dispositif expérimental à basse fréquence. Les caméras CCD (Matrix et Gadox) sont placées à 45° de l'axe du laser. Le spectromètre à cristal CCTS est placé à 90° du laser. La cible est équipée de systèmes de mouvements transverses et rotationnel.

Les deux principaux instruments utilisés sont la caméra CCD Matrix et le spectromètre CCTS (cf. Chapitre 2). Certains des résultats illustrés proviennent également du scintillateur Gadox qui a l'avantage de posséder des pixels de $13.5 \mu\text{m}$, ce qui permet une meilleure résolution sur la mesure de la taille de la source X. De plus, le scintillateur Gadox présente une sensibilité spectrale plus large que Matrix (plus étendue vers les hautes énergie de photons X).

4.1.1 L'émissivité des photons X K_α

Dans cette section, je présente les résultats de la conversion laser/X, en mettant particulièrement en évidence l'émission des photons dans la raie K_α . Ces mesures ont été réalisées à l'aide du détecteur Matrix, grâce à l'option de la discrimination en énergie et la possibilité de mesure en mono-coup. Ce détecteur est limité à une énergie maximale de 20 keV. Alternativement, j'ai utilisé le spectromètre CCTS, qui offre une haute résolution spectrale et une sensibilité spectrale plus large. Cependant l'inconvénient est que les mesures doivent être accumulées sur un millier de tirs pour obtenir un signal suffisant. Les paramètres étudiés sont la géométrie de la cible et la qualité temporelle de l'impulsion.

4.1.1.1 Effet de l'angle d'incidence du laser sur la cible

Cette mesure est réalisée à l'aide de la caméra CCD Matrix qui est toujours placée à un angle de 45° par rapport à l'incidence du laser. Les paramètres du laser restent fixes, à savoir, une énergie délivrée sur la cible d'environ **80 mJ** avec une durée d'impulsion de **1 ps**. De plus, le contraste temporel de l'impulsion est maintenu au niveau amélioré, qui est **CR $\sim 10^9$** .

Matrix présente l'avantage de fournir un spectre exploitable en un seul tir laser. Il a permis de déterminer rapidement l'angle optimal pour la suite des expériences. Les capteurs en silicium de la caméra Matrix sont sensibles à des énergies inférieures à 20-25 keV. Par conséquent, la cible utilisée dans cette expérience est le molybdène Mo où la raie K_α est située à 17.48 keV.

La résolution spectrale de cette caméra est $\Delta E \sim 1$ keV à 20 keV, ce qui est insuffisant pour dissocier les raies K_{α_1} (17.48 keV) et K_{α_2} (17.37 keV), mais permet de séparer les raies K_α et K_β (19.61 keV).

Une série d'une cinquantaine de spectres a été enregistrée par angle étudié. Chaque spectre est issu d'une impulsion. Les spectres moyens en fonction de l'angle d'incidence θ_i sont tracés dans la figure 4.3 avec θ_i qui varie entre 5° à 45° .

Comme précisé précédemment, dans l'analyse, j'ai pris en compte l'angle de détection en supposant que l'émission X suit une distribution *Lambertienne*. Dans le cas du détecteur Matrix, l'angle de détection est défini comme $\theta_d = 45^\circ - \theta_i$.

À travers l'analyse de ces spectres, il est clair que l'angle d'incidence du laser a une influence sur la conversion laser/photons X. Dans notre cas, l'émission maximale des photons X K_α se produit à l'angle 45° .

En remontant plus haut dans la chaîne de l'interaction laser-matière, avec une intensité laser intermédiaire, c'est-à-dire entre 10^{16} W/cm² et 10^{18} W/cm², les mécanismes d'absorption prédominants dans le plasma sont l'absorption résonnante et le chauffage par le vide. Il est aujourd'hui difficile de déterminer lequel de ces deux mécanismes d'absorption domine ou si tous les deux coexistent.

Il a été montré dans plusieurs des travaux discutés dans le chapitre 1 que ces deux mécanismes d'absorption dépendent de l'angle d'incidence du laser. Selon certaines recherches, à un angle $\theta_i \sim 20^\circ$, l'absorption résonnant est prédominante, comme le montre l'étude de *Gibbon et Bell* [41]. Tandis qu'à un angle $\theta_i \sim 45^\circ$, c'est le chauffage par le vide qui domine.

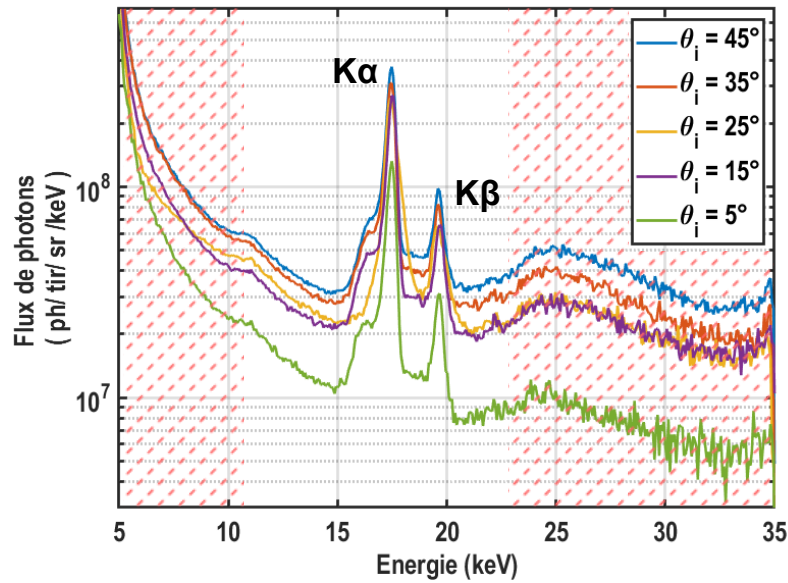


FIGURE 4.3 – Spectres d’émission X d’une cible Mo en fonction de l’angle d’incidence θ_i mesurés par le détecteur Matrix dans sa gamme d’énergie détectable [10 - 22.5 keV] (zone non hachurée).

À partir de ces spectres obtenus pour un tir laser unique, nous pouvons évaluer le nombre total de photons générés dans la plage d’énergie de sensibilité du détecteur, *i.e.* 10 - 22.5 keV, ainsi que le nombre de photons X K_α produits en fonction de l’angle θ_i . Ces données sont regroupées dans la figure 4.4.

Les deux zones hachurées sur la figure 4.3 ne sont pas prises en compte dans la détermination du rendement.

La croissance exponentielle du nombre de photons d’énergie inférieure à 10 keV découle principalement de la division par les très faibles coefficients de transmission du filtre placé devant le détecteur, à savoir 5 mm de polypropylène. Ces données sont alors peu significatives. De la même manière, l’efficacité quantique de détection est pratiquement nulle pour les photons d’énergie supérieure à 22.5 keV.

L’estimation de l’efficacité de conversion laser- K_α du molybdène est effectuée dans un intervalle de $\pm 7\%$ autour de la raie K_α , c’est-à-dire entre 16.26 keV et 18.70 keV.

Nos mesures indiquent que l’émission de photons X dans la gamme spectrale étudiée ainsi que dans la raie K_α augmente avec l’angle d’incidence. En effet, les mécanismes d’absorption présents et prédominants dans notre régime d’étude, à savoir l’absorption résonante et l’effet Brunel, dépendent sensiblement de la composante du champ électrique du laser perpendiculaire à la surface de la cible (ou suivant le gradient du plasma). Dans ce dispositif, le laser Eclipse est de polarisation P, cette composante n’est pas nulle et elle varie comme $\cos(\theta_i)$. Nos résultats ne permettent pas de déterminer un angle optimal, car le maximum se trouve à la limite de la plage angulaire explorée. Cependant, on sait que $I \propto \cos(\theta_i)$ et que le rendement va s’effondrer pour des incidences rasantes.

À l’angle $\theta_i = 45^\circ$, le rendement de conversion est maximisé sur la plage étudiée et s’élève à environ $3.4 \pm 0.4 \times 10^{-5}$. Cette valeur est évaluée sur π stéradians et pour un tir unique du laser.

Il est également important de noter que ces résultats ne contredisent pas les simulations PIC

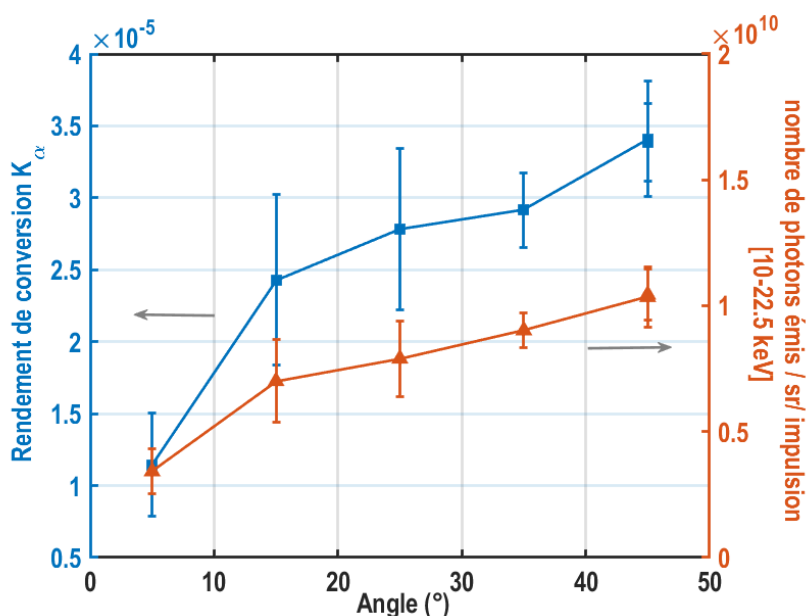


FIGURE 4.4 – Évaluation de l'influence de l'angle d'incidence sur le nombre de photons générés dans la plage 10-22.5 keV et le rendement de conversion K_α ($\pm 7\%$ de E_{K_α}) par l'interaction laser sur une cible de Mo.

(Particules-In-Cell) réalisées par *Gibbon et Bell*[41], malgré des conditions expérimentales différentes.

Les expériences ultérieures seront alors réalisées à l'angle d'incidence 45° , où nous avons observé la meilleure conversion dans la raie K_α . De plus, cet angle sera également appliqué au système de haute cadence. Car bien qu'il soit possible que le rendement continue de progresser un peu au-delà de 45° , la taille de source devrait augmenter aussi avec θ_i .

4.1.1.2 Effet de la morphologie de la surface de la cible

Les paramètres de l'impulsion laser, tels que la longueur d'onde, la durée de l'impulsion, la polarisation, l'angle d'incidence, et d'autres, influencent fortement les caractéristiques du plasma, comme la densité et la température des électrons chauds.

De plus, le plasma créé peut être modifié lorsqu'une pré-impulsion ou un piédestal ASE est présent avec une intensité supérieure ou égale à 10^{12} W/cm². L'état de la surface de la cible peut ainsi être modifié avant l'arrivée de l'impulsion principale d'intensité beaucoup plus grande. Le gradient de densité du plasma résultant peut potentiellement conduire à une émission de photons X considérablement plus importante, comme démontré dans les travaux antérieurs [4], [120].

La modification de la surface entraîne des changements dans la réflectivité du métal, ce qui induit un comportement d'absorption différent de l'énergie de l'impulsion principale. Ces constatations suggèrent de réaliser l'interaction directement sur une surface modifiée, comme une surface microstructurée afin d'augmenter le taux d'absorption.

Grâce aux savoirs-faire d'ALPhANOV en procédés laser de structuration de surface, nous avons pu réaliser des mesures sur des cibles présentant des surfaces structurées. Cela nous a permis de comparer l'émission de photons X avec celle d'une surface de cible

standard.

Nous avons choisi trois types de traitements différents. La première structure correspond à des ondulations périodiques de période 8 μm . La deuxième possède le même type de structures avec une période de 5 μm . Enfin, la troisième structure est appelée "noircissement". Ce traitement a permis de réduire la réflectivité optique de la surface à environ 8 % dans le proche infrarouge [110].

La figure 4.5 regroupe les spectres d'émission que nous avons mesurés sur une cible de molybdène, mettant en évidence l'influence de ces différentes structures de surface. Deux détecteurs ont été utilisés (Matrix et CCTS) pour examiner le comportement de l'émission de photon X K_α . Le spectromètre CCTS permet également d'évaluer le comportement de l'émission Bremsstrahlung grâce à sa sensibilité spectrale plus large.

Le même comportement de baisse de l'efficacité de conversion est constaté dans les mesures réalisées à la fois par Matrix et le spectromètre CCTS sur ces surfaces structurées.

En examinant de plus près ces résultats, il apparaît que la production de photons Bremsstrahlung et notamment des photons X K_α diminue sur les surfaces structurées. L'analyse montre que les rendements K_α présentent une diminution de 25 - 34 % sur ces surfaces. Cela peut s'expliquer par une modification de la focalisation de l'impulsion. En effet, l'angle d'incidence du laser est fixé à 45° qui est l'angle pour lequel la meilleure production K_α a été observée sur une cible de surface lisse. Cependant, cet angle perd sa signification en présence des structures, car il est en réalité localement modifié. C'est une hypothèse pour expliquer la baisse significative du rendement.

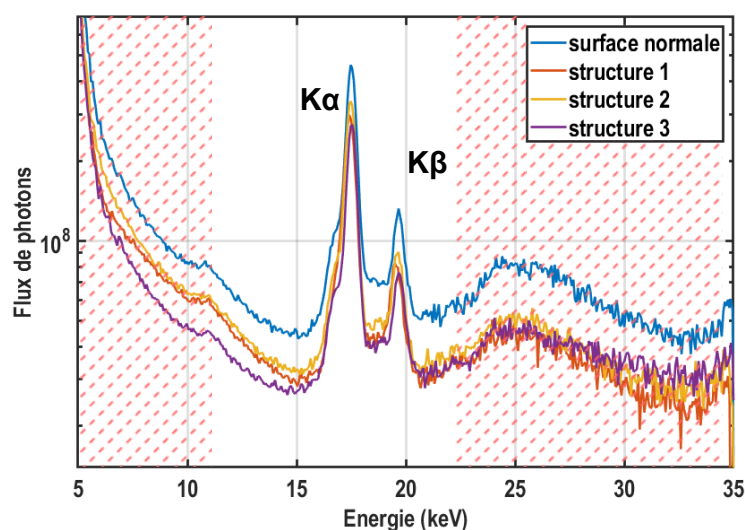
Nous verrons plus tard que la modification locale de l'angle d'incidence apporte d'autres modifications sur les caractéristiques de la source X/Laser. Nous n'avons malheureusement pas pu mettre en évidence une amélioration de l'efficacité de conversion laser/X à travers nos expériences avec des structurations de taille multi-micrométriques.

En comparant nos paramètres expérimentaux avec les travaux de *Gauthier et al.* [106] où l'efficacité de conversion est améliorée sur des microstructures, nous pouvons noter plusieurs différences :

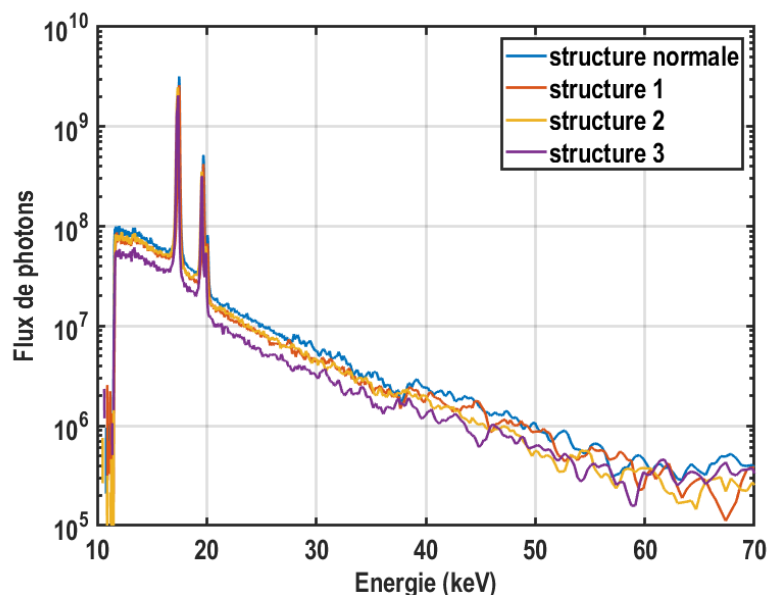
(i) la taille caractéristique de nos structures, réalisables à coût raisonnable, est de l'ordre de quelques micromètres, nettement plus importante que celle des structures utilisées dans les travaux de [106] qui sont de l'ordre de la dizaine de nanomètres (10 et 30 nm). Cette échelle est très inférieure à la longueur d'onde du laser qui est de 800 nm. Des structures plus petites ont tendance a priori à favoriser l'absorption de l'énergie laser, mais elles sont plus difficilement réalisables à partir d'une structuration par laser.

(ii) De plus, dans le cas des structurations périodiques que nous avons étudiées, les tailles sont de l'ordre du diamètre de la tâche focale à FWHM. L'incidence du laser 45° n'est pas significative. Dans l'étude de *Gauthier et al.* [106], sur une surface lisse la meilleure conversion X est observée à l'angle d'incidence 30°, tandis que sur les structures (réseaux) nanométriques, l'angle optimal s'élève à 70°.

La réalisation des structures plus petites nécessiterait des procédés laser différents et présenterait un coût supplémentaire, qui n'est pas forcément bénéfique pour notre application où la cible est un consommable qui possède une durée limitée d'utilisation et sera remplacée régulièrement.



(a) Caméra CCD Matrix



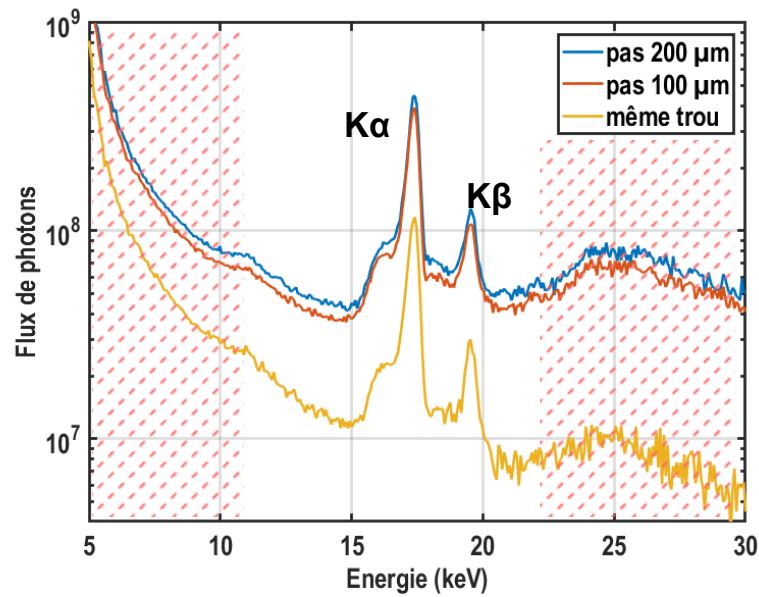
(b) Spectromètre à cristal CCTS

FIGURE 4.5 – Mesures de spectre d'émission X de la surface brute ("normale") et des surfaces structurées d'une cible de molybdène à l'aide des deux spectromètres à disposition : (a) Matrix et (b) CCTS. Les différentes structures sont des vaguelettes de période de 8 μm (structure 1), de période 5 μm (structure 2) et le noircissement (structure 3).

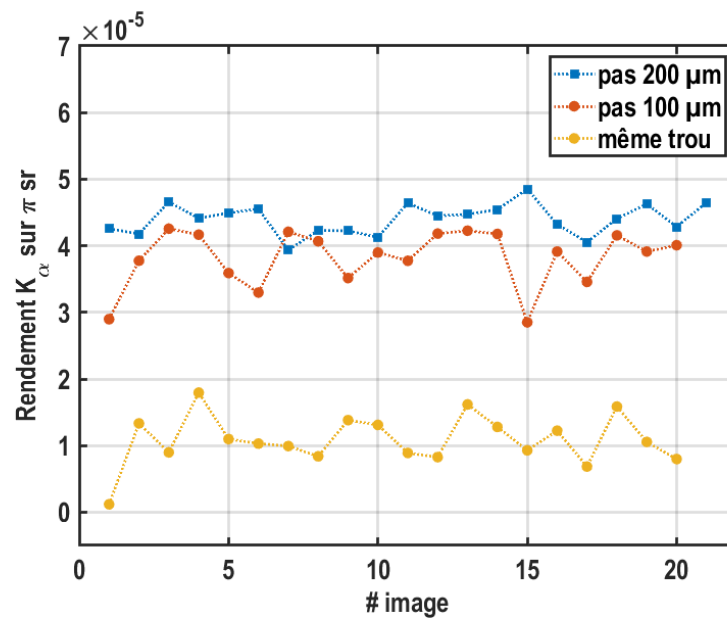
Pour optimiser l'utilisation de la cible, nous pouvons réduire l'espacement entre chaque tir, qui était initialement fixé à 200 μm . Dans le cas d'une cible à haute cadence, l'optimisation de l'espacement entre les impacts influe sur la compacité du système et/ou la durée d'utilisation possible.

La figure 4.6 présente trois spectres d'émission X obtenus avec un pas de tir de 200 μm , 100 μm et 0 μm (tirer de nouveau sur un même trou).

Le pas de déplacement de la cible entre chaque tir est fixé volontairement suffisamment large, à 200 μm , afin d'assurer la répétabilité des conditions d'interaction entre chaque



(a)



(b)

FIGURE 4.6 – Mesures de spectre d'émission X en fonction de l'espacement entre chaque tir et évaluation du rendement de conversion laser/ K_α (sur π sr) sur une série de ~ 20 tirs.

impulsion. Dans ces conditions, chaque impulsion est focalisée sur une surface vierge qui n'est pas contaminée par la zone affectée thermiquement autour du cratère créé par l'impulsion précédente.

Les rendements K_α mesurés sur une série de vingt images présentent une légère différence entre un pas de $200\mu\text{m}$ et $100\mu\text{m}$, qui sont $4.4 \pm 0.2 \times 10^{-5}$ et $3.8 \pm 0.4 \times 10^{-5}$ sur π sr respectivement.

La troisième série de mesures correspond au cas où la seconde impulsion est focalisée sur une surface déjà ablatée (sur les mêmes trous).

Les spectres montrent que la production des photons X diminue significativement. Une perte de 60% sur la production de photons K_α a été observée.

Examinons en détail cette réduction de conversion.

Tout d'abord, l'interaction d'une impulsion sur un trou engendre une défocalisation sur une distance correspondant à la profondeur du cratère, soit environ 75 μm . Cette profondeur a été mesurée au microscope (fig. 4.7).

Or, nous avons estimé précédemment que la distance de Rayleigh dans cette configuration expérimentale est de $Z_R = 340 \mu\text{m}$. La profondeur des trous est significativement inférieure à Z_R . La défocalisation n'apparaît pas suffisante à elle seule pour expliquer la baisse de rendement. D'autres facteurs peuvent contribuer à cette baisse.

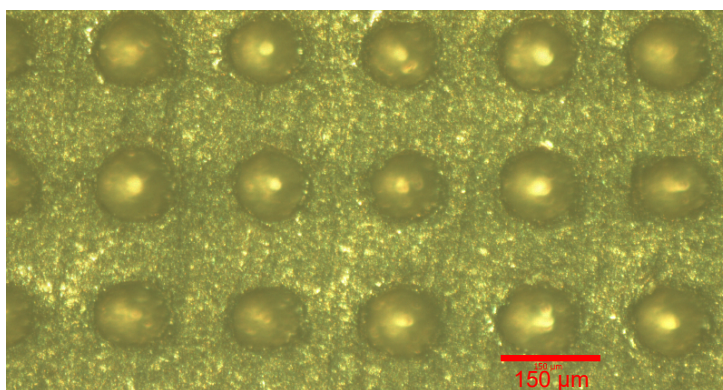


FIGURE 4.7 – Visualisation au microscope de l'état de surface de la cible après une campagne de tirs. La distance entre chaque trou est de 200 μm . Leur profondeur moyenne est d'environ 75 μm .

La figure 4.8 illustre la focalisation de la seconde impulsion sur une surface ablatée. La distance \mathbf{d}' représente la distance de défocalisation réelle avec un angle d'incidence de 45° . Elle est d'environ 80 μm dans un trou de 75 μm et est inférieure à $Z_R/2$. De plus le diamètre du trou, est en moyenne de 115 μm , ce qui est très grand par rapport à la taille de la tache focale à mi-hauteur. Cela signifie que le laser n'est pas coupé lorsqu'il se propage dans le trou.

Ce schéma montre également que la seconde impulsion laser est focalisée sur une zone qui n'est pas parallèle au plan de la cible. Cela entraîne à la fois un angle d'incidence θ_i et un angle de détection θ_d qui ne sont plus les mêmes. De plus, les photons générés peuvent être bloqués et réabsorbés par les bords du trou avant d'atteindre le détecteur Matrix qui est à une position fixe.

En résumé, tous ces facteurs se combinent pour expliquer la baisse de rendement de conversion observée. D'après nos mesures, pour une impulsion d'environ 80 mJ de 1 ps focalisée à une intensité entre 10^{16} et 10^{17} W/cm², le pas entre chaque impulsion doit être d'au moins 100 μm pour assurer un rendement de conversion laser/X stable et maximal.

4.1.1.3 Effet du numéro atomique de la cible

Nous allons à présent examiner le comportement du rendement de conversion laser/X sur des cibles ayant un numéro atomique Z plus élevé en fixant l'énergie par impulsion.

Afin d'évaluer l'émission de la raie K_α de quelques éléments plus lourds, nous réalisons des mesures de spectre au moyen du spectromètre CCTS qui possède une sensibilité

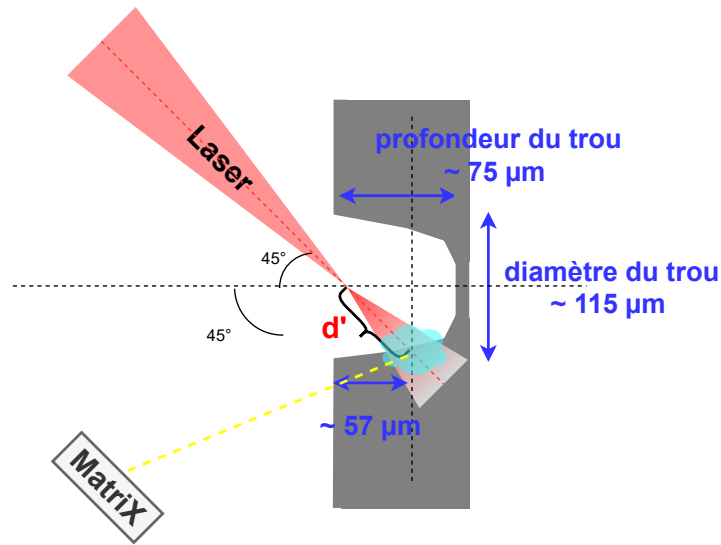


FIGURE 4.8 – Schématisation du second tir sur un trou.

spectrale couvrant la plage d'énergie de 10 à 70 keV, qui va nous permettre d'observer et d'analyser également les émissions de la raie K_α des éléments étudiés.

La suppression visée de la compression du sein dans le système XPulse nécessite l'utilisation d'une source X K_α ayant une énergie plus élevée pour pénétrer efficacement dans le sein plus épais.

Nous allons d'abord brièvement aborder la notion de la transmission d'un rayonnement X à travers la matière, puis nous examinerons les résultats du rendement de conversion en fonction de Z à énergie laser constante.

Propagation du rayonnement X à travers un sein :

Le rayonnement X d'intensité I_0 , traversant la matière, subit une atténuation en sortie suivant la loi de Beer-Lambert définie par l'équation 4.1 :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu\rho x} \quad (4.1)$$

Cette loi dépend du coefficient d'absorption massique μ (cm^2/g), de la densité ρ (g/cm^3) et de l'épaisseur du milieu x .

Dans les systèmes d'imagerie mammaire existants, le molybdène est l'élément le plus utilisé en tant que matériau d'anode pour produire une source X d'énergie autour de 20 keV. Or, en présence de seins épais ou denses, afin d'obtenir une image à contraste élevé, le seul paramètre variable sur ces systèmes est la force de compression exercée sur le sein afin de réduire l'épaisseur (*réduire x eq. 4.1*) traversée par le rayonnement. En effet, augmenter l'énergie diminuerait le contraste d'absorption. Combiné avec le contraste de phase, une énergie de photons plus élevée permettrait de se passer de la compression.

En appliquant la formule 4.1, nous pouvons tracer la transmission d'une source X mono-énergétique de 20 keV et 60 keV à travers des seins d'épaisseurs variables, comme illustrée dans la figure 4.9.

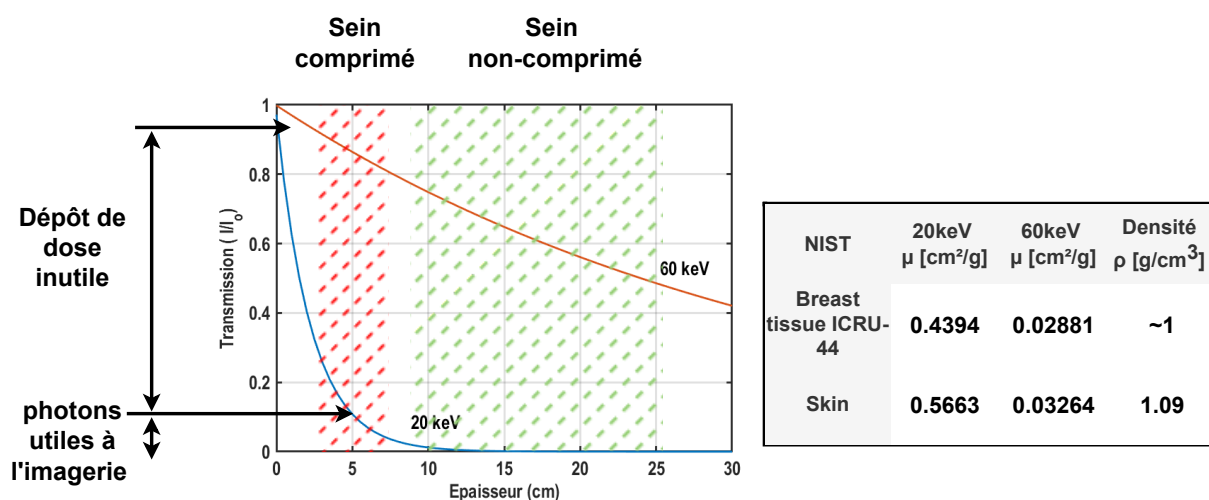


FIGURE 4.9 – Évaluation de la transmission des sources de 20 keV et 60 keV en fonction de l'épaisseur du sein. L'épaisseur de la peau est fixée à 0.5 mm.

La transmission des photons X décroît de manière exponentielle en fonction de la distance parcourue. Pour un sein non-comprimé, une source X de 20 keV n'est pas suffisante, car la fraction de photons qui parvient à traverser une épaisseur de 10 cm devient faible, $\frac{I}{I_0} \sim 10^{-2}$. Les photons sont alors majoritairement absorbés et ne contribuent pas à la radiographie, mais sont une dose de rayonnement ionisant inutilement déposée dans le corps.

En revanche, pour une source X de 60 keV, la transmission reste supérieure à 50% sur la gamme d'épaisseur entre 10 - 25 cm. Ce qui explique l'intérêt en termes de dose.

Rendement de conversion laser/X K_α des éléments plus lourds :

Passons maintenant à l'évaluation du rendement de conversion laser/ X K_α de deux autres matériaux de $Z > Z(\text{Mo})$. Nous avons choisi le gadolinium ($Z = 64$) et le tantale ($Z = 73$), produisant des photons K_α d'énergie 43.0 keV et 57.5 keV respectivement, afin de couvrir la gamme d'énergie d'intérêt.

Chacun des spectres montrés dans cette partie est le résultat de l'accumulation d'un millier de tirs afin d'obtenir un spectre exploitable sur le CCTS. Les caractéristiques du laser restent les mêmes, à savoir des impulsions de 80 mJ et de 1 ps.

De plus, sur ces deux matériaux étudiés, nous avons également évalué le comportement d'au moins une des structures de surface sur le rendement de conversion.

Les résultats des rendements de conversion laser/X K_α des cibles Mo, Gd et Ta, avec ou sans structuration, sont regroupés dans la figure 4.10. Ces rendements sont intégrés sur un angle solide de π stéradian.

Dans le cas des surfaces micro-structurées des cibles en gadolinium (Gd) et en tantale (Ta), les rendements de conversion K_α diminuent de même que ce que nous avons observé précédemment pour le molybdène. Ainsi, pour les trois matériaux de cibles étudiés (Mo, Gd et Ta), les meilleurs rendements sont obtenus sur les surfaces standard, sans structuration.

Pour résumer, à une énergie laser fixe d'environ 80 mJ, le rendement de conversion K_α diminue lorsque le numéro atomique Z de la cible augmente. De plus, les résultats

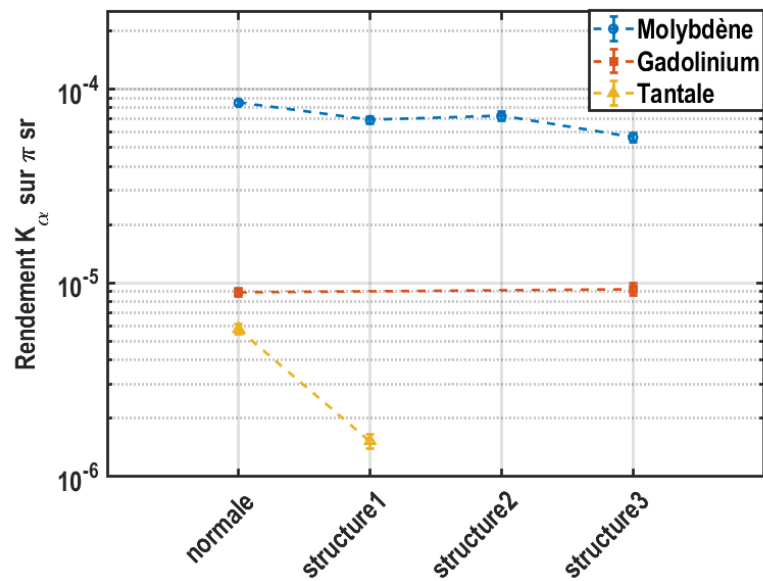


FIGURE 4.10 – Évaluation du rendement K_α en fonction du matériau et de la structuration de la surface des cibles.

obtenus avec des structures micrométriques sur les deux cibles plus denses (gadolinium et tantale) montrent qu'elles n'apportent pas d'amélioration significative du rendement de conversion.

Nous pouvons examiner de plus près le comportement de l'émission en étudiant les spectres. La figure 4.11 reproduit les spectres d'émission des trois cibles d'état de surface brut. Ces spectres sont constitués d'un fond Bremsstrahlung permettant d'estimer la température des électrons chauds. Les pics correspondent aux raies K_α et K_β pour l'estimation du rendement de conversion.

Malgré la cohérence des rendements observés, de l'ordre de 10^{-5} pour les cibles les plus lourdes, les spectres montrent que l'émission des raies K_α du gadolinium et du tantale est moins intense que le Bremsstrahlung à faible énergie (\leq à 20 keV).

La résolution spectrale du CCTS est une fonction décroissante de l'énergie. Plus l'énergie est élevée, moins la résolution est bonne. Néanmoins, cet instrument reste adapté aux mesures de spectres des trois matériaux étudiés.

Soulignons que le rendement de conversion que nous avons obtenu ici sur une cible de molybdène est le plus élevé rapporté à ma connaissance dans la littérature, soit de $8.5(\pm 0.3) \times 10^{-5}$ sur π sr.

Dans la littérature, le meilleur rendement de conversion a été atteint dans les travaux de *Y. Azamoum et al.*, avec un rendement de 1.3×10^{-4} évalué sur 2π stéradian sur une cible en molybdène. Ce résultat a été obtenu avec des paramètres laser différents qui sont résumés dans le tableau 4.1.

Notons encore que nous sommes en mesure d'obtenir un rendement de conversion laser/X K_α avec des conditions laser moins contraignantes du point de vue de la technologie laser : moins énergétique et de durée picoseconde. Cela correspond également à des caractéristiques laser compatibles avec de fortes puissances moyennes.

Système	Paramètres laser
Eclipse 3 (notre)	$E_{laser} = 80$ mJ sur cible $I_{laser} = 6 \pm 1 \times 10^{16} W/cm^2$ $\tau = 1$ ps CR $\sim 10^9$
LP3 ASUR Y.Azamoum et al	$E_{laser} = 122$ mJ sur cible $I_{laser} = 6 - 7 \times 10^{18} W/cm^2$ $\tau = 25$ fs CR $\sim 10^{10}$

TABLE 4.1 – Comparaison de paramètres lasers sur cible

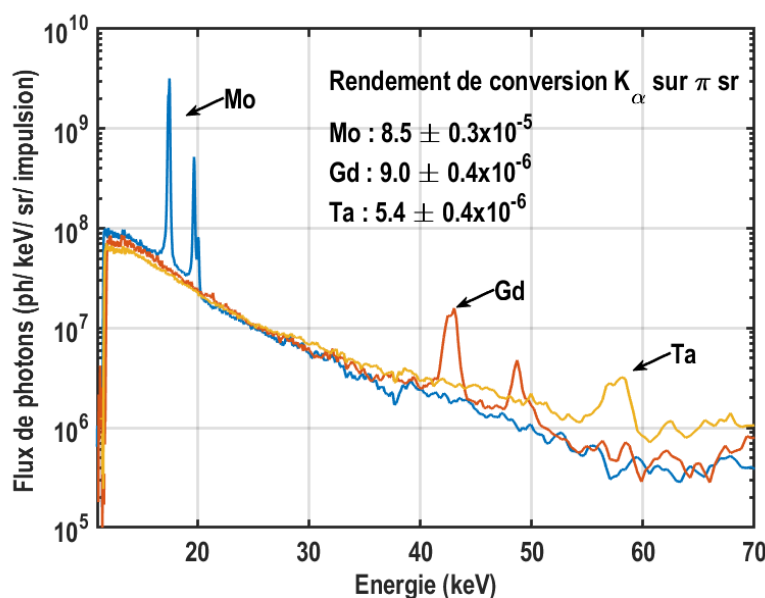


FIGURE 4.11 – Spectres d'émission X mesurés à l'aide du CCTS en fonction du Z de la cible à énergie laser fixe.

Pour les spectres issus de ces trois cibles, il est intéressant de noter que l'allure du fond Bremsstrahlung reste la même. En effet, l'intensité laser focalisée reste constante, alors une même population d'électrons suprathermiques est produite. Cette population peut être caractérisée par sa densité électronique $n_e \propto (I)^{\frac{1}{2}}$ et sa température $T_h \propto (I\lambda)^{1/3-1/2}$ [41]. Seuls les électrons possédant une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation de la couche K, rappelée dans le tableau 4.2, sont susceptibles de produire des lacunes dans cette couche, ce qui conduit à la production des photons K_{α} . De plus, la littérature montre que l'énergie moyenne des électrons chauds doit être environ deux fois supérieure à l'énergie d'ionisation de la couche K, c'est-à-dire $T_h \approx 2E_K$.

Comme nous le verrons dans la suite de l'analyse, la température moyenne des électrons obtenue dans ces conditions est d'environ 9 keV, qui est largement inférieure à

Matériau	E_K (keV)
Mo	20.0
Gd	50.4
Ta	67.2

TABLE 4.2 – Énergies d’ionisation de la couche K des éléments étudiés.

l’énergie nécessaire pour la production des photons K_α des éléments plus lourds (de Z élevé).

Comme déjà évoqué précédemment, malgré un niveau plus faible des raies K_α par rapport au fond Bremsstrahlung, les rendements de conversion laser/ X K_α restent comparables à ceux de la littérature, à environ $10^{-5}\pi sr$. Afin d’utiliser une source K_α avec un spectre plus étroit, pour la radiographie, nous pouvons appliquer des filtres spécifiques de façon à couper les photons de faible énergie qui ne contribue pas à la formation de l’image (fig. 4.9).

4.1.1.4 Effet du contraste temporel

Nous avons examiné dans le chapitre 2, l’impact de la forme temporelle d’une impulsion ultracourte dans le processus de l’interaction laser-matière, en particulier sur la génération et l’accélération des électrons dans le plasma.

La qualité de l’impulsion est définie par son contraste temporel, qui est le rapport entre l’intensité pic de l’impulsion principale et celle du piédestal : $CR = I_{laser}/I_{pedestal}$. La durée de ce piédestal est généralement de l’ordre de quelques nanosecondes (0.5 à 3 ns). Il est dû à l’amplification de l’émission spontanée dans les milieux amplificateurs.

En présence d’un piédestal nanoseconde dont l’intensité dépasse $10^{12} W/cm^2$, un pré-plasma peut être formé et altère le processus de l’interaction laser-matière avec l’impulsion principale. Pour des intensités laser intermédiaires $10^{16-18} W/cm^2$, il est donc nécessaire d’avoir un contraste temporel CR d’au moins 10^7 pour éviter la formation d’un pré-plasma.

La figure 4.12 montre différents profils temporels d’impulsion laser obtenus à l’aide d’un autocorrélateur 3ω . Ces profils sont normalisés à l’intensité maximale du pic principal. Dans ces mesures, aucune pré-impulsion n’a été observée. Ces mesures mettent en évidence les deux composantes principales : l’impulsion principale et le piédestal. Les deux niveaux de contraste sont qualifiés de *faible* pour un $CR < 10^5$ et *bon* pour $CR > 10^9$.

La solution qui a été adoptée pour améliorer le CR dans la chaîne laser Eclipse est l’ajout d’un XPW (*Cross-Polarized Wave*). Sur cette même figure, on observe que cette technique a permis d’améliorer le contraste temporel d’un facteur de plus de 10^3 .

Avant le début de ma thèse, des études numériques ont été effectuées pour estimer les seuils d’intensité d’ASE et des pré-impulsions qui pourraient conduire à la formation d’un pré-plasma, et ainsi à la dégradation de la production des photons X. Ces estimations ont été réalisées en utilisant le code ESTHER [121], développé par un groupe de chercheurs du CEA-DIF, spécialement conçu pour décrire l’interaction laser-matière à bas flux, correspondant bien à la gamme d’intensité de nos piédestaux.

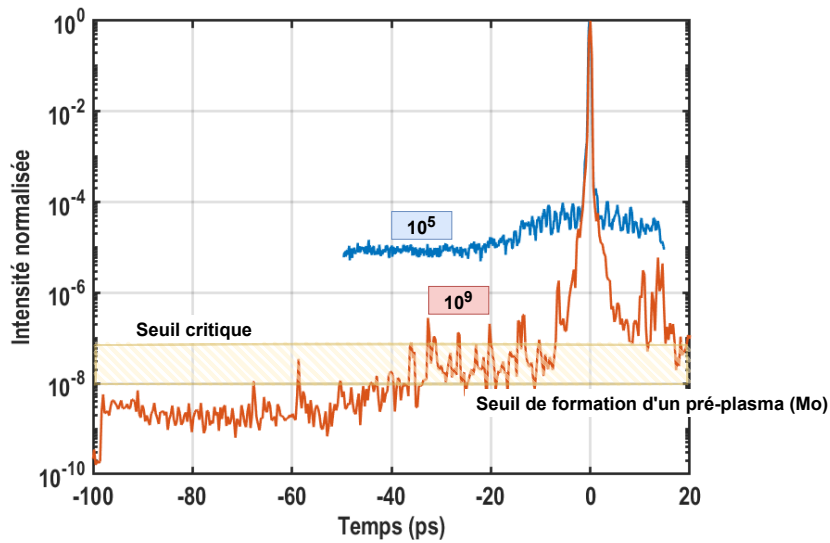


FIGURE 4.12 – Mesure du profil temporel de l’impulsion laser Eclipse comprimée. (*en bleu*) Sur une plage temporelle -50 à -10 ps, le niveau du piédestal est mesuré à $\sim 1.2 \times 10^{-5}$ par rapport à l’impulsion principale. Après l’introduction du XPW (*en rouge*), le niveau de l’ASE est atténué de plus de trois ordres de grandeur.

Le seuil pour lequel un pré-plasma peut se former est indiqué sur la figure 4.12. Nous supposons qu’il devient critique s’il est 10 fois supérieur à celui estimé sur ESTHER. Dans le cas du CR faible, c’est-à-dire sans l’ajout du XPW, le niveau du piédestal est largement supérieur au seuil de formation d’un pré-plasma sur une cible en molybdène.

Pour mettre en évidence l’influence de l’ASE, nous avons alors étudié le comportement de ces deux niveaux de contraste sur la conversion laser/X. L’intensité pic de l’impulsion principale est d’environ 10^{17} W/cm², ce qui correspond à des piédestaux d’environ 10^{12} W/cm² et 10^8 W/cm² respectivement. Sur la figure 4.13, nous présentons les spectres d’émission X mesurés par le spectromètre CCTS avec ces deux niveaux de contraste sur une cible en molybdène.

Lorsque nous examinons les spectres d’émission X, nous constatons que l’émission des photons d’énergie inférieure à 20 keV est plus élevée dans le cas d’un contraste temporel élevé. Cela inclut la production de photons K_α et K_β du molybdène. Puis nous observons que ce comportement est inversé pour les énergies supérieures à 30 keV. Le niveau du Bremsstrahlung est plus haut dans le cas d’un contraste *faible*. Le profil du Bremsstrahlung est plus plat et le flux de photons est plus important.

Ce phénomène observé peut s’expliquer par le fait que, comme mentionné précédemment, le fond ASE à contraste faible dépasse largement le seuil de formation d’un pré-plasma sur une cible en molybdène. Un pré-plasma se forme avant l’arrivée de l’impulsion principale. L’impulsion principale n’interagit pas directement avec la cible, mais avec un pré-plasma détendu et l’interaction se produit dans un milieu sous-dense. Dans cette configuration, une fraction de l’énergie laser est alors transférée à une population d’électrons d’énergie plus élevée. Cette population d’électrons à haute énergie contribue à une grande production de photons X d’énergie élevée (> 30 keV), comme observé sur les spectres. Ainsi, la présence d’un pré-plasma favorise la production de photons X à haute énergie.

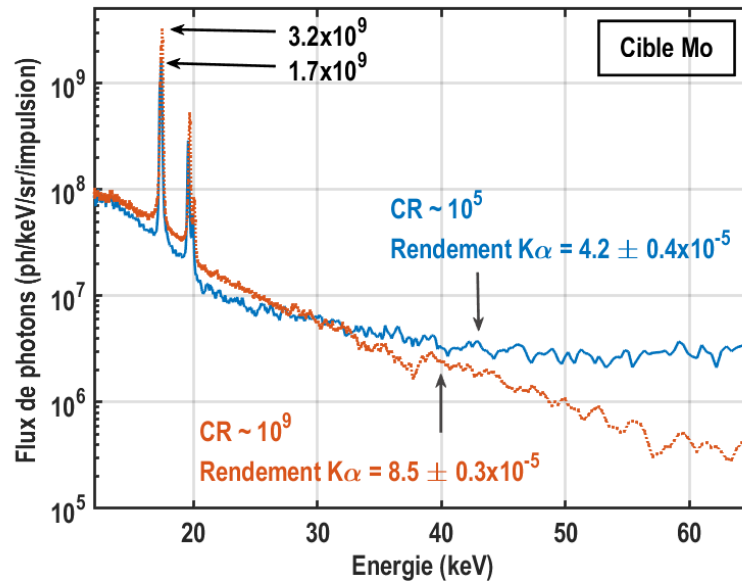


FIGURE 4.13 – Comparaison des spectres mesurés par le CCTS issus des deux niveaux de contraste temporel.

Estimation de la température des électrons suprathermiques et comparaison avec la littérature :

Pour le diagnostic des électrons suprathermiques générés, nous pouvons évaluer la pente de l'émission du Bremsstrahlung en utilisant les spectres obtenus grâce au spectromètre CCTS avec une large sensibilité spectrale (10 - 70 keV). En utilisant l'approximation du Bremsstrahlung par la distribution de Boltzmann $F(E) \sim \exp(-E/T_h)$ nous pouvons estimer la température moyenne T_h de la population électronique.

Dans la figure 4.14, une estimation des températures du faisceau d'électron est effectuée pour chacun des contrastes temporels étudiés. Ces températures sont très différentes, présentant une différence d'un facteur 2 entre les deux contrastes temporels.

Dans le cas d'un contraste temporel faible, le phénomène s'explique par la domination d'un piédestal de durée longue qui génère un pré-plasma détendu à la surface de la cible. Le gradient de densité est alors plus étendu, ce qui signifie que la zone d'interaction se trouve à une profondeur plus importante par rapport à l'épaisseur de peau, *i.e.* une pénétration plus profonde des électrons dans la cible et par conséquent les électrons sont accélérés à de températures plus élevées.

Nous pouvons également comparer nos résultats expérimentaux aux valeurs de températures estimées à l'aide des lois d'échelle présentées dans le chapitre 1, en particulier, la loi de *Gibbon et Bell*[41] établie à partir des simulations PIC qui se rapprochent davantage de nos conditions expérimentales.

Loi d'échelle	Température (keV)	$I = 6 \pm 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$
<i>Gibbon et Bell</i>	$T_{GB} \simeq 8(I_{16}\lambda_{\mu m}^2)^{1/3}$	13±1 keV

TABLE 4.3 – Température de la population d'électrons chauds obtenue avec la loi de *Gibbon et Bell*[41].

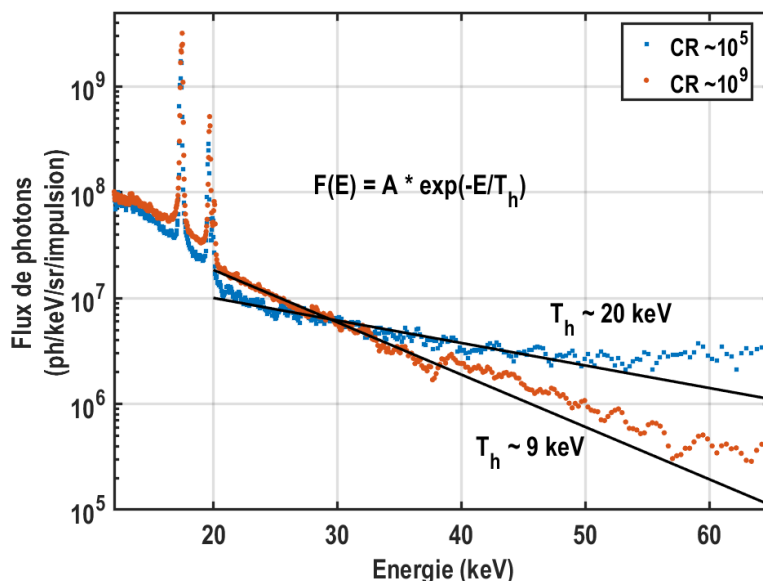


FIGURE 4.14 – Estimation de la température du faisceau d'électrons pour deux contrastes temporels du laser d'intensité $\sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

	Mo	Gd	Ta
CR $\sim 10^5$	$4.3 \pm 0.4 \times 10^{-5}$	$1.4 \pm 0.1 \times 10^{-5}$	$1.4 \pm 0.1 \times 10^{-5}$
CR $\sim 10^9$	$8.5 \pm 0.3 \times 10^{-5}$	$9.0 \pm 0.4 \times 10^{-6}$	$5.4 \pm 0.4 \times 10^{-6}$

TABLE 4.4 – Rendement de conversion K_α dans la gamme d'énergie entre 20-60 keV, en fonction de la qualité du contraste temporel de l'impulsion.

La température moyenne des électrons chauds générés dans les deux cas sont de même ordre grandeur que la loi d'échelle. Dans le cas du contraste temporel faible, la température est plus élevée, ce qui pourrait être intéressant pour la production des photons X de plus haute énergie. En revanche cela peut également avoir des conséquences en matière de radioprotection, car les photons d'énergie supérieure à 100 keV et voire même 1 MeV peuvent être générés. Étant donné que la limite de détection du CCTS est de 70 keV, et qu'à cette énergie le flux de photons est d'environ 10^6 (photons/keV/sr/impulsion), il est alors fortement probable que des photons d'énergie supérieure soient produits au-delà de la limite de détection le spectromètre.

Le même comportement de pente du fond Bremsstrahlung est observé sur les spectres d'émission du gadolinium et du tantale. Ces spectres sont regroupés sur la figure 4.15. En effet, les paramètres du laser restant inchangés, la même population d'électrons chauds est produite puis interagit avec les différentes cibles.

Les différents rendements de conversion sont regroupés dans le tableau 4.4. Les rendements de conversion des photons K_α du gadolinium et du tantale sont effectivement meilleurs dans le cas du contraste temporel qualifié de faible, 10^5 .

Conclusion sur l'émissivité des photons K_α :

Dans l'ensemble de cette étude, nous avons exploré la production de photons X K_α par l'in-

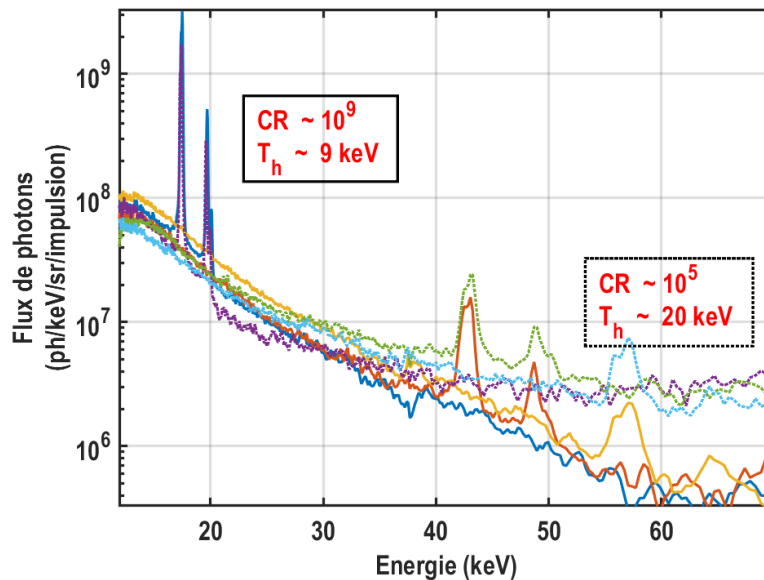


FIGURE 4.15 – L’ensemble des spectres mesurés avec CCTS en fonction du contraste temporel. Les spectres tracés *en traits pleins* correspondent au contraste temporel élevé 10^9 et *en pointillé* correspondent au contraste temporel faible 10^5 .

teraction laser-matière, en utilisant le système à faible cadence de tir laser. Cette étude m’a permis de développer les différents moyens de diagnostic d’un rayonnement X impulsionnel ainsi que les méthodes d’analyse associées aux différents détecteurs disponibles. D’autre part, ce système est facilement adaptable pour étudier divers paramètres susceptibles d’influencer l’émission du rayonnement X et nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la production des photons K_α de trois matériaux, dans une plage spectrale de 20 à 60 keV.

Dans cette série d’expériences, nous avons examiné l’effet de certains paramètres liés à la configuration expérimentale, à l’impulsion laser et à la cible, tandis que d’autres restaient fixes : l’énergie sur cible d’environ **80 mJ** et la durée d’impulsion de **1 ps**.

Tout d’abord, nous avons observé que l’incidence du laser sur la cible jouait un rôle essentiel dans la génération de photons K_α . Les mesures ont révélé que l’angle d’incidence optimal pour maximiser l’émission de ces photons était d’environ 45° par rapport à la normale de la cible.

Ensuite, nous avons évalué le rendement de conversion K_α en modifiant la morphologie de la surface d’interaction des trois matériaux étudiés : du molybdène, du gadolinium et du tantale. Ces mesures ont été réalisées avec une bonne qualité du contraste temporel du laser, *i.e.* 10^9 .

Les surfaces de ces cibles ont été texturées par la méthode LIPSS (*Laser Induced Periodic Surface Structures*), résultant en des motifs surfaciques et périodiques de période micrométrique. Cependant, nos résultats n’ont pas montré d’amélioration significative de la conversion. De plus, il est apparu que le rendement de conversion diminuait avec l’augmentation du numéro atomique Z de la cible.

Un autre aspect de notre étude a porté sur l’effet du contraste temporel du laser, mesuré par le rapport entre l’intensité de l’impulsion principale et celle du piédestal. Nous

avons constaté que pour un contraste temporel faible (10^5 dans notre cas), le rendement de conversion était meilleur pour les photons X d'une énergie supérieure à 30 keV. Cela s'explique par la génération d'un pré-plasma à la surface de la cible, qui conduit à la production d'une population d'électrons plus énergétiques, favorisant ainsi la génération de photons de plus haute énergie.

En fin de compte, nos expériences ont abouti à l'obtention du meilleur rendement de conversion mesuré à ce jour dans la littérature pour des photons K_α du molybdène. Nous avons atteint un rendement de $8.5 \pm 0.3 \times 10^{-5}$ sur π stéradian en utilisant un laser picoseconde. Cette réalisation est d'autant plus significative que des conditions laser moins contraignantes ont été nécessaires par rapport à d'autres travaux qui ont exploité des impulsions laser de durée femtoseconde pour obtenir des rendements comparables.

4.1.2 Stabilité de la source à basse cadence

Dans cette partie, nous allons discuter de la stabilité de la source générée à basse cadence, à savoir le flux d'émission des K_α et la taille de la source X, intrinsèque ou intégrée.

4.1.2.1 Alignement de la cible

La cible est placée au centre de la chambre d'interaction, référencée par une pointe métallique comme illustrée sur la figure 4.16 a). La première étape consiste à aligner et à focaliser le laser sur cette pointe en manipulant les optiques, en particulier la parabole. Un système d'imagerie est positionné côté face arrière (par rapport à l'incidence du laser) pour visualiser cette pointe et la tache focale. Lorsque cette étape est achevée, c'est-à-dire l'impulsion est correctement focalisée et qu'une pointe nette est observée sur le système d'imagerie, alors aucune modification ne doit être apportée à l'optique de focalisation. Ensuite, la pointe est retirée et remplacée par la cible comme montré dans la figure 4.16 b).

La cible est fixée sur une monture (porte-cible) et est contrôlée par des platines : trois translations pour le déplacement dans les trois dimensions ainsi qu'une rotation pour contrôler l'angle de la cible par rapport à l'incidence du laser.

Les tilts vertical et horizontal sur la monture de la cible permettent de régler l'inclinaison de la cible qui doit être plane par rapport à l'incidence du laser. Pour vérifier la planéité, c'est-à-dire le plan de la cible par rapport à celui des translations horizontale et verticale, nous vérifions la netteté de la face arrière du porte cible sur le système d'image à plusieurs positions horizontales et verticales de la cible.

Le positionnement de la cible au niveau de la focale est important pour optimiser l'interaction laser-matière, car la longueur de Rayleigh est estimée à $\pm 340 \mu\text{m}$. La planéité de la cible assure également la répétabilité entre chaque tir laser.

4.1.2.2 Stabilité du rendement de production K_α tir à tir

Pour évaluer la stabilité de la production K_α d'un tir à l'autre, nous avons utilisé le détecteur Matrix et une cible en molybdène dont l'énergie de la raie K_α est autour de 17.4 keV, dans la gamme de sensibilité du détecteur.

Ces mesures ont été réalisées dans des conditions laser identiques à celles utilisées par les résultats précédemment montrés et dans le cas du bon contraste temporel. Le pas entre

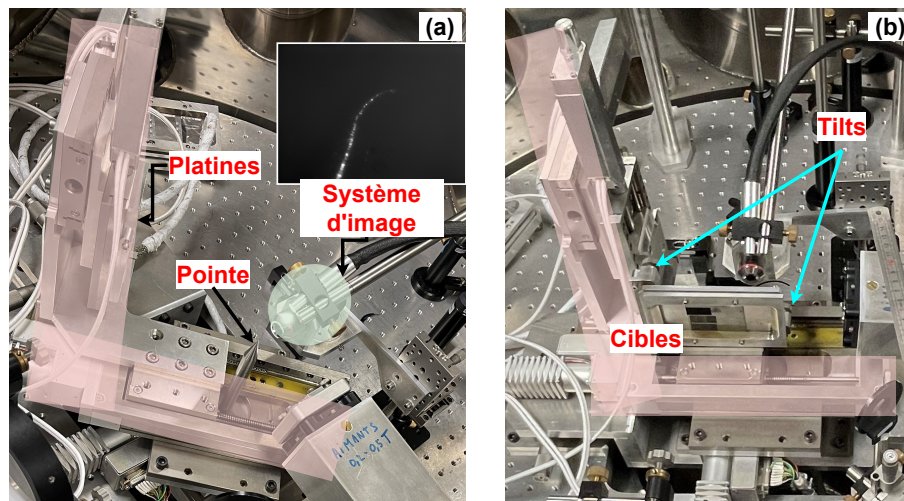


FIGURE 4.16 – Alignement de la cible au niveau de la tache focale. (a) alignement de la tache focale sur la pointe métallique placée au centre de la chambre d’interaction. (b) alignement de la cible au niveau de la tache focale et contrôle de la planéité l’aide d’un système d’imagerie.

chaque tir est fixé à 200 μm . Les résultats d’une série d’une vingtaine de tirs sont reportés dans la figure 4.17.

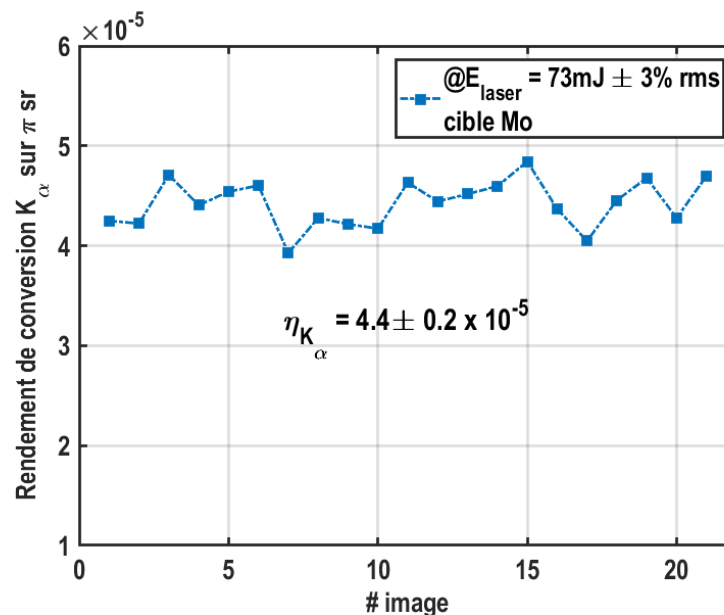


FIGURE 4.17 – Mesure de la stabilité du rendement de conversion tir à tir sur une cible Mo mesuré par Matrix. Chaque carré correspond à la mesure d’un seul tir laser.

Le rendement de conversion mesuré autour de la raie K_α est en moyen de $\sim 4.4 \pm 0.2 \times 10^{-5}$ ($/\pi\text{sr}$), ce qui est comparable aux résultats obtenus dans la littérature (voir chapitre 1).

Le nombre de photons K_α produits tir-à-tir est relativement stable. La fluctuation est estimée inférieure à 5%. Plusieurs contributions participent à cette fluctuation :

- La stabilité tir à tir de l’énergie du laser, mesurée autour de 3% rms.
- Le bruit électronique inhérent du détecteur (négligeable).

- La planéité et l'état de surface de la cible.
- Les vibrations mécaniques présentes dans l'enceinte d'interaction. Nous pouvons négliger la vibration liée au rafraichissement de surface de tir dans le cas de la faible cadence de tir.

Dans le cas de la basse cadence de tir, la stabilité entre chaque tir est généralement satisfaisante. Dans le cas de la haute cadence de tir, une intensification de chacun des facteurs listés ci-dessus est possible. Ils sont susceptibles de jouer sur la stabilité, comme nous l'explorerons plus en détail dans la section dédiée.

4.1.3 Taille et position de la source X

La détermination de la taille et la position de l'émission de la source X repose sur la méthode du couteau. Le principe consiste à imager un objet dense avec des bords francs. Lorsque l'objet est illuminé par le rayonnement X, la pénombre des bords projetée sur un détecteur présente une frontière dont la position est reliée à celle de la source et la netteté dépend de la taille de la source.

Pour réaliser l'image des bords de l'objet, nous avons utilisé des détecteurs pixellisés tels Matrix et Gadox. Les caractéristiques de ces détecteurs sont détaillés dans le chapitre précédent.

Les couteaux utilisés doivent être efficaces pour arrêter la grande majorité des photons afin d'obtenir une image contrastée entre les zones avec et sans couteaux. Nous avons opté pour l'utilisation de deux feuilles de tantale pour la mesure de la taille dans les deux directions, notées T_H et T_V pour la taille horizontale et verticale respectivement. Ces feuilles sont d'épaisseur 70 μm , présentant une transmission extrêmement faible de seulement 0.01% pour les photons de 20 keV, puis 40 % pour 43 keV et 60 % pour 57 keV. De plus, ces feuilles ont été placées au plus proche du point d'émission afin de garantir un bon grandissement, donc une meilleure précision sur ces mesures qui sont de l'ordre de la taille des pixels.

Toutes les campagnes de mesure ont été réalisées dans des conditions de bon contraste d'impulsion, *i.e.* $CR \sim 10^9$. Dans notre gamme d'intensité, aucun pré-plasma n'est généré avant l'arrivée de l'impulsion principale. Les électrons chauds produits sont alors accélérés dans un gradient de densité supposée raide, ce qui suggère alors que la taille de source X produite devrait être proche de la taille de la tache focale.

4.1.3.1 Taille intrinsèque

Dans un premier temps, nous avons effectué les mesures visant à la détermination de la taille intrinsèque de la source X, c'est-à-dire la taille résultant d'une unique impulsion du laser.

Pour ce faire, nous avons utilisé le détecteur Matrix, qui est capable de fournir une image quantitative en un seul tir laser sur une cible en molybdène. Les capteurs sont constitués de silicium d'épaisseur 300 μm , ce qui le rend fortement sensible aux énergies de 10 à 20 keV, dont l'énergie K_α du molybdène située à 17.48 keV.

L'image présentée à gauche de la figure 4.18 est issue d'un tir unique sur une cible en molybdène. Les bords des lames de tantale pour la mesure de la taille de la source dans les deux directions sont *visibles sur l'image*, malgré le signal relativement faible. Un point chaud sur l'image correspond à un photon X. Les deux profils tracés à droite de cette

même figure résultent de l'intégration spatiale sur 1000 pixels. Ces profils sont ensuite approximés par une fonction de type *erf*, dont la pente contient l'information sur la taille de la source.

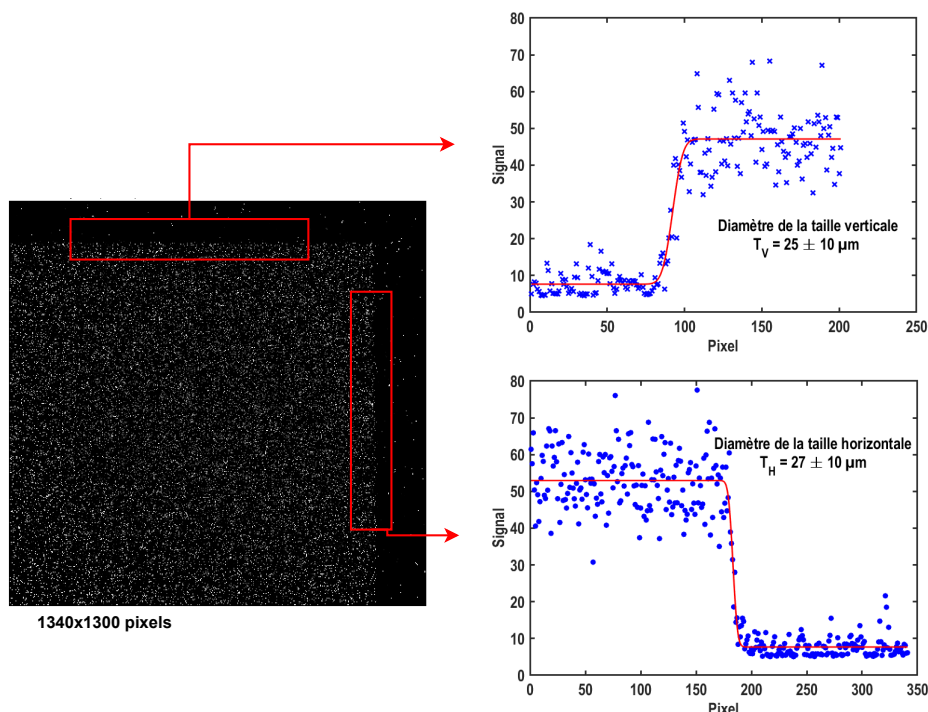


FIGURE 4.18 – Mesure de la taille intrinsèque de la source X par la technique du couteau. À gauche, image acquise sur un seul tir laser sur une cible de Mo à l'aide du détecteur Matrix. À droite, les profils intégrés sur 1000 pixels des bords des couteaux horizontal et vertical pour la détermination de la taille verticale \mathbf{T}_V et horizontale \mathbf{T}_H respectivement.

La taille de la source X est estimée à mi-hauteur et présente une forme elliptique avec des diamètres de $27 \times 25 \mu\text{m}^2$. L'erreur de mesure est grande en raison du faible nombre d'événements détectés. Pour l'estimation de la taille, il a été nécessaire d'intégrer sur une grande surface de l'image, soit environ 1000 pixels. Bien que des précautions aient été prises pour aligner correctement les différentes lames, *i.e.* qu'elles soient perpendiculaires entre elle et alignées sur les pixels du détecteur, de légères inclinaisons des bords ont été observées lorsqu'on somme toutes les images de la série de données. Pour réduire cet effet, un traitement d'image a été appliqué avant l'analyse de la taille, conduisant à la détermination de deux angles différents pour redresser les bords dans chacune des deux directions horizontale et verticale.

La différence entre la taille de la source X et celle du point focal du laser peut être expliquée par la propagation des électrons chauds dans la cible, à savoir l'angle de diffusion, le pouvoir d'arrêt et la distance de pénétration dans la cible, qui est un facteur important comme discuté dans le chapitre 1. Nous pouvons rappeler ici que pour un électron d'énergie 100 keV, la profondeur de pénétration est $\sim 10 - 20 \mu\text{m}$ selon la nature de la cible. Notons également que la taille de la tache focale est d'environ $11 \mu\text{m}$ de diamètre mesuré à la mi-hauteur. Ces deux composantes permettent de justifier que la taille de la source X soit deux fois plus large que la taille de la tache focale.

De plus, le laser est focalisé sur cible à un angle de 45° ce qui entraîne alors logiquement

une taille horizontale plus grande par rapport à la taille verticale d'un facteur $\sqrt{2}$ lié à la projection du faisceau laser sur la cible.

Très brièvement, en ce qui concerne l'évaluation de la stabilité de la taille intrinsèque, une série de vingt images a été enregistrée. Mais cette série de mesures a montré une variation significative entre chaque tir, avec certaines images présentant une statistique insuffisante pour réaliser correctement une approximation par la fonction *erf*, entraînant des tailles incohérentes. Ces mesures ne sont donc pas significatives. De plus, la taille qui va nous intéresser est la taille intégrée que je vais discuter dans le paragraphe qui suit.

4.1.3.2 Taille intégrée

La taille intégrée dans le temps de la source X par laser est plus pertinente pour une application d'imagerie.

En effet, lorsque l'on prend en compte le rendement de conversion laser/X K_α , la sensibilité des détecteurs et la densité de l'objet, une radiographie utilisant une telle source X nécessitera typiquement d'accumuler les photons correspondants à plusieurs tirs laser. La résolution de l'image est alors en partie déterminée par la taille de la source intégrée sur le nombre de tirs.

Deux détecteurs, Matrix et Gadox, ont été utilisés. J'applique exactement la même méthode d'analyse que pour la mesure de la taille intrinsèque. Les résultats présentés ici ont été effectués dans les mêmes conditions laser.

Dans le cas de la mesure à tir unique, l'intégration spatiale sur 1000 pixels est indispensable pour une analyse plus précise, mais l'erreur est grande. En revanche, dans le cas d'une accumulation sur plus de tirs, les bords sont plus nets, il n'est donc plus nécessaire d'intégrer sur une aussi grande surface et cela permet de réduire les défauts induits par les imperfections d'alignement et de traitement image.

Dans la suite, je vais présenter les résultats de la mesure de la taille de source intégrée sur 10 ou 21 tirs et comparer l'intégration spatiale des bords sur des zones de tailles différentes.

Les différents résultats montrés dans la figure 4.19 et la figure 4.20 sont issus des détecteurs Matrix et Gadox respectivement.

Dans le cas précédent, l'analyse de l'image issue d'un tir unique est plus difficile à effectuer si le profil est tracé sur une zone petite.

Pour les images des lames enregistrées sur plusieurs tirs, j'ai analysé la taille en effectuant une intégration sur des zones de tailles différentes (100 ou 1000 pixels). Comme nous pouvons l'observer sur la figure 4.19a), l'intégration sur une petite zone, c'est-à-dire 100 pixels, présente plus de fluctuation ce qui implique alors une erreur plus importante. D'un autre côté, en moyennant le signal sur une zone plus large, c'est-à-dire 1000 pixels, le profil est plus lisse et par conséquent la barre d'erreur est réduite, mais la taille mesurée est plus grande (fig. 4.19(b)).

L'analyse sur les deux zones donne des tailles différentes, mais l'intervalle de l'erreur est le même. Il serait plus judicieux de réaliser les analyses sur une petite zone, où la taille mesurée se rapproche davantage de la réalité.

En définitive, la taille de la source X intégrée autour de 17.5 keV est de $\sim 28 \times 22 \mu\text{m}^2$ de diamètre. Comme pour la mesure de la taille de la source intrinsèque, la taille horizontale de la source X est légèrement plus grande.

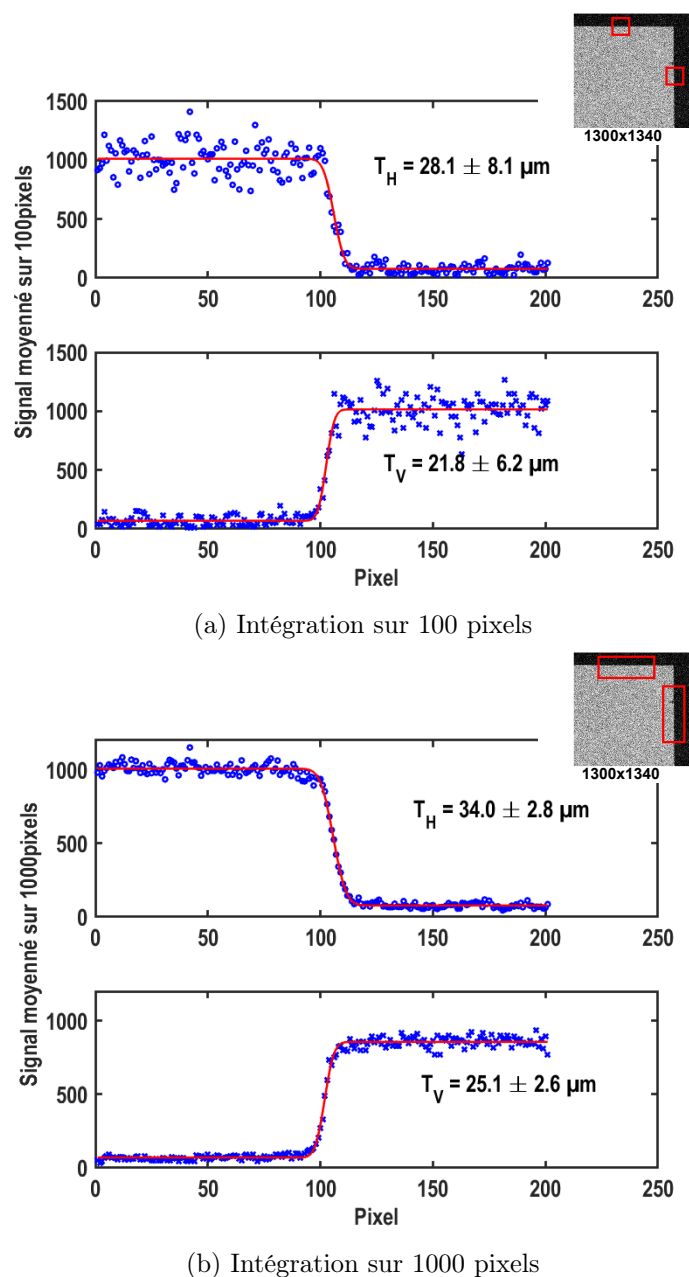
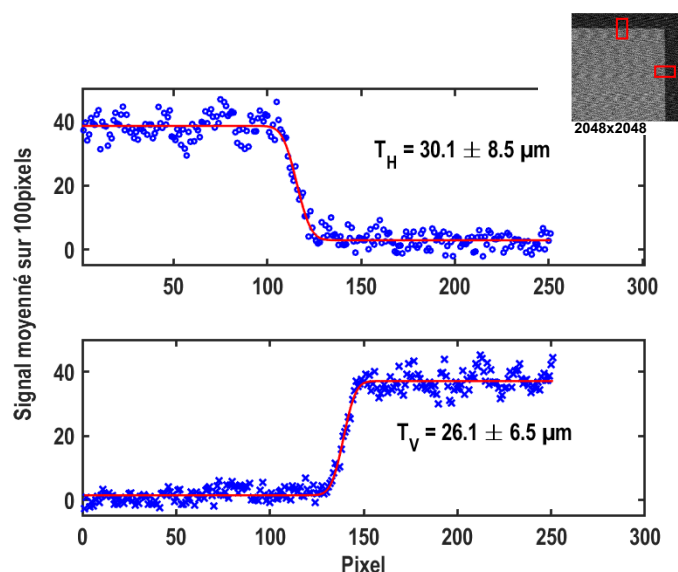


FIGURE 4.19 – Taille intégrée de source X issue d’une cible en molybdène et mesurée par Matrix. L’image est le résultat de la somme de 21 images de tir unique. L’analyse est faite par l’intégration spatiale de 100 ((a) en haut) ou 1000 ((b) en bas) pixels.

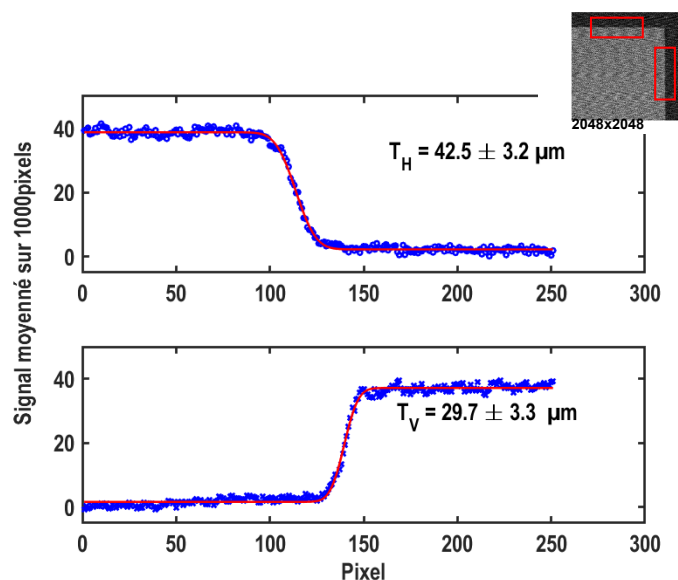
La même mesure a été effectuée avec le détecteur CCD en détection indirecte, Gadox. L’efficacité quantique du scintillateur $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ d’épaisseur $100\mu\text{m}$ est de 100% pour la raie K_α du molybdène. Dix tirs laser suffisent pour observer des bords nets.

Nous pouvons observer exactement les mêmes comportements que les résultats obtenus avec le détecteur Matrix. L’intégration spatiale sur une centaine de pixels montre que les courbes de profil sont plus bruitées qu’une intégration sur 1000 pixels et l’erreur sur l’évaluation de la taille est plus grande.

Regroupons la taille de la source X mesurée à l’aide de ces deux détecteurs dans le tableau 4.5. De manière générale, la taille mesurée par le détecteur Gadox est plus grande.



(a) Intégration sur 100 pixels



(b) Intégration sur 1000 pixels

FIGURE 4.20 – Taille intégrée de la source X issue d’une cible en molybdène et mesurée par Gadox. L’image est intégrée sur 10 tirs. L’analyse est faite par l’intégration spatiale de 100 ou 1000 pixels.

Rappelons ici que les scintillateurs se comportent comme des convertisseurs de photons X en photons lumineux. Ces derniers se propagent dans tous les sens à l’intérieur du scintillateur, leur trajectoire dépend de la composition chimique, la géométrie, et les propriétés de réflexion et de diffusion du scintillateur.

Les photons visibles arrivent alors sur le capteur à une position décalée par rapport à la position des photons X déposés sur le scintillateur, ce qui entraîne une perte de résolution spatiale (estimer par le constructeur à $\sim 40 \mu\text{m}$ à mi-hauteur).

Sur ce même tableau, nous pouvons voir que la taille de la source intégrée est plus large que celle d’un tir. Cette différence est due à plusieurs facteurs, que nous citons :

Instrument	Taille des pixels	nb de tirs/ image	Taille X T_H et T_V
Matrix	20 μm	1	27 (± 10) μm 25 (± 10) μm
Matrix	20 μm	21	28.1 (± 8.1) μm 21.8 (± 6.2) μm
Gadox	13.5 μm (mais résolution ~ 40 μm)	10	30.1 (± 8.5) μm 26.1 (± 6.8) μm

TABLE 4.5 – Comparaison de la taille de la source X mesurée par les deux détecteurs : Matrix et Gadox.

- le jitter de pointé du laser
- les vibrations mécaniques (négligeable dans le cas de faible cadence de tir laser)
- la planéité de la cible impliquant la position de l'émission de la source (voir figure. 3.7).

Pour résumer, la taille de la source X autour de 20 keV est d'environ 25 μm à mi-hauteur. Elle est environ deux fois plus large que la taille de la tache focale, ce qui est en accord avec les résultats publiés dans la littérature.

4.1.3.3 Position de l'émission de la source X

Dans ce paragraphe, nous allons évaluer la position de l'émission de la source tir par tir. Pour cela, je reprends les mêmes images des lames de tantale exposées à un tir unique. La procédure d'analyse est la même que pour la détermination de la taille de la source X, mais cette fois l'information que je vais extraire est la position centrale de la pente du profil.

La stabilité de la position du point d'émission X est un des facteurs critiques pour la taille de la source X, spécialement lorsque cette dernière est mesurée en intégrant sur plusieurs tirs laser. Une variation de la position d'émission X à chaque tir peut avoir un impact significatif sur la résolution de la radiographie.

Une évaluation de la position de l'émission est effectuée sur une série de 50 tirs dont les résultats sont reportés dans la figure 4.21. L'estimation de l'écart-type montre que sur 50 tirs, la source se déplace en moyenne de $\sigma_h = \pm 7$ μm dans la direction horizontale et de $\sigma_v = \pm 4$ μm dans la direction verticale.

Ce déplacement du point d'émission est principalement causé par des facteurs déjà mentionnés, tels que la fluctuation du pointé du laser ou les défauts de planéité de la cible et a pour conséquence d'élargir la taille intégrée de la source X.

À chaque tir, la source X est émise à une position différente. Nous pouvons observer un déplacement plus important dans la direction horizontale par rapport à la verticale, $\sigma_h > \sigma_v$, mais tous deux restent petits par rapport aux tailles mesurées, à savoir entre 20 à 30 μm .

Lorsque l'on observe la tache focale du laser, une fluctuation du pointé est plus importante

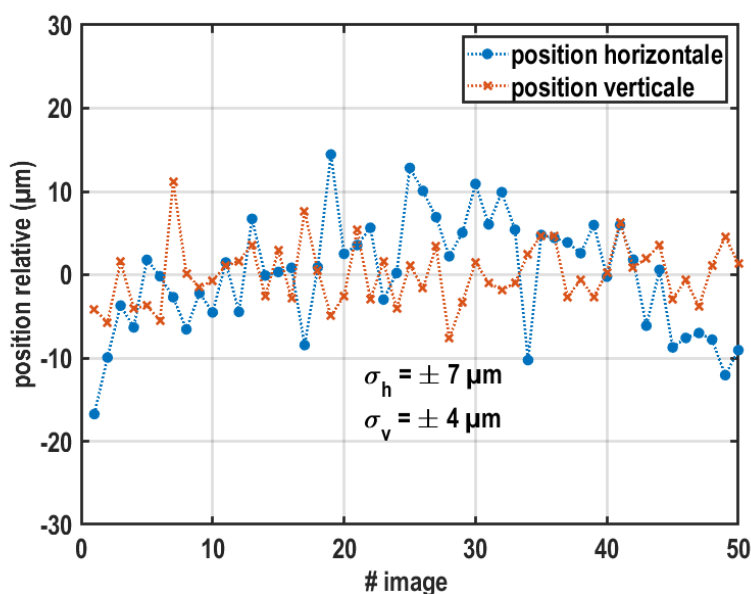


FIGURE 4.21 – Mesure de la position d’émission de la source X par Matrix sur une cible Mo. σ_v (respectivement σ_h) est la variation rms de la position verticale (respectivement horizontale) de l’émission de la source X. Chaque point correspond à un tir unique.

dans la direction verticale. On s’attend alors à mesurer le contraire, c’est-à-dire un σ_h plus bas. On peut donc en conclure que ce sont les défauts de planéité qui dominent dans les facteurs influençant les variations de position horizontale.

L’évaluation de la stabilité d’émission n’a été effectuée que sur 50 tirs, ce qui est relativement peu. Rappelons que le pas entre chaque tir est de 200 μm et donc la surface de cible utilisée est d’environ 1 cm, ce qui est faible comme largeur pour évaluer l’effet d’une mauvaise planéité afocale de la surface de la cible, mais suffisant pour rendre compte d’irrégularités localee (surface gondolée).

De plus, ces déplacements peuvent induire une focalisation décalée de l’impulsion laser. Le laser illumine alors une surface plus grande de la cible entraînant la production des électrons chauds sur une zone plus étalée et donc l’émission des photons X sur une zone plus large.

Malgré l’existence de ces instabilités, la taille du volume émetteur intégré dans le temps reste petite comparée à un tube à rayon X standard utilisé dans la majorité des systèmes radiographiques ($\simeq 300 \mu\text{m}$).

4.1.3.4 Taille de source en fonction de la cible

Dans les mêmes conditions expérimentales, nous avons effectué plusieurs séries de mesure sur des cibles de molybdène présentant des structurations ainsi que sur des cibles de numéro atomique (Z) plus élevé.

L’objectif est d’évaluer le comportement de la taille de la source X en fonction des différents types de structuration et de la densité du matériau avec une énergie laser sur cible fixe.

Cibles structurées :

Nous avons ici utilisé la cible de molybdène pour évaluer le comportement des

différents types de structuration surfacique en utilisant les deux détecteurs mentionnés précédemment (Matrix et Gadox). Les mesures de taille de source ont été effectuées à la fois sur un seul tir et en intégrant plusieurs tirs.

Les résultats monotirs ne seront pas présentés ici. En effet, comme nous l'avons montré dans l'étude sur la conversion laser/X K_α , les rendements obtenus sur les surfaces structurées sont au moins deux fois plus faibles. Une image issue d'une seule impulsion laser ne permet pas de discerner clairement les bords des couteaux et cela conduit à des barres d'erreur trop importantes lors de l'analyse.

Les tailles intégrées de la source X mesurées par les deux instruments sont regroupées dans le tableau 4.6. Ces tailles sont issues de l'analyse d'une seule image exposée à 21 tirs dans le cas du détecteur Matrix et 10 tirs pour le détecteur Gadox.

Structure	Direction	Matrix	Gadox
		Taille (μm)	Taille (μm)
Sans	H	28.1 ± 8.1	30.1 ± 8.5
	V	21.8 ± 6.2	26.4 ± 6.8
1	H	48.4 ± 4.4	43.8 ± 5.4
	V	25.7 ± 3.3	34.8 ± 6.8
2	H	46.9 ± 4.6	44.4 ± 3.2
	V	22.2 ± 3.2	35.0 ± 2.7
3	H	38.4 ± 7.1	44.8 ± 6.0
	V	37.8 ± 6.2	38.9 ± 6.8

TABLE 4.6 – Mesure de la taille intégrée de la source X obtenue avec les surfaces structurées de la cible de molybdène. Matrix mesure une taille intégrée sur 21 impulsions et Gadox sur 10 impulsions.

Pour rappel, les structurations correspondent respectivement aux vaguelettes de (1) $8\mu\text{m}$, de (2) $5\mu\text{m}$ et (3) au noircissement.

Le tableau 4.7 regroupe l'ensemble des résultats sur la taille intégrée et le déplacement relatif de la source obtenus sur les trois structures à disposition.

Chaque série de mesures correspond à 10 images et chaque image est exposée à 10 tirs. Les mesures sont faites à l'aide du détecteur Gadox.

Les résultats montrent clairement un élargissement de la taille de source sur ces surfaces structurées comparée à une surface brute.

Comme pour l'évaluation du rendement de production K_α , les structurations n'apportent pas de meilleurs résultats ni sur la taille ni sur la stabilité de la position de l'émission.

En ce qui concerne la taille, nous attendons plutôt un résultat similaire à ce qui a été obtenu sur une surface brute, car la population d'électrons chauds produite par l'impulsion devrait rester la même, tout comme leur parcours dans la cible (ou éventuellement moins énergétique, donc moins étendue). Donc les photons X devraient être émis sur une surface

Structure	Direction	Taille moyenne (μm)	Variation de taille (μm)	Variation de position (μm)
Sans	H	36.8	± 2.3	± 8.3
	V	24.9	± 3.9	± 2.3
1	H	44.5	± 3.5	± 20.5
	V	36.1	± 4.7	± 5.2
2	H	41.0	± 2.9	± 17.2
	V	33.6	± 8.9	± 2.8
3	H	55.0	± 9.6	± 19.0
	V	38.5	± 8.1	± 4.5

TABLE 4.7 – Évaluation de la stabilité de la taille et du déplacement du point d'émission de la source X générée sur les surfaces structurées de la cible de molybdène par Gadox. Pour rappel, les structurations correspondent respectivement aux vaguelettes de $8\mu\text{m}$, de $5\mu\text{m}$ et au noircissement.

comparable à une cible sans structuration.

Une explication possible pour ces résultats est que lorsque l'impulsion laser arrive sur une surface non lisse, l'angle d'incidence du laser peut être localement modifié et induisant alors un décalage de la position de l'interaction laser-cible, cela explique notamment les résultats des déplacements plus grands de la position de la source, surtout dans la direction horizontale, en particulier lorsque les mesures sont effectuées en intégrant sur plusieurs tirs (possible aussi que la planéité locale des cibles structurées soit moins bonne, c'est-à-dire gondolée).

Cible plus dense :

Dans le même ordre d'idées, nous avons étendu nos études sur des cibles plus lourdes (et l'influence d'une des structures). Les deux éléments de cibles utilisés sont des plaques de tantale et de gadolinium en utilisant uniquement le détecteur Gadox. Contrairement au cas des cibles de molybdène, l'intégration sur 10 tirs laser ne suffit pas à obtenir une image « nette » des lames de couteaux.

En ce qui concerne les mesures du rendement de conversion effectuées précédemment, les résultats montraient au moins un facteur 10 de différence entre le rendement des K_α de la cible molybdène et celui des autres.

Pour ces séries de mesures, nous avons donc multiplié par 5 le nombre de tirs par image. Mais cela s'est avéré insuffisant, car l'analyse donne des barres d'erreur trop importantes. Pour que l'analyse puisse être fiable, il est nécessaire d'accumuler sur un nombre plus important de tirs de manière à ce qu'une image soit exploitable. Les résultats montrés ci-dessous sont issus de la somme d'une série d'images de 50 tirs.

Commençons par la mesure de la taille de source sur les surfaces sans structuration. La figure 4.22 et 4.23 montrent respectivement la taille de la source mesurée autour de 57.5 keV et 43.0 keV intégrée sur un millier de tirs (soit 20 images de 50 tirs).

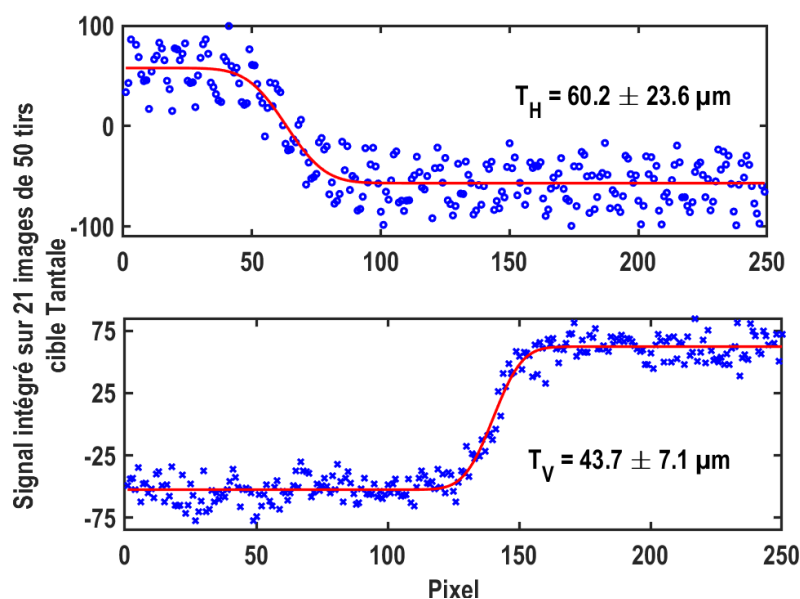


FIGURE 4.22 – Mesure de la taille de source intégrée sur 20 images de 50 tirs sur une cible de tantale au moyen du détecteur Gadox.

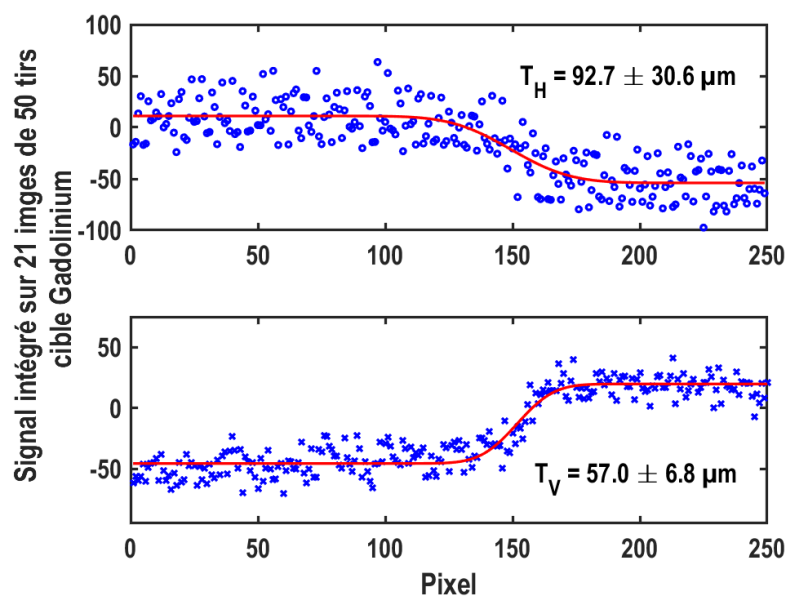


FIGURE 4.23 – Mesure de la taille de source intégrée sur 20 images de 50 tirs sur une cible de gadolinium au moyen du détecteur Gadox.

Malgré un nombre important de tirs, l'analyse des images reste difficile et les barres d'erreur sont grandes. Nous obtenons des tailles de source qui sont très grandes, en effet, comme discuté plus haut, la position de l'émission de la source varie à chaque tir, donc plus le nombre de tirs est important, plus la taille mesurée devient grande.

Idéalement, les couteaux devraient couper tous les photons K_α produits, de sorte que le contraste entre la partie de l'image à l'ombre des lames et celle sans les lames soit élevé, c'est-à-dire un contraste proche de 1.

Les couteaux utilisés dans nos mesures sont constitués de feuilles de tantale de $70 \mu\text{m}$

d'épaisseur, et les transmissions des photons K_α du tantale et du gadolinium restent importantes (respectivement $\sim 64\%$ et $\sim 38\%$). De plus, il faut tenir en compte de l'efficacité quantique QDE du détecteur Gadox à ces énergies (respectivement de 58 % et de 31%). Cela conduit alors à un contraste faible pour cette mesure.

Pour mieux comprendre cette situation, nous pouvons reprendre les spectres d'émission mesurés par le spectromètre CCTS d'une cible de tantale et de gadolinium. Puis, nous appliquons sur ces spectres les coefficients de transmission des couteaux et du QDE du détecteur Gadox.

Cela donne les spectres tracés dans la figure 4.24.

Les spectres (1) correspondent aux spectres d'origine mesurés par CCTS, issus de l'interaction avec une cible de tantale (fig. 4.24 a)) ou avec une cible de gadolinium (fig. 4.24 b)). Les spectres (2) correspondraient les spectres mesurés par le détecteur Gadox sans traverser les couteaux.

Les spectres (3) correspondraient aux spectres filtrés par les couteaux.

Pour tracer les différents spectres (2) et (3), il faut considérer la transmission des différents feuilles placées sur le chemin entre le point d'émission et le détecteur, qui sont : 5 mm de polypropylène, 3 mm de plexis et 70 μm de tantale. Ces éléments constituent donc les filtres communs traversés par les photons avant d'être capturés par le détecteur. Notons la transmission totale de ces filtres.

Ensuite, il faut prendre en compte des coefficients du QDE du détecteur.

Le contraste C est évalué entre les spectres (2) et (3), dans la plage d'énergie de 20 à 70 keV.

$$C[\%] = \frac{\int dE \text{ Spectre}(2) - \int dE \text{ Spectre}(3)}{\int dE \text{ Spectre}(2) + \int dE \text{ Spectre}(3)} \quad (4.2)$$

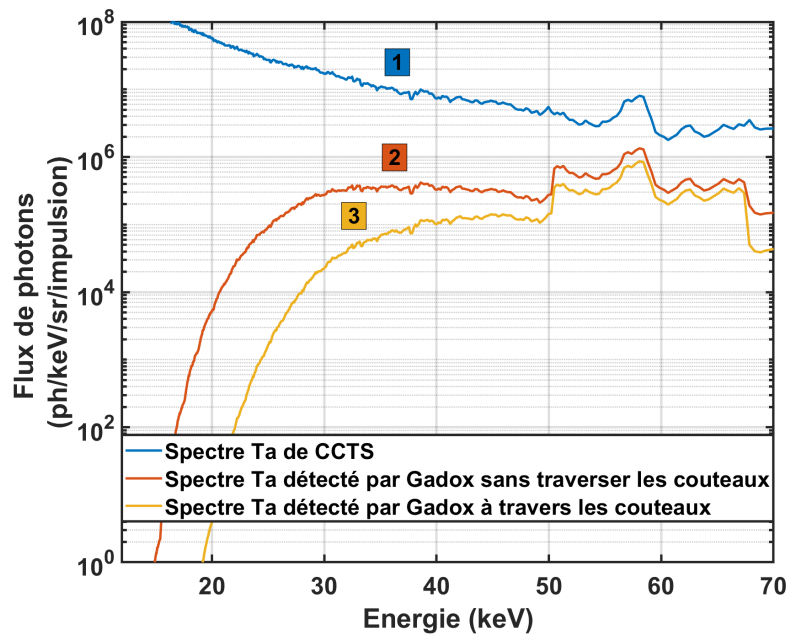
Pour les deux cibles, tantale et gadolinium, les contrastes estimés sont 30% et 43% respectivement. Pour la mesure de ces tailles de source d'énergie plus élevée, il serait alors plus approprié d'utiliser des feuilles minces de matériaux plus lourds afin de filtrer au mieux les K_α , mais le tableau périodique offre peu d'option pour des matériaux stables, non toxiques et pouvant être travaillés en feuilles minces. L'or ($Z = 79$) serait approprié, mais le gain en Z n'est pas massif.

De plus, nous avons obtenu une taille de la source mesurée sur une cible de gadolinium qui est plus grande que celle du tantale. Cette différence peut s'expliquer par la densité de ces matériaux.

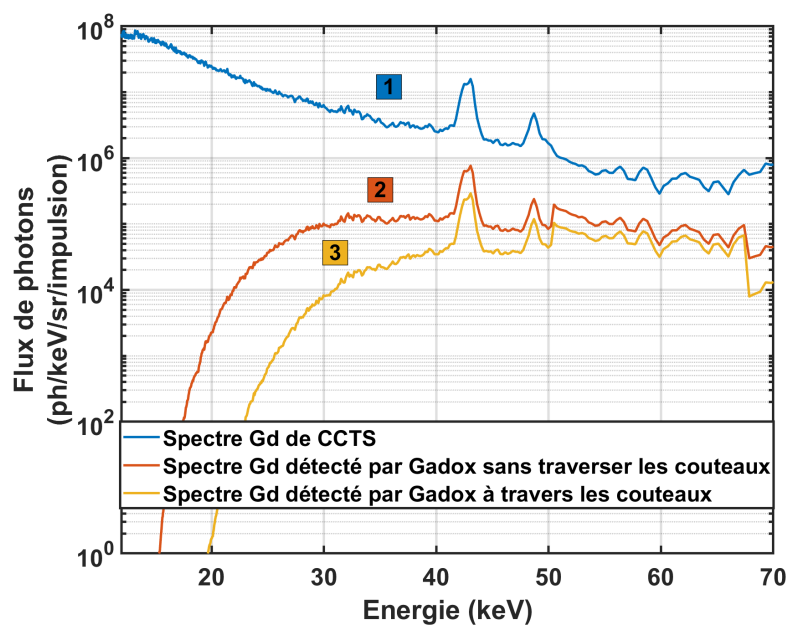
Comme indiqué dans le tableau 4.8, la différence de densité du gadolinium est plus faible que celle des deux autres matériaux, le molybdène et le tantale. À l'échelle microscopique, la densité du matériau affecte la collision des électrons chauds dans le plasma. Pour un électron d'énergie E_{e^-} , il est plus susceptible de subir des collisions et de se propager plus profondément dans une cible moins dense.

Par exemple, pour un électron d'énergie 100 keV, la profondeur de pénétration est d'autant plus grand que la densité du matériau est faible.

Pour résumer, plus un matériau est dense, plus la distance de parcours d'un électron est courte. Pour une même population d'électrons chauds générée, il est cohérent de mesurer une taille de source X réduite sur des cibles plus denses.



(a) Cible de tantale



(b) Cible de gadolinium

FIGURE 4.24 – Estimation du spectre de rayonnement incident sur le détecteur Gadox à partir des spectres mesurés par CCTS et en appliquant la transmission des couteaux.

Conclusion de la partie :

La mesure de la taille de source intrinsèque, c'est-à-dire monotir, n'est pas toujours facile. Le rendement de conversion étant de l'ordre de 10^{-4} , les images acquises lors d'un unique tir laser contiennent peu de photons, les bords des couteaux sont peu visibles et l'analyse sur ces images donne des barres d'erreur considérables.

La taille de source intégrée est davantage comparable à la taille qui serait en effet

	Molybdène (Z=42)	Gadolinium (Z=64)	Tantale (Z=73)
Densité [g/cm^3]	10.22	7.9	16.6
Profondeur de pénétration $E_{e^-} = 100keV$	16 μm	19 μm	9 μm
Taille de la source X (HxV [μm])	36.8×24.9	92.7×57.0	60.2×43.7

TABLE 4.8 – Effet de la densité sur la profondeur de pénétration des électrons chauds et par conséquent sur la taille de la source X.

produite par le prototype XPulse. Toutefois, les mesures moyennées sur un grand nombre de tirs intègrent d'autres facteurs qui sont susceptibles d'accroître la taille, comme les défauts de planéité de la cible et les vibrations entraînant un décalage de la zone d'interaction. D'après nos mesures, malgré ces facteurs, la taille reste de l'ordre de quelques dizaines de microns.

Pour des paramètres laser fixes, une même population d'électrons chauds est produite. La taille de la source X produite varie en fonction de la densité de la cible, comme le montrent nos mesures de taille sur les trois matériaux de densités différentes.

La taille croit notamment avec le nombre de tirs intégrés par image. Pour réduire le nombre de tirs, il faudrait que le nombre de photons émis par impulsion soit plus important, ce qui peut être accompli en augmentant l'énergie de l'impulsion laser ou en améliorant l'absorption de l'énergie laser dans le plasma. Cependant, l'utilisation des cibles structurées testées (structures micrométriques) détériore au contraire le flux et la taille de source.

4.2 La stabilité de la source X par laser à haute cadence

Le prototype du système XPulse intégré au sein d'ALPhANOV se distingue grandement de l'environnement expérimental du CELIA. Son système de conversion est spécifiquement conçu pour fonctionner en continu à des cadences de tir élevées. Cet environnement transpose au mieux les paramètres optimaux déterminés précédemment pour générer une source X/ K_α . Il est par conséquent impossible d'étudier les caractéristiques du rayonnement X tir à tir.

L'objectif principal du prototype est d'assurer une stabilité temporelle de la source X à long terme, ce qui est essentiel pour obtenir des images 3D de hautes qualités. Une image tridimensionnelle d'un objet est reconstituée à partir de multiples images bidimensionnelles (projections) capturées sous différents angles. Cette représentation contient des informations anatomiques supplémentaires permettant par exemple la localisation de tumeurs.

Le système laser employé dans cette partie est développé par la société Amplitude Systèmes décrit dans le chapitre 2.

L'impulsion laser parcourt une succession de miroirs en or, chacun ayant un taux de

réflexion qui est de 96% à 1030 nm. Lorsqu'elle atteint la lentille de focalisation, l'impulsion voit son énergie réduite d'environ 40%.

Bien qu'il existe des miroirs diélectriques avec une réflexion plus proche de 100%, nous avons choisi d'utiliser ces miroirs en or dans cette phase préliminaire pour des raisons de coût. Ces miroirs ont été remplacés ultérieurement, mais les résultats que je présente ont été obtenus avec cette ligne optique à basse transmission.

Dans ce système, la focalisation du laser se fait à l'aide d'une lentille, une méthode plus simple à mettre en œuvre qu'une parabole hors axe.

Le phénomène d'accumulation de phase non-linéaire (intégrale B) à la traversée de la lentille n'affecte pas la focalisation pour une durée comprimée à 1 ps et les tailles de faisceau utilisées.

Pour protéger la lentille, un pare-débris en verre est placé devant. Il est changé régulièrement. L'impulsion est focalisée sur la cible à un angle d'incidence de 45°.

Une représentation photographique de l'enceinte d'interaction ainsi que le parcours du laser sont montrés dans la figure 4.25.

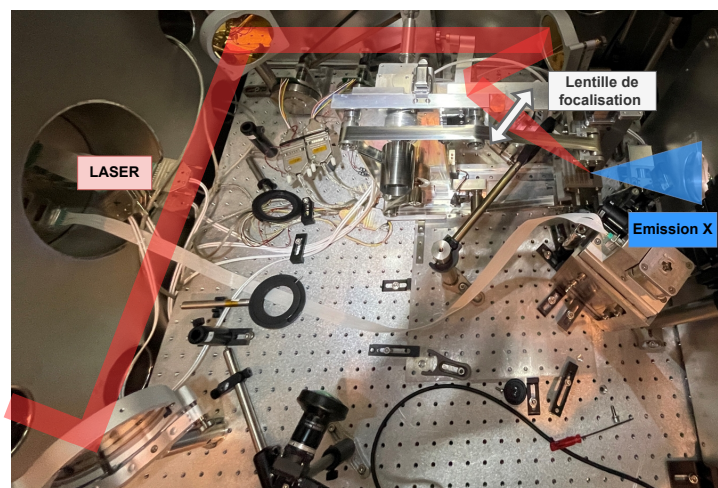


FIGURE 4.25 – Photographie de l'intérieur de l'enceinte d'interaction du système adapté à la haute cadence de tir.

De la même manière que dans l'environnement à basse cadence, l'alignement de la cible se fait d'abord par l'alignement du point focal sur une pointe fixe, située sur la tête d'émission où se repose la bande, tel que représenté sur le rendu 3D (fig. 4.26).

La cible se présente sous forme d'un ruban qui est continuellement en mouvement. Sa vitesse de défilement est variable et est contrôlée par les moteurs d'enroulement.

Le rafraîchissement de la surface de la cible se fait par colonne. Lorsqu'une colonne de la bande est entièrement consommée, la bande est déplacée horizontalement en se plaçant sur une nouvelle colonne (qui n'est pas nécessairement la colonne voisine dans le but d'équilibrer l'utilisation sur toute la largeur de la bande et d'éviter une déformation affectant la stabilité du défilement).

Le spot laser focalisé sur cible a un diamètre d'environ 5 μ m, mesurée à mi-hauteur (FWHM).

Développement du prototype de cible haute cadence :

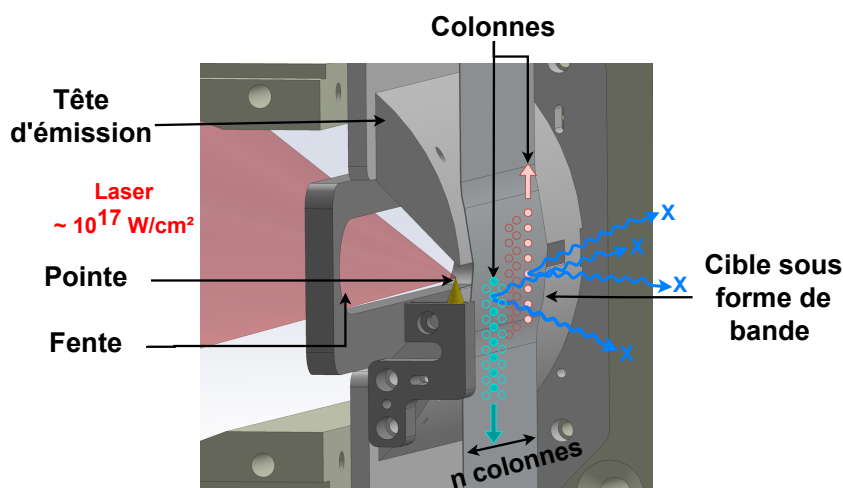


FIGURE 4.26 – Rendu 3D de la zone de l'interaction du laser-cible. La tête d'émission présente une surface bombée où se vient s'appuyer la bande. Une fente permet le passage du laser. La pointe est située au même plan que la cible. La bande peut défiler dans les deux sens : vers le haut ou vers le bas. Le nombre de colonnes utilisables dépend de la largeur de la bande et du pas fixé. La consommation de la bande se fait colonne par colonne.

En reprenant les différents résultats obtenus des travaux précédents, c'est-à-dire un rendement de conversion laser-X K_α au mieux de 10^{-4} , une acquisition pendant plusieurs milliers d'impulsions X est indispensable pour obtenir une image exploitable. Par conséquent, dans l'optique de réaliser des séquences d'imagerie tomographique de plusieurs centaines d'images, il est nécessaire avant tout d'assurer la robustesse et la stabilité du système de conversion.

Dans cette optique, au tout début de ma thèse, un effort considérable a été déployé pour développer le système de conversion à haute cadence, en mettant l'accent sur les aspects mécaniques et informatiques. La stabilité des séquences d'enroulement/déroulement de la bande du Mo, les procédures de réglage et d'alignement, la gestion des différents capteurs et contrôleurs et le développement d'un niveau suffisant d'automatisation pour rendre le système utilisable, ont constitué une grande partie de mon travail expérimental.

D'importantes séries de tests ont été réalisées avec le support des ingénieurs de l'équipe projet, afin d'arriver à un système robuste et contrôlable à distance.

En parallèle, un environnement d'imagerie 3D associé à un programme de reconstruction ont été développés en interne.

Des améliorations continues ont été apportées sur le système tout au long de ma thèse pour implémenter les retours d'expériences accumulées. Depuis 2022, ce système de conversion est essentiellement stabilisé et capable de fonctionner de manière stable et autonome pendant une durée de plus de 90 minutes, ce qui nous a permis d'obtenir des résultats qualitatifs et reproductibles, qui seront présentés plus loin dans ce chapitre.

Paramétrisation de la cible ruban :

La cible utilisée dans ce système est du molybdène avec une épaisseur de 25 μm . Le choix de cette épaisseur résulte de l'analyse de la profondeur de pénétration des électrons chauds et de l'émission K_α pour une collection en face arrière. À chaque tir laser, un trou

est généré dans la zone focalisée de la cible.

La vitesse de rafraîchissement de cette zone est déterminée par la vitesse de rotation d'un premier moteur, lequel doit être suffisamment rapide afin de garantir que chaque interaction se produise sur une surface vierge de la cible. Un second moteur est utilisé pour maintenir une tension suffisante de la bande, assurant ainsi le contact avec une pièce d'appui bombée appelée la tête d'émission (voir fig. 4.26), qui a pour rôle de limiter les vibrations au niveau de l'interaction.

Initialement, ces moteurs étaient de mono-fonction. C'est-à-dire l'un était configuré en vitesse, l'autre en couple et l'interaction ne se déroulait que dans un seul sens de défilement.

En raison du temps considérable que cela prenait pour effectuer une série de mesures, ce point a été amélioré par la suite, en reconfigurant dynamiquement le type d'asservissement afin de pouvoir effectuer des aller-retours continuellement.

Pour un meilleur équilibre et une stabilité accrue de la bande, le déplacement en colonne ne se fait pas de manière séquentielle le long de la largeur de la bande, mais de façon à répartir l'usure équitablement sur toute sa largeur. En effet, cette approche a été adoptée après avoir observé que les trous créés modifiaient l'élasticité de la bande. Lorsque la bande est utilisée de manière séquentielle (par exemple de gauche à droite), la partie non utilisée de la bande ne se reposait plus sur la tête d'émission, c'est-à-dire que la bande n'était plus dans le plan de la meilleure focalisation, ce qui entraînait une chute importante de la production de photons.

Après cette observation, la prochaine colonne est sélectionnée selon un algorithme assurant une consommation plus uniforme de la bande, ce qui améliore la stabilité du système.

4.2.1 Évaluation de la stabilité de conversion à 100 Hz

Après l'ensemble du travail de développement allant de l'assemblage à la génération des premiers photons X sur le système, en passant par plusieurs cycles d'améliorations incrémentales pour aboutir à l'obtention d'un système suffisamment robuste pour être utilisé dans des expériences d'imagerie, j'ai pu mener des expériences de caractérisation. Afin d'évaluer les performances du système dans un cas proche de l'application visée, j'ai choisi de réaliser une tomographie complète d'un échantillon qui offre un contraste approprié à 17 keV, de dimensions compatibles avec le champ de vue et possédant des détails à petite échelle : une noix.

L'étude de l'émission des rayons X a été effectuée au moyen de l'instrument Advacam. Pour rappel, il s'agit d'une caméra CCD en détection directe qui compte le nombre de photons pendant un temps d'exposition défini. Il faut noter que le mode du comptage de photons ne permet pas de discerner l'énergie des photons détectés.

Le capteur est composé de CdTe de 1 mm d'épaisseur, couvrant une surface large d'environ 70 mm par 28 mm. L'efficacité de détection QDE est de 100% pour les photons dans la plage d'énergie de 5 à 60 keV et de 60% pour les photons de 100 keV. Les pixels sont de 55 μm couvrant une surface de 1280×512 .

Évaluation du flux :

Chaque image doit être accumulée sur plus de 1500 tirs laser (équivalent à 15 s de temps d'exposition pour la cadence de 100 Hz) pour avoir une statistique suffisante sur

l'image.

Une des projections est illustrée dans la figure 4.27.

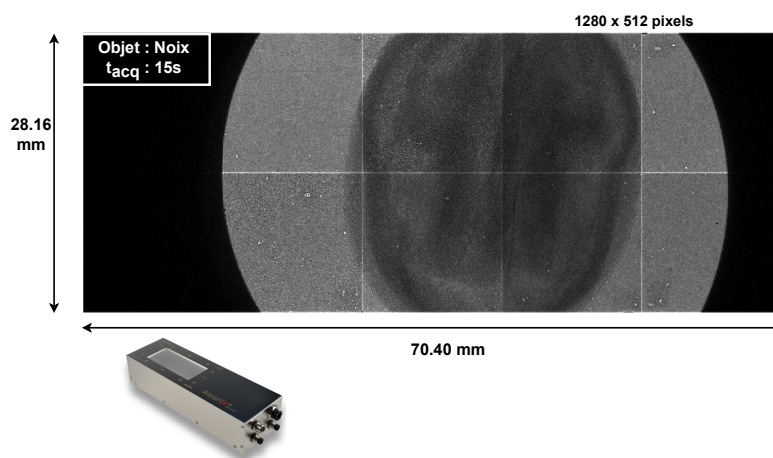


FIGURE 4.27 – Image 2D radiographiée d'une noix par la source X par laser pendant 15 s (équivalent à 1500 tirs) par le détecteur CCD Advacam.

Au total, nous avons réalisé 300 images pour couvrir les 360° degrés nécessaires à la reconstruction en 3D. Cette série d'images a été réalisée avec les caractéristiques du laser suivantes : une énergie sur cible de 15 mJ, une durée d'impulsion de 1.7 ps et une tache focale à mi-hauteur de $5 \mu\text{m}$. Ce qui fait $\sim 3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$.

De cette série d'images, nous pouvons extraire des informations sur la variation du flux dans le temps en analysant les parties de l'image sans l'objet. La figure 4.28 montre un flux qui diminue dans le temps. Cette décroissance est principalement due à l'opacification progressive du pare-débris en verre placé devant l'optique de focalisation. Sa transmission se détériore progressivement dans le temps en raison de l'accumulation de débris projetés à chaque tir laser.

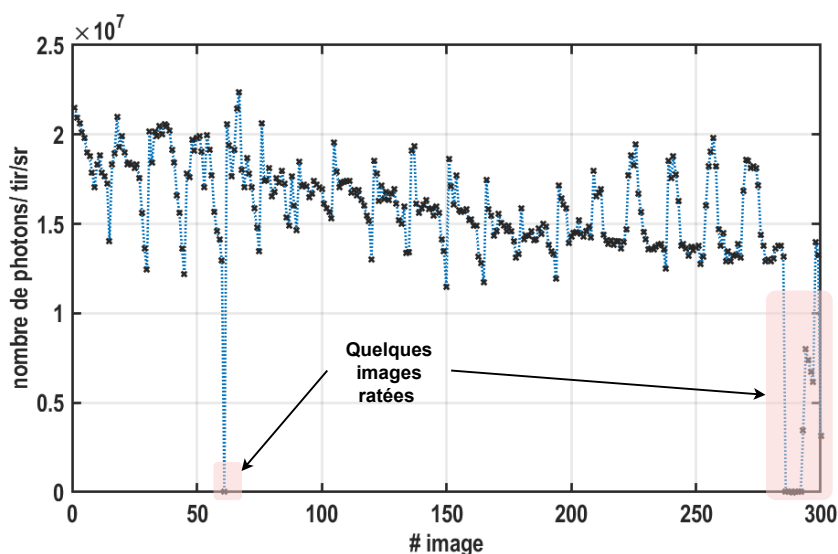


FIGURE 4.28 – Évaluation de la variation du flux sur une tomographie complète à 100 Hz. Chaque point correspond à une image acquise pendant 15 secondes (équivalent à 1500 tirs).

L'opacification de la lame pare-débris entraîne donc une diminution de l'énergie laser focalisée sur cible. À la fin de cette séquence tomographique, la transmission de la lame est

mesurée à 67%. De plus, en comparant le flux moyen de la première et la dernière image (en excluant les images ratées), nous observons une perte de $\sim 33\%$, ce qui est tout à fait cohérent.

Le rendement de conversion peut être estimé à partir du signal sur le détecteur. Or l'Advacam ne discrimine pas les énergies et chaque photon détecté résulte en 1 événement quelque soit son énergie. Si on suppose que tous les photons sont dans la raie K_α , on peut calculer un rendement de conversion, mais qui sera surestimé. Avec cette technique, le rendement de conversion laser/X est estimé en moyenne à 8×10^{-5} sur π stéradian. Nous pouvons remarquer que sur cette série de 300 images, quelques images sont ratées. En effet, le système n'était pas parfaitement stable. En particulier l'enroulement de la bande se décalait aléatoirement à chaque tour, ce qui pouvait entraîner la focalisation du laser sur des trous. La séquence tomographique de la noix, à une cadence de tir de 100 Hz, a duré au total 150 minutes. L'objet a été exposé au rayonnement X pendant une durée totale de 75 minutes, ce qui signifie que la moitié du temps de la séquence a été consacrée à d'autres opérations telles que le changement de colonne de cible, le mouvement de l'objet, l'enregistrement des images et le rembobinage de la bande pour des tirs sur la prochaine colonne. En effet, pendant cette campagne de mesure, l'interaction ne se déroule que dans un sens de défilement. Le rembobinage est aussi long que le temps de défilement de tirs.

Sur ce même jeu de données, une variation périodique du flux est clairement observable. Chaque période correspond au flux mesuré sur une colonne de la cible. Pour mieux comprendre cette variation, la figure 4.30 montre un zoom sur les données des six premières colonnes utilisées.

Lors de cette expérience, nous n'avons pas l'information sur le numéro de la colonne x_i utilisée (voir figure 4.29), mais en les traçant en fonction du temps d'enregistrement de l'image, nous pouvons repérer les moments de changement de colonne et dissocier les données par paquet.

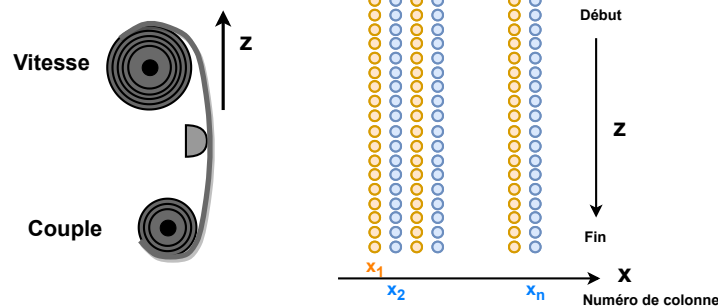


FIGURE 4.29 – Schéma illustrant la consommation de la bande. x_i correspond au numéro de la colonne de la bande. z correspond à la position sur une colonne.

Chaque paquet de points présenté sur la figure correspond ainsi à une série d'images acquises sur une colonne de cible. En effet, le changement de colonne est marqué par un temps mort qui comprend le temps de changement de la position de la colonne de la cible et son rembobinage.

Le phénomène périodique que nous observons est corrélé à la position z_i où l'interaction a lieu sur une colonne x_i , *i.e.* au début ou à la fin de la colonne.

Un moteur est asservi en vitesse de rotation, l'autre en couple. Au cours du défilement, les rayons d'enroulement sur les bobines des moteurs varient lorsque le ruban est transféré

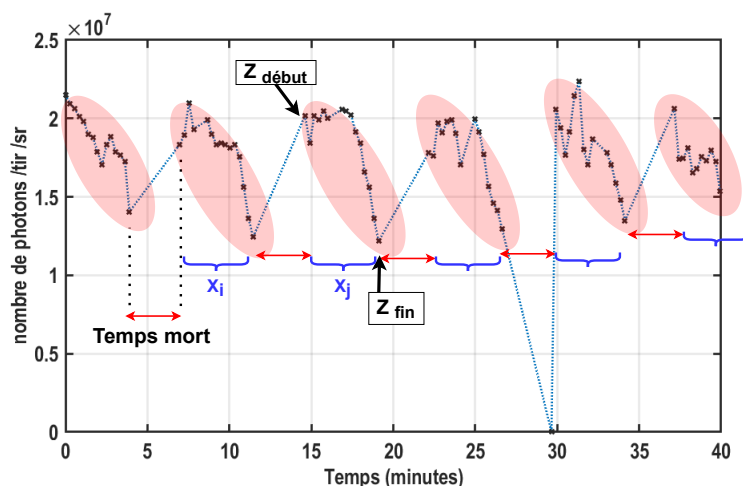


FIGURE 4.30 – Variation du flux dans le temps en fonction de la position de l’interaction sur la cible. Les flèches rouges correspondent aux temps morts du rembobinage. Les données encadrées par paquet correspondent à une colonne de la bande.

d’une bobine à l’autre. Cela se traduit par une croissance de la vitesse du ruban au cours du temps tandis que la tension diminue. Ceci peut expliquer que des conditions plus favorables soient rencontrées au début plutôt qu’à la fin de chaque défilement.

Nous mesurons une perte de près de 40% du flux entre la première et la dernière image de la même colonne. La vitesse de défilement de la bande et sa tension sont donc des paramètres à maîtriser pour optimiser le flux, pour apporter une meilleure stabilité de flux entre chaque image.

Nous pouvons aussi remarquer que le flux varie en fonction de la colonne de la cible. Ceci traduit un défaut de la planéité de la bande au niveau du point d’interaction. Dans le cas d’une cible ultra-mince, il est difficile de garantir une planéité parfaite. De nombreux facteurs peuvent l’affecter tels que la planéité de la tête d’émission, l’usure de la bande, l’enroulement de la bande, les vibrations, etc.

Pour analyser la planéité de la cible, nous avons alors effectué une autre série de mesures en prenant en note la position de la colonne utilisée. La figure 4.31 regroupe la mesure de flux sur 14 colonnes, représentées par des paquets de points de couleurs différentes.

Sur ce jeu de données, nous pouvons remarquer l’effet de la vitesse sur le flux, mais aussi une dépendance prononcée du flux en fonction de la colonne. Pour évaluer la planéité, ces données sont réordonnées à x_i croissant, comme présentées sur la figure 4.32.

Nous pouvons remarquer deux effets significatifs :

(i) Défaut de la planéité : le flux moyen représenté par des points rouges est plus élevé sur les colonnes entre 15 - 20 (les premières colonnes x_i). Le flux mesuré est environ deux fois plus bas sur les colonnes > 20 . Cette baisse du flux peut être causée par un défaut de focalisation. Dans ce cas, la bande peut être mal alignée, elle n’est pas dans le plan du point focal ou la translation horizontale de la bande n’est pas parallèle.

(ii) Les fluctuations du flux sont plus importantes en début de bande. En effet, à ces positions, la focalisation est supposée bonne alors à la moindre vibration du point de

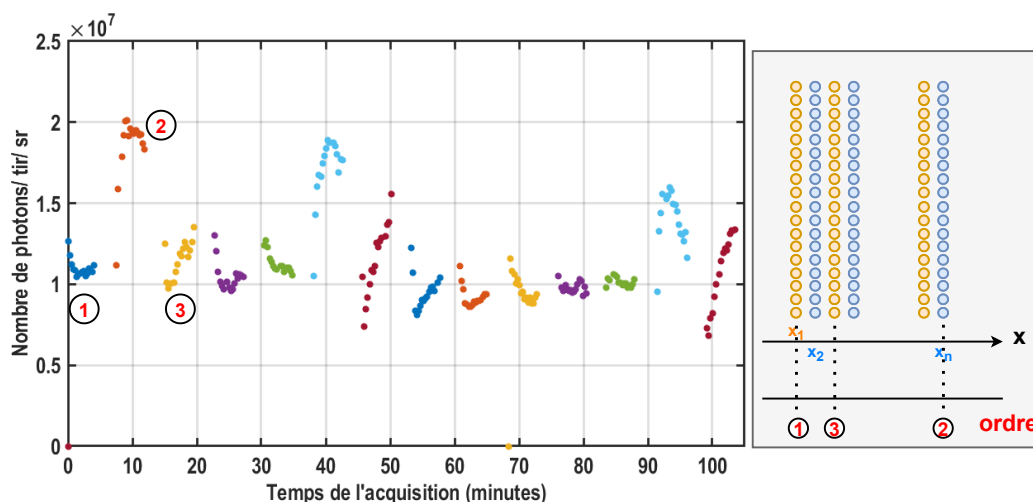


FIGURE 4.31 – Variation du flux dans le temps regroupé dans l'ordre de l'utilisation de la colonne.

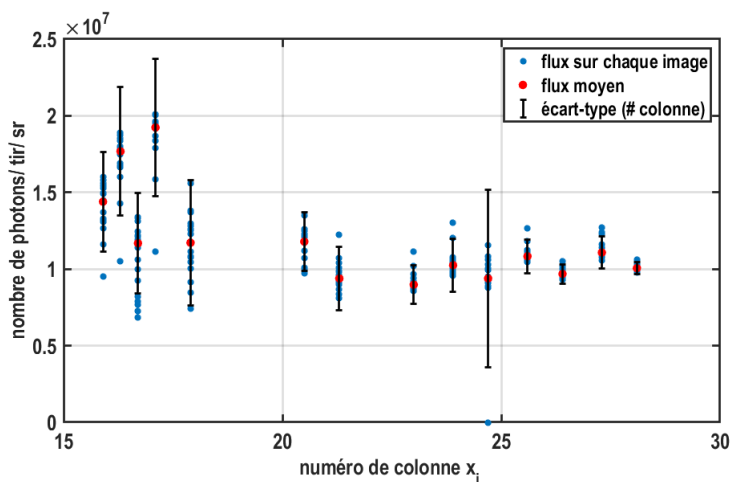


FIGURE 4.32 – Variation du flux en fonction de x_i . Chaque image est exposée à 1500 tirs laser. 15 images sont enregistrées par colonne.

focalisation ou modification de vitesse, l'interaction laser-cible est fortement perturbée.

Résumé :

L'évaluation du flux sur un système de cadence 100 Hz fait apparaître des instabilités qui ne sont pas présentes ou moins marquées sur le système basse cadence de CELIA. Nous avons observé une variation d'au moins 40% sur le flux de photons mesuré entre les images issues d'une même colonne de cible. Chaque image était intégrée sur 1500 tirs. La conversion est très sensible à l'alignement de la cible, surtout lorsque son épaisseur est ultra-mince.

Pour un système de bande en défilement continu, il existe a priori des vitesses et des tensions permettant d'optimiser le rendement et la stabilité.

Afin d'améliorer ce système, plusieurs évolutions sont à envisager :

- Diminution des "temps morts" : les tirs peuvent se faire dans les deux sens de défilement de la bande.
- Optimisation de conversion : asservissement de la bande à vitesse et tension

constante.

- Amélioration mécanique : rigidité, planéité de la tête d'émission, parallélisme avec la translation.

Évaluation de la taille et de la position de l'émission X en fonction de la colonne de tirs :

Pour évaluer la taille et la stabilité de la position du rayonnement X produit, nous avons employé la méthode des couteaux. Ces couteaux consistent en des lames de tantale d'une épaisseur de 70 μm placées aussi près que possible de l'émission de la source pour obtenir un grandissement élevé ($M \geq 10$).

Le détecteur utilisé est la caméra Advacam, dont la taille des pixels est de 55 μm de côté. Une série de 100 images a été réalisée. Chaque image a été intégrée pendant un temps de 15 secondes à une cadence de 100 Hz (équivalant à 1500 tirs). Le flux était suffisant pour que les analyses puissent être effectuées avec une intégration spatiale sur seulement 20 pixels.

Pour les deux directions, les résultats sont regroupés dans la figure 4.33 et la figure 4.34. Les données sont triées en fonction de la position latérale du laser sur la bande (*qui n'est pas l'ordre d'utilisation des colonnes*).

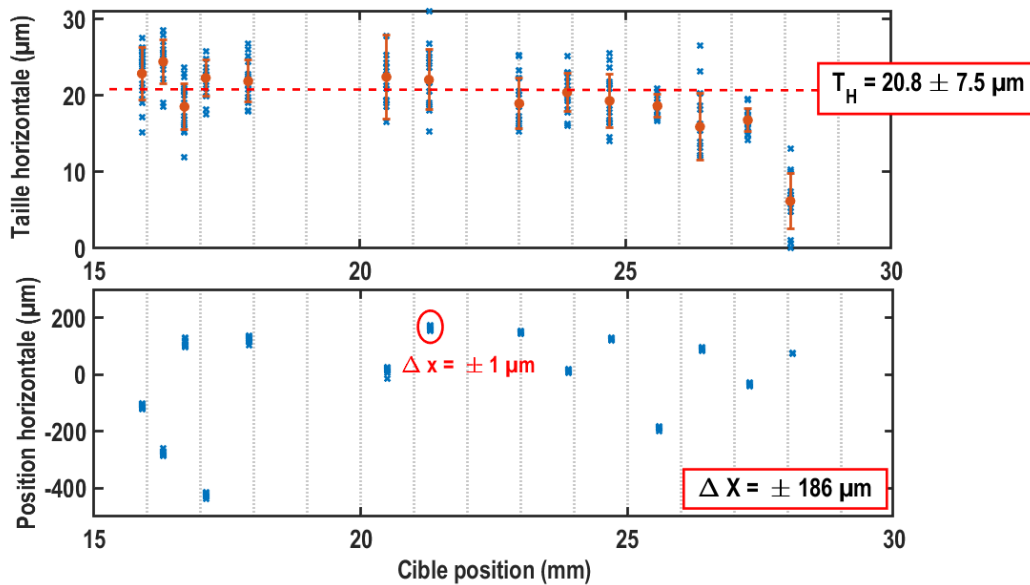


FIGURE 4.33 – Évaluation de la taille et de la position de la source dans la direction horizontale en fonction de la position sur la cible.

L'impulsion arrive sur la cible avec un angle de 45° . On s'attend à ce que la taille horizontale de la source soit plus large que la taille verticale comme pour les mesures obtenues sur le setup basse cadence. Or, dans ce système fonctionnant à 100 Hz, nous mesurons à la mi-hauteur une taille de source intégrée sur 1500 tirs d'environ $20.8 \times 36.7 \mu\text{m}^2$ de diamètre respectivement dans les directions horizontale et verticale. Il existe alors un facteur supplémentaire responsable de cet élargissement vertical de la taille de source. Nos données ne nous permettent pas de conclure définitivement quant à l'origine de l'élargissement, mais il semble probable qu'ils soient corrélés à des mouvements sur des échelles de temps inférieures au temps d'intégration, telles que :

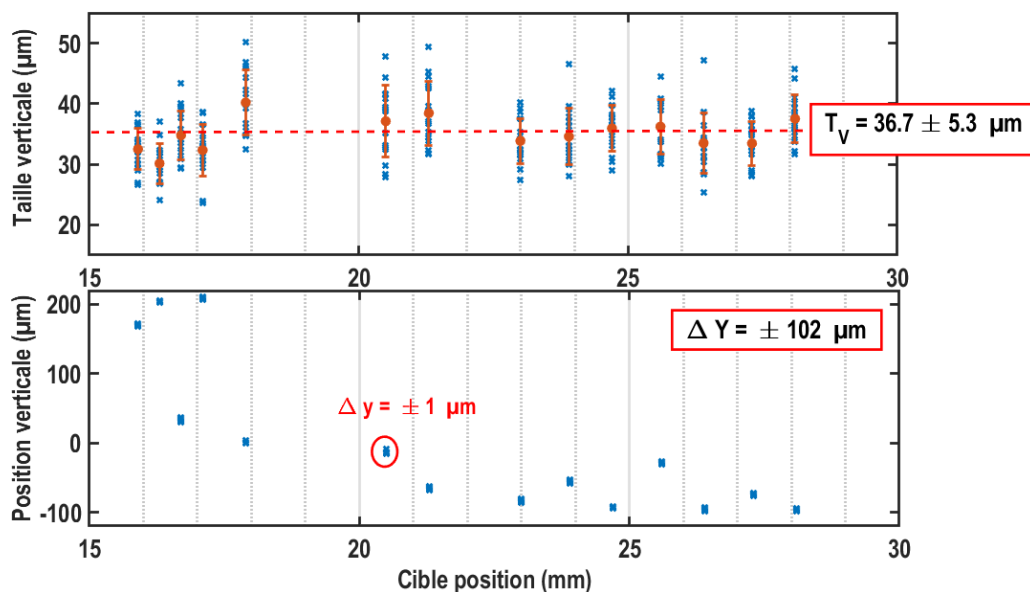


FIGURE 4.34 – Évaluation de la taille et de la position de la source dans la direction verticale en fonction de la position sur la cible.

- Le pointé du laser
- Les vibrations des moteurs créant une oscillation dans la direction verticale des optiques (miroirs et lentille) ou des lames de couteaux.
- Un défaut d’alignement ou de rectitude de la découpe de la lame de tantale d’épaisseur $70 \mu\text{m}$. La pénombre mesurée peut être convoluée à l’épaisseur de la lame.

Concernant la position du point d’émission de la source X, elle est parfaitement stable sur une colonne donnée de la bande, la variation de la position mesurée n’est que de l’ordre du micromètre. La stabilité est assurée localement comme nous pouvons le voir sur les deux graphes du bas des figures 4.33 et 4.34.

Cependant, d’une colonne à l’autre, nous mesurons une amplitude de déplacement important de $186 \mu\text{m}$ et $102 \mu\text{m}$ dans les directions horizontale et verticale. Bien que ces déplacements soient relativement larges, ils ne semblent pas influencer la taille de la source X mesurée en face arrière. L’origine de ces déplacements est probablement à chercher dans un couplage entre la motorisation du mouvement latéral et la position d’un autre élément de la source. Là encore une amélioration mécanique peut être envisagée. Donc, malgré ces grands déplacements inter-colonnes, le système parvient à maintenir une certaine stabilité dans la taille de la source X produite.

Évaluation de la taille et de la position de l’émission X en fonction du sens de défilement de la bande :

Dans le but de supprimer les temps morts associés au rebobinage de la bande, les moteurs contrôlant le défilement du ruban cible sont dotés de contrôleurs pouvant basculer entre l’asservissement en vitesse et l’asservissement en couple du moteur. Suite à cette modification, une seconde série de mesures de la taille et de la position de la source avec un temps d’acquisition légèrement plus court a été réalisée. Les résultats

sont présentés dans la figure 4.35 pour la direction horizontale et la figure 4.36 pour la direction verticale.

On peut constater que, pour un temps d'acquisition plus court, la taille horizontale de la source X est pratiquement similaire à celle mesurée avec un temps d'acquisition de 15 secondes. Elle est de $22.7 \pm 5.9 \mu\text{m}$ intégrée sur 1000 tirs. En revanche, la taille verticale est réduite à $25.3 \pm 7.6 \mu\text{m}$.

Ces observations pointent le fait que la taille de source intrinsèque est bien plus petite que la taille intégrée observée, et que réduire le temps d'intégration améliore la taille de source. Ces données ne permettent pas de conclure sur le mécanisme à l'origine de l'élargissement, mais les vibrations des optiques entraînant un déplacement du spot laser semblent probables.

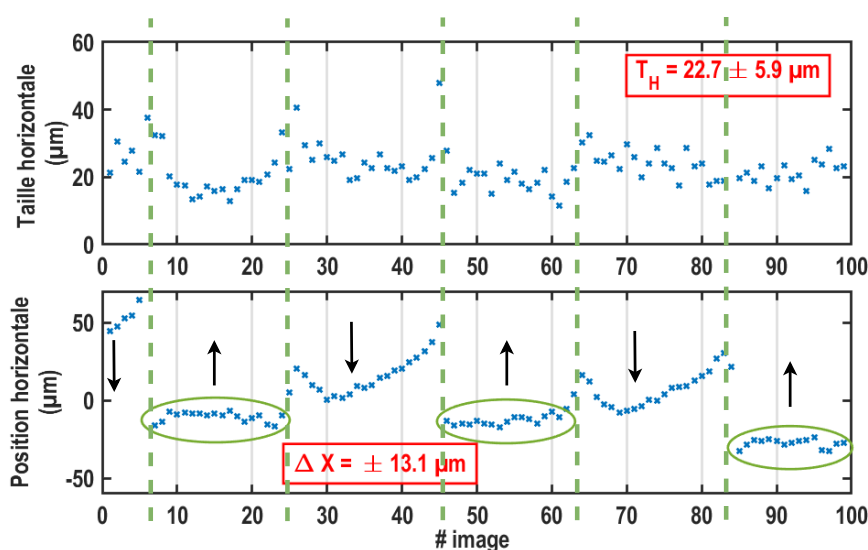


FIGURE 4.35 – Évaluation de la taille et de la position de la source X dans la direction horizontale avec un temps d'acquisition de 10 s et dans les deux sens de défilement de la bande (*indiqué par des flèches*).

L'évaluation de la position du point d'émission X montre une variation plus importante dans un des deux sens de défilement.

Les points encerclés sont issus d'un même sens de défilement à savoir vers le haut, qui était le sens utilisé dans la précédente configuration. Dans ce cas, les déplacements présentaient un écart-type de $\pm 1 \mu\text{m}$ autour de la moyenne.

En revanche, dans la nouvelle configuration, le sens de défilement vers le bas a été ajouté. Les résultats obtenus dans ce sens sont moins stables, avec un déplacement horizontal moyen de $\pm 13.2 \mu\text{m}$ et un déplacement vertical moyen de $\pm 4 \mu\text{m}$.

Résumé :

Pour résumer, l'évaluation de la taille et de la position de l'émission de la source en fonction de la position du laser sur la bande a été effectuée dans les deux configurations appelées A et AR. Dans la configuration A, la cible se déplaçait uniquement vers le haut pendant les tirs et les images étaient intégrées pendant 15 s. Tandis que dans la configuration AR, le déplacement était possible dans les deux sens et les images étaient

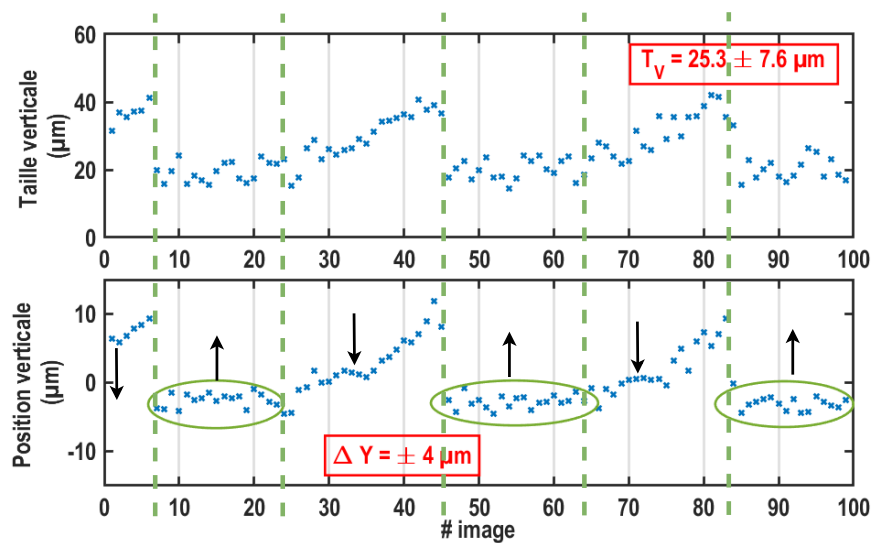


FIGURE 4.36 – Évaluation de la taille et de la position de la source X dans la direction verticale avec un temps d’acquisition de 10 s et dans les deux sens de défilement de la bande (*indiqué par des flèches*).

intégrées pendant 10 s. Les résultats obtenus avec ces deux configurations sont regroupés dans le tableau 4.9.

Configuration	t_{exp}	Taille (μm)	Position relative (μm)
A (Aller uniquement)	15 s	(H) 20.8 (± 7.5)	$\Delta X = \pm 186 / \Delta x = \pm 1$
		(V) 36.7 (± 5.3)	$\Delta Y = \pm 102 / \Delta y = \pm 1$
AR (Aller-retour)	10 s	(H) 22.7 (± 5.9)	$\Delta X = \pm 22 / \Delta x = \pm 13$
		(V) 25.3 (± 7.6)	$\Delta Y = \pm 4 / \Delta y = \pm 4$

TABLE 4.9 – Comparaison de la taille et de la position d’émission de la source avec deux temps d’exposition et deux configurations. ΔX et ΔY correspondent aux déplacements relatifs de la source, moyennés sur 100 images. Δx et Δy correspondent aux déplacements relatifs de la source dans le sens de déplacement le plus stable (vers le haut).

Ces mesures montrent tout d’abord que la taille intégrée dans la direction horizontale T_H est la même dans les deux configurations à la précision des barres d’erreur. Tandis que, la taille dans la direction verticale, T_V est plus large dans la configuration A.

Ces données mettent clairement en évidence un lien de corrélation entre les vibrations mécaniques et la taille de la source intégrée. En effet, pour un temps d’acquisition plus court, la taille intégrée de la source est plus petite. De plus, ces vibrations sont plus prononcées dans un des sens de défilement.

De plus, il faut noter que les tailles obtenues sont comparables avec les tailles obtenues sur Eclipse (monotir : $T_H = 27 \times T_V = 25 \mu\text{m}^2$). L’élargissement dû au défilement continu est donc à prendre en compte et sans doute à améliorer, mais cela valide le fait qu’une source X haute cadence avec un volume émetteur comparable au volume monotir intrinsèque peut être obtenue.

La stabilité de la position d'émission de la source est très satisfaisante sur une colonne de cible donnée que ce soit avec un ou deux sens de défilement, car elle est inférieure à la taille de source. En revanche, les mouvements colonne à colonne ne sont pas satisfaisants et doivent être améliorés.

4.2.2 Évaluation de la stabilité de conversion à 1 kHz

À l'issue des résultats encourageants obtenus avec la cadence de tir de 100 Hz, le système est rendu plus robuste surtout au niveau des vibrations. Dans cette partie nous allons discuter de la stabilité de la source X/laser avec une cadence plus élevée, soit à 1 kHz.

Pour ce faire, quelques modifications ont été apportées sur la configuration expérimentale. L'étage d'amplificateur du laser et le compresseur se retrouvent dans des salles séparées. Cette nouvelle disposition implique que le laser parcourt une distance d'au moins 5 mètres entre l'amplificateur et le compresseur. Cependant, plus la distance de la ligne optique du transport est longue, plus l'effet du jitter (variation du pointé) du laser aura un impact sur la stabilité de la position du faisceau en aval. En particulier l'alignement dans le compresseur et la stabilité de la position de la source peuvent être affectés. Pour réduire cet effet, un relais d'image est ajouté, ayant pour effet d'imager la sortie de l'amplificateur sur l'entrée du compresseur.

Ce relais d'image est composé de deux lentilles de focale 1500 mm. La focalisation se fait dans un tube sous vide. Les différents hublots du tube sont qualifiés de façon à supporter la fluence du laser qui les traverse.

La stabilité du transport du faisceau est qualifiée à l'aide d'un laser d'alignement. Le jitter en entrée du compresseur est mesuré à 3.3 μ rad. La ligne d'optique n'ajoute donc pas significativement d'instabilité au laser dont le jitter intrinsèque est de 50 μ rad.

De manière similaire aux campagnes expérimentales précédentes, une série de mesures est effectuée visant à caractériser la robustesse et la stabilité du système de conversion à une cadence laser de 1 kHz en évaluant le taux de conversion laser/X, la taille de source intégrée et sa position. La cadence étant 10 fois plus élevée, nous avons pu réduire le temps d'exposition de chaque image.

Les images sont exposées au rayonnement X/laser pendant une durée de 5 secondes et sont toujours enregistrées avec le même détecteur Advacam.

L'analyse des données montre une décroissance du flux au fil du temps, comme le montre la figure 4.37.

Il faut noter que cette série de mesures a été effectuée sans interruption et sans changement de pare-débris.

Les vingt premières images présentent un flux qui est plus faible, car j'ai déplacé la lentille de focalisation pendant leur acquisition, en essayant de trouver une position avec une meilleure conversion.

À la fin de cette acquisition, la perte de flux est de 70% après 150 images de 5 secondes, équivalent à 750 000 tirs sur la cible avec une énergie laser d'environ 15 mJ.

Cette décroissance est principalement due à l'opacification du pare-débris en verre. Pour une cadence de tir aussi élevée, ce dernier doit être changé régulièrement. Or, le remplacement du pare-débris en verre nécessite l'ouverture de l'enceinte d'interaction, donc une mise à l'air puis un repompage, ce qui prend au moins 30 - 40 minutes dans notre enceinte d'interaction.

Un pare-débris automatique constitué d'un film en plastique déroulant est en développement et n'a pas encore été implémenté.

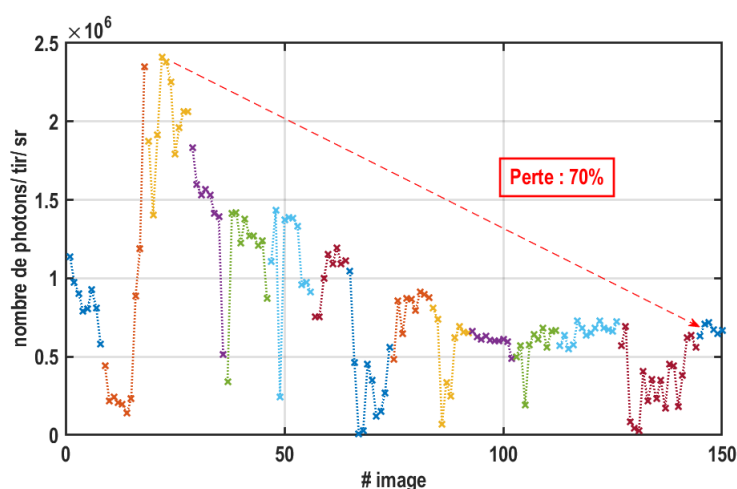


FIGURE 4.37 – Évaluation du flux de photons à 1 kHz. Chaque couleur correspond aux mesures d'une même colonne.

Sur cette acquisition, la variation périodique du flux, déjà observée sur les acquisitions à 100 Hz, est toujours présente. Là encore, l'origine de cette variation est attribuée à l'évolution de la vitesse et de la tension au cours d'une acquisition.

La mesure de la taille intégrée et de la position du spot X à cette cadence de tir a été effectuée sur une série de 150 images de 5 secondes. L'évaluation montre une corrélation prononcée entre la taille de source et la position de l'émission du point source. Les résultats de l'analyse sont regroupés dans la figure 4.38.

Nous avons mesuré une source X de forme elliptique de taille intégrée de 26.7 ± 11.9 μm par 23.0 ± 4.0 μm dans les directions horizontale et verticale respectivement.

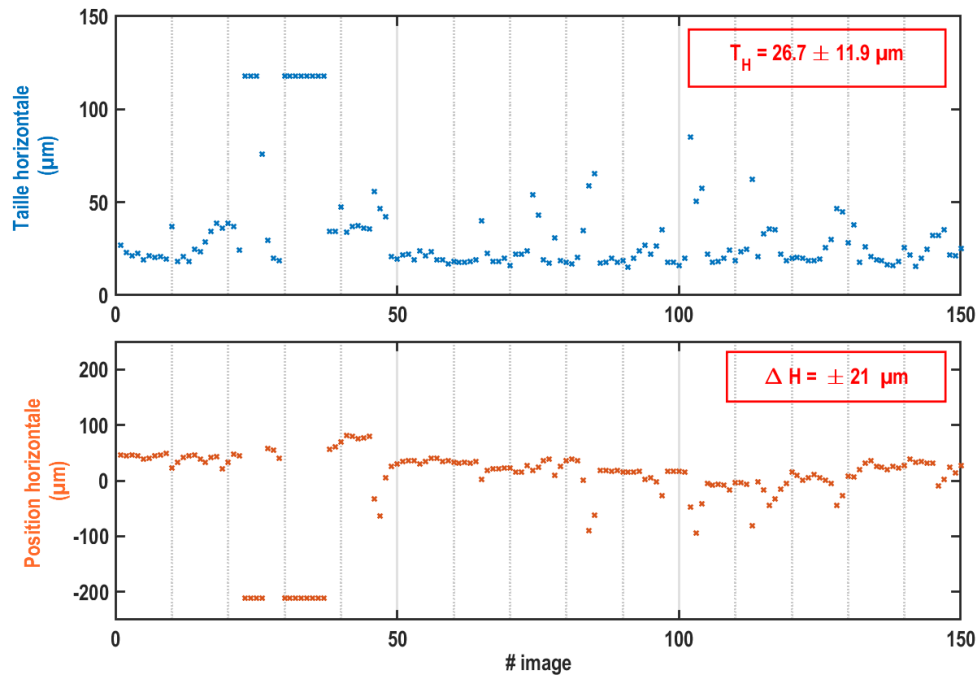
Géométriquement, il est assez clair que la position de l'émission de la source et la taille de la source intégrée sont reliés. La variation de la position d'émission du point source induit un élargissement de la taille. Le lien entre ces deux paramètres est notamment présent dans le cas du 100 Hz, mais il est plus prononcé à haute cadence de tir en raison de nombre de tirs intégré qui est plus important.

À l'occasion du passage à la plus haute cadence, de nombreuses petites améliorations ont été apportées au système de conversion. Nous pouvons voir que les vibrations verticales observées dans le cas à 100 Hz ont été quasiment éliminées par l'augmentation de la rigidité de nombreux composants mécaniques, notamment les moteurs. Ce qui confirme notre analyse précédente.

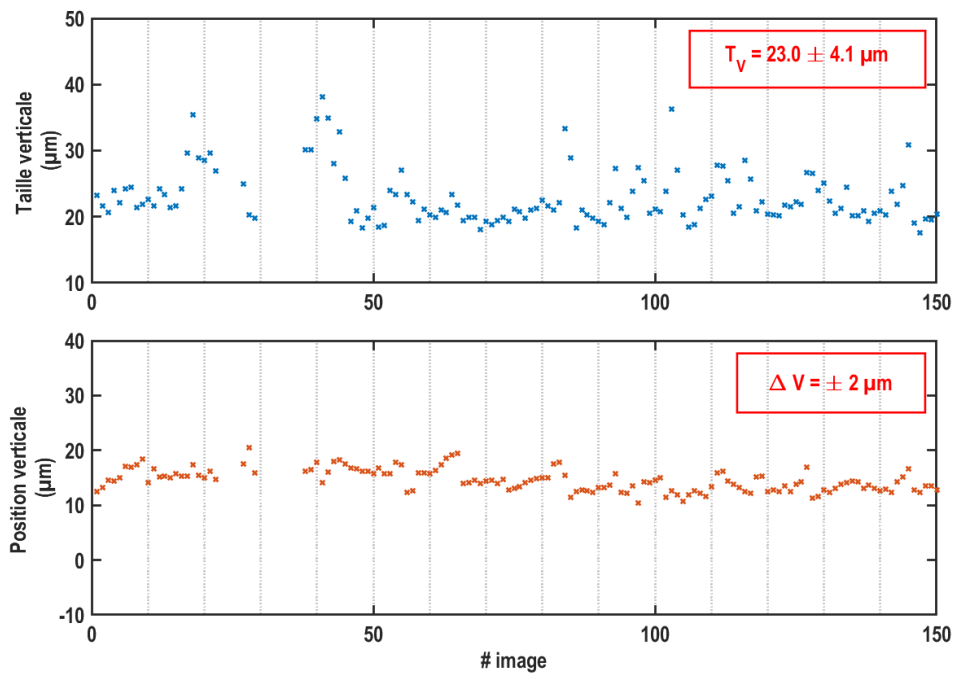
On trouve donc une taille horizontale légèrement plus grande du fait de l'angle d'incidence du laser ou encore d'un léger défaut de la planéité de la cible. On mesure une taille de 26.7 μm à 1 kHz contre une taille de 22.7 μm à 100 Hz.

Pour mettre en évidence la planéité de la cible, les résultats sont représentés en fonction de la colonne de la cible sur la figure 4.39.

D'après ces graphes, il semblerait que la bande, d'épaisseur 25 μm , n'est pas parfaitement plaquée sur la tête d'émission. Surtout lorsqu'un grand nombre de colonnes est



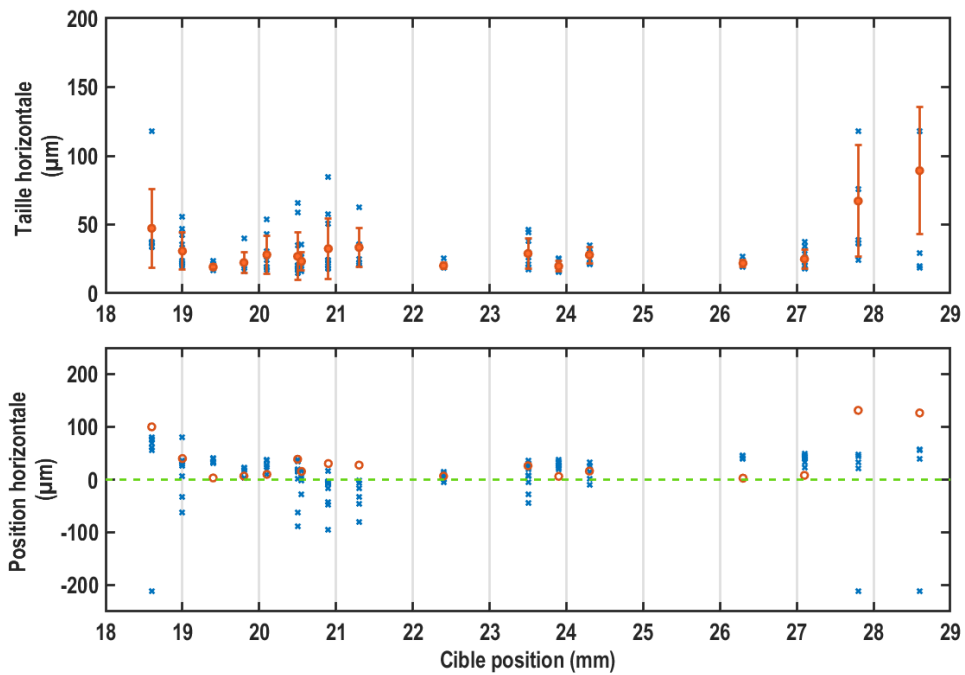
(a) Horizontale



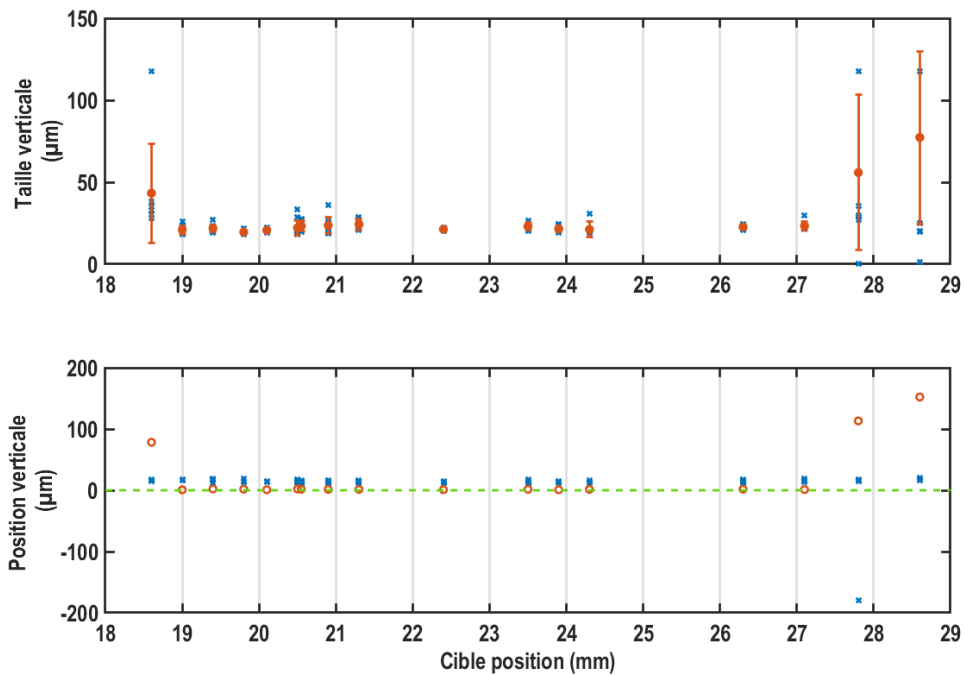
(b) Verticale

FIGURE 4.38 – Évaluation de la taille et la position de la source X à 1 kHz.

utilisé, la surface de la bande n'est plus plate, elle peut être ondulée ou bombée comme le montrent les petits cercles rouges par rapport aux pointillés verts (*cf.* Fig.4.39). Ces résultats correspondent bien à ce qui a été observé en réalité dans l'enceinte d'interaction.



(a) Horizontale



(b) Verticale

FIGURE 4.39 – Étude du comportement de la taille de la source X par rapport à sa position d'émission dans la direction horizontale et verticale.

4.2.3 Gestion des débris

Les débris produits par chaque impulsion laser induisent un dépôt métallique sur l'optique de focalisation dont l'impact est très important sur la conversion laser/X K_{α} .

Pour pallier ce problème, la solution utilisée dans les différents systèmes que j'ai utilisés a consisté à installer une lame en verre sacrificielle, traité anti-reflet, adaptée à la longueur d'onde du laser et périodiquement remplacée.

CELIA :

Avec un système cadencé au hertz, les débris accumulés sur le verre ne sont pas si gênants. Les différentes campagnes de manipulation ont été réalisées avec le même pare-débris. Ce dernier était placé juste devant la parabole à environ 250 mm de la cible.

ALPhANOV :

La gestion des débris à haute cadence de tir est une question cruciale qu'il faut prendre en compte, car les lames s'opacifient 100 à 1000 fois plus rapidement que sur le système précédent. Par ailleurs sur ce système la focale est plus courte ($f=150$ mm). Ceci implique que le pare-débris est placé plus près de la cible et qu'il intercepte un flux plus important. Il doit être remplacé régulièrement pour maintenir une bonne transmission du laser et donc un bon taux de conversion.

À ce jour, ce problème de gestion des débris est l'obstacle principal à une utilisation prolongée de la source sur plusieurs heures.

Dans l'objectif de garantir une reconstruction correcte d'une tomographie, il est essentiel que le flux de photons sur chaque image soit stable. Pour cela, il est envisagé de remplacer le pare-débris lorsque la transmission n'est plus que de 70 %. De plus, pour garantir une durabilité de la source X, un système de pare-débris déroulant en plastique est conçu et des tests de fonctionnalité sont en cours.

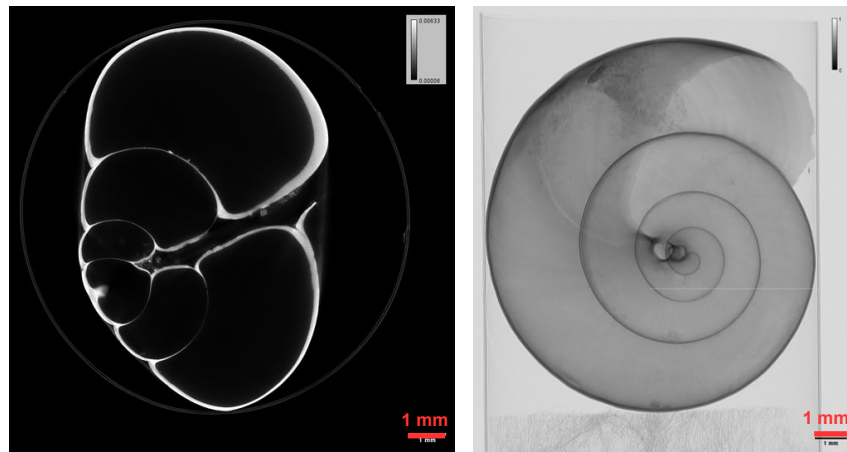
4.3 Validation : intégration de la source X par laser dans le système d'imagerie

Le prototype de système d'imagerie XPulse est composé de quatre briques : une chaîne laser, un système de conversion laser-X ultra-rapide, un environnement d'acquisition d'image et enfin un logiciel de reconstruction.

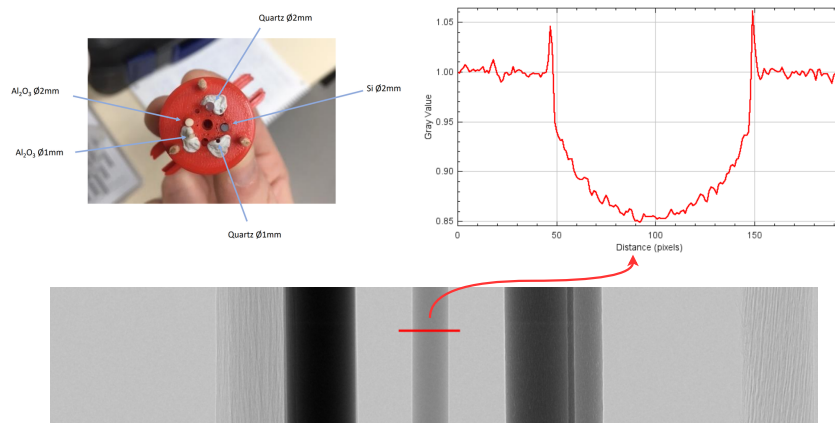
Afin de valider mon travail sur le développement de la brique "système de conversion", j'ai décidé d'évaluer ses performances en l'insérant dans le système d'imagerie complet. Notons que ce système est développé en parallèle et fonctionne déjà avec des sources X conventionnelles, à la fois en contraste d'absorption et en contraste de phase. Il fait l'objet de plusieurs implémentations. Le banc d'imagerie à ALPhANOV utilise une source de rayons X micro-focus Excillum à anode liquide (gallium). Le prototype installé à l'IBIO dispose d'un tube microfoyer, d'un détecteur courbe et d'une mécanique pour faire tourner la source et le détecteur. Quelques exemples sont présentés dans les figures 4.40 et 4.41.

Je vais présenter dans ce chapitre, la première tomographie complète réalisée à l'aide du banc d'imagerie employant la source X par laser. L'environnement d'imagerie est présenté dans la figure 4.42.

L'objet à imager est une noix. Elle est positionnée sur différentes platines entre la source X et le détecteur. Une platine de rotation permet de faire l'acquisition des images sous différents angles couvrant 360 degrés. Le grandissement est faible, d'environ 1.



(a) Exemple d'image de radiographie en contraste d'absorption d'une coquille d'escargot.



(b) Exemple d'image de radiographie en contraste de phase de tiges.

FIGURE 4.40 – Exemples de radiographies (a) par absorption et (b) par contraste de phase avec la source Excillum et le détecteur Flatpanel à grand champ.

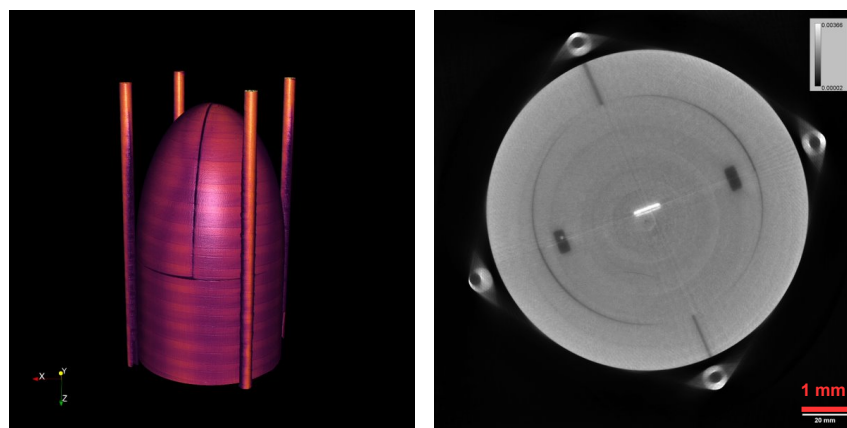


FIGURE 4.41 – Exemples de radiographies par absorption sur le prototype à l'IBIO : source X microfoyer Hamamatsu et détecteur DC en arc de cercle. L'objet est un fantôme de sein présentant des microstructures cachées à l'intérieur que nous cherchons à visualiser.

Le détecteur utilisé est la caméra CCD CdTe Advacam, caractérisée par sa réponse rapide et sa sensibilité aux énergies de photons de 17keV. De plus, il offre une zone de détection

de 25×64 mm.

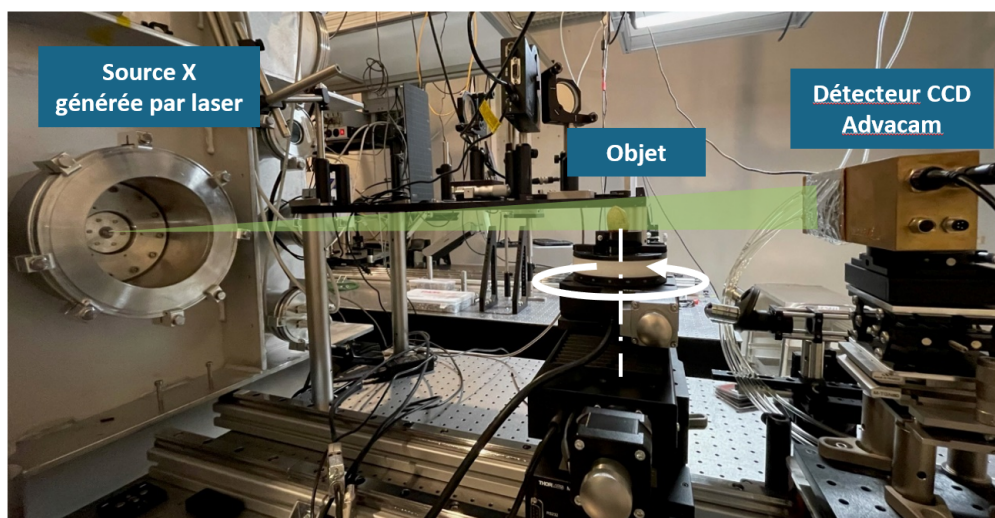


FIGURE 4.42 – Environnement expérimental d'imagerie X par laser.

Un logiciel a été spécialement développé. Il permet d'effectuer les séquences d'acquisition tomographique de manière autonome. Il pilote l'ouverture et la fermeture de l'obturateur (shutter) du laser, l'enregistrement d'une image pendant un temps t_{acq} , la rotation de l'objet, en mettant en pause lors des moments où le changement de colonne de la cible est nécessaire, et dans le cas de l'ancienne configuration, lors du rembobinage.

Le tableau 4.10 regroupe les paramètres de la source ainsi que les paramètres d'acquisition qui définissent une séquence tomographique.

Paramètres de la source	
Laser	$3 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$
Cible	Molybdène 25 μm
Source X	$\sim 17.5 \text{ keV}$
Paramètres d'acquisition	
Objet	noix
Temps d'acquisition t_{acq}	15 s (100 Hz) / 5 s (1 kHz)
Nombre de projections	300 sur 360°
Détecteur	Advacam (pixel 55 μm)

TABLE 4.10 – Paramétrage de l'acquisition tomographique.

Les images enregistrées sont appelées des projections. Chaque projection a été acquise pendant 15 s à 100 Hz. Au total, 300 projections ont été prises. La figure 4.43 montre trois projections acquises sous des angles différents.

Avec le laser de 100 Hz, cette première séquence tomographique a duré environ 150 minutes dont 75 minutes d'exposition proprement dite, et 75 minutes de temps mort correspondant

aux rembobinages et autres mouvements d'échantillon.

La montée en puissance du laser (l'énergie par impulsion ou la cadence) permettra de réduire le temps d'une tomographie. Le tableau 4.11 montre les différents systèmes à puissance croissante et le temps estimé pour une tomographie identique à celle présentée ici. Pendant cette thèse, j'ai pu utiliser les lasers Magma 25 et Magma 1 kHz. Le Magma 80 est en cours d'installation. Enfin, le Magma 300 sera le laser final qui sera intégré dans le prototype XPulse.

	Magma 25	Magma 1 kHz	Magma 80	Magma 300
Puissance	2.5 W	25 W	80 W	300 W
T_{expo}	75 min	< 10 min	< 3 min	< 1 min

TABLE 4.11 – Paramètres laser évolutifs et temps d'exposition T_{expo} au rayonnement X pour une tomographie complète.

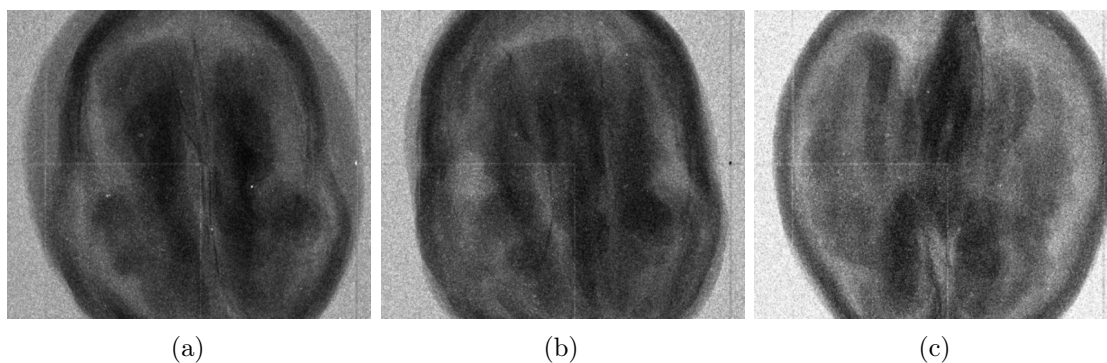


FIGURE 4.43 – Exemple de projections de la noix sous différents angles. La cadence de tir est de 100 Hz et chaque projection est acquise pendant 15 s, équivalent à 1500 tirs laser.

Des coupes différentes issues de la reconstruction tomographique réalisée par le logiciel développé par *E.Barjou*[122] dans le cadre de XPulse, sont représentées dans la figure 4.44.

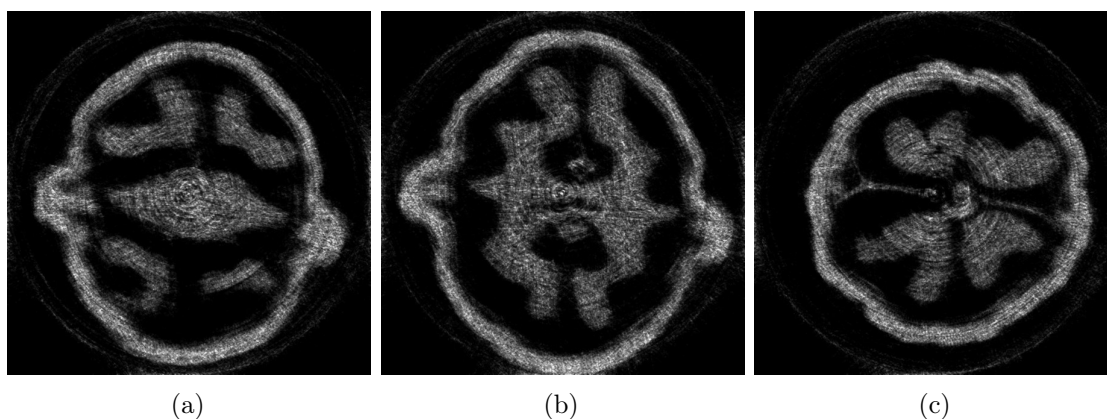


FIGURE 4.44 – Exemple de couches de la reconstruction tomographique de la noix.

Dans la partie précédente, le pare-débris s'opacifie dans le temps et le flux de photons mesuré en fin de la tomographie a diminué d'environ 30 %. Bien que le niveau de signal

sur les projections soit limité et que la reconstruction présente un niveau de bruit assez élevé, la segmentation reste réalisable par le logiciel Amira-Avizo (*logiciel développé par Thermo Fisher*).

Pour l'acquisition à 1 kHz, le temps d'acquisition par projection était de 5 secondes, équivalant à 3 fois plus de tirs par image que pour l'acquisition à 100 Hz. La vitesse d'opacification du pare-débris était donc plus importante. En effet, la transmission du pare-débris était mesurée à environ 22% au bout de 150 projections. Ainsi pour la réalisation d'une séquence tomographique, il a fallu la séparer en deux parties en renouvelant le pare-débris. Les variations d'intensité dues notamment à l'opacification du pare-débris fait que la fin des données 1 kHz ne permet pas une reconstruction. On voit que l'augmentation de la puissance moyenne du laser ne peut pas suffire sans gestion automatique des débris.

À notre connaissance, cette tomographie à 100 Hz est la première de l'histoire réalisée par une source X générée par laser.

La reconstruction tomographique est faite avec une taille de voxel d'environ 50 μm . En balayant sur les différentes couches, nous pouvons facilement distinguer les divers compartiments d'une noix, comme illustré dans la figure 4.45.

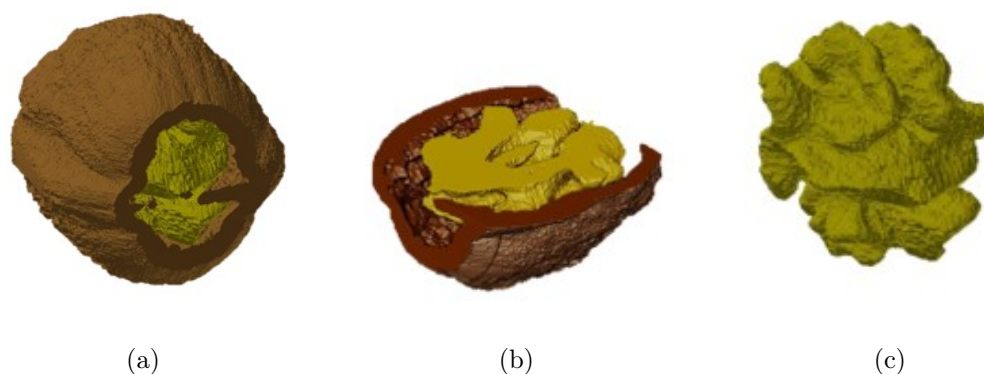


FIGURE 4.45 – Segmentation de la coquille et des cerneaux à partir de la reconstruction de la noix.

Le prototype de la source XPulse est aujourd'hui de taille à l'échelle du laboratoire. Pour une utilisation clinique, il sera nécessaire de le rendre plus compact. Dans ce contexte, une miniaturisation du système est réalisée, et des mesures de stabilité sont planifiées (voir l'annexe B).

4.4 Conclusion du chapitre

Les résultats obtenus sur le système de faible cadence, basé au laboratoire CELIA, ont permis de déterminer des paramètres expérimentaux afin de maximiser la conversion laser/ $X K_{\alpha}$ avec un système laser impulsionnel de très haut contraste temporel et de durée d'environ 1 ps focalisé sur une cible solide métallique.

Plusieurs paramètres ont été étudiés, à savoir :

- L'angle d'interaction sur cible : la conversion du laser dans les photons K_{α} est optimale près de 45° .
- La morphologie de la surface de la cible : la taille et la configuration des structures étudiées ne démontrent aucune amélioration sur la source X générée.

- Le numéro atomique Z de la cible : pour une énergie fixe d'environ 80 mJ, une même population d'électrons chauds est générée. Le rendement diminue avec Z plus grand (mais l'énergie des photons augmente).
- Deux niveaux de contraste temporel ont été étudiés. Le cas d'une impulsion à très haut contraste ($CR \sim 10^9$) produit un nombre de photons K_α plus important (≤ 30 keV) et un fond Bremsstrahlung plus bas.

Le rendement des photons X K_α obtenu varie autour de 10^{-5} à 10^{-4} évalué sur π stéradian avec une fluctuation de 5 %.

La taille de la source intégrée sur un nombre de 10 à 20 tirs est autour d'une vingtaine à une trentaine de micromètres.

Pour se rapprocher du temps d'un examen clinique, le flux de la source doit être augmenté, notamment via la cadence laser, d'où le développement d'un système de cible à rafraîchissement ultra-rapide.

L'étude de la stabilité à haute cadence est initiée par l'utilisation d'un système laser d'énergie modérée d'environ 15 mJ sur cible et de cadence 100 Hz.

Des améliorations constamment apportées sur l'ensemble du système ont permis de le valider jusqu'à une cadence de 1 kHz. La poursuite de la montée en puissance se fera par la montée en énergie par impulsion et par la montée en cadence du laser.

Le principal obstacle à cette montée en puissance que nous ayons identifié est la gestion des débris.

Conclusion et perspectives

Je rappelle tout d'abord l'objectif principal de cette thèse, qui est d'étudier l'effet des paramètres influençant l'émission du rayonnement X par laser, afin de guider au développement d'une source utilisable pour une application d'imagerie médicale.

Le cancer du sein demeure aujourd'hui l'un des cancers le plus préoccupants chez les femmes à l'échelle mondiale. L'imagerie au rayonnement X par contraste de phase est étudiée depuis quelques années, car cette modalité d'imagerie recèle le potentiel d'améliorer la détection précoce du cancer du sein tout en minimisant les inconvénients associés aux méthodes traditionnelles, tels que la suppression de la compression du sein et la diminution des résultats faux positifs et de la dose déposée.

Le développement de sources X dures compactes de haute brillance permet d'envisager le développement de l'imagerie X par contraste de phase. Nous avons montré que les sources X par laser de type $K\alpha$ sont des candidats prometteurs pour cette application en raison notamment de leur relative simplicité, compacité, de leur angle d'ouverture et des perspectives ouvertes par l'évolution rapide des technologies laser.

Ces sources X par laser possèdent des caractéristiques uniques que nous pouvons rappeler ici :

- Une résolution temporelle : de la picoseconde à la femtoseconde
- Une source partiellement cohérente spatialement : volume d'émission de quelques dizaines de micromètres.
- Un spectre X accordable en énergie (par changement du matériau de la cible)
- Un flux indexé sur la puissance du driver laser (la technologie des lasers ultra-intenses et de forte puissance est en évolution continue).

Bilan

Mon travail de recherche peut être divisé en trois grandes parties :

(i) la première partie se concentre sur l'étude des paramètres influençant la production des photons $K\alpha$ sur un système de faible cadence de tir. Elle consiste également au développement des méthodes de diagnostic pour caractériser un rayonnement impulsionnel de durée ultracourte.

(ii) la deuxième partie est dédiée au développement et à la caractérisation d'une source à haute cadence.

(iii) enfin une dernière partie est consacrée à la validation du système dans un environnement d'imagerie à rayons X 3D (tomographie).

Une première partie de mon travail fut dédiée à l'exploration de la physique de l'interaction laser-matière ainsi à l'obtention des paramètres optimaux afin de maximiser la production d'un rayonnement X K_α généré par l'interaction laser-solide. Il s'est réalisé au laboratoire CELIA où j'ai pu exploiter l'environnement expérimental dédié aux travaux à basse cadence. La flexibilité de ce dispositif expérimental m'a permis de faire varier à la fois les conditions expérimentales ainsi que les paramètres du laser et de la cible pour l'optimisation de la production des photons K_α .

De plus, cet environnement a permis de développer des outils de diagnostics.

Cependant, le nombre de photons obtenus par une impulsion unique n'est pas suffisant pour réaliser une image. Une image exploitable nécessite généralement d'accumuler l'émission correspondant à un grand nombre de tirs laser, typiquement de l'ordre d'un millier de tirs avec une énergie laser de 80 mJ. Pour se rapprocher du temps d'examen classique, il faut que chaque image soit acquise pendant un temps court, c'est-à-dire un temps inférieur à 1 s par projection et un temps inférieur à 10 minutes pour une tomographie. Nous devons donc travailler avec des lasers de cadence de tirs élevée, supérieure à 1 kHz.

Par la suite, une transition vers un système de cadence plus élevée a été effectuée en appliquant les conditions expérimentales optimales déterminées par l'environnement de basse cadence. Ce travail a été réalisé au laboratoire XPulse à ALPhANOV.

Pour réaliser cette source haute cadence, un système de cible avec un rafraîchissement de surface ultrarapide a été spécialement développé. Ses performances ont été évaluées dans un premier temps avec un laser de 2.5 W à 100 Hz. Dans un second temps une montée en cadence a été effectuée pour atteindre 1 kHz. Enfin, pour aller au-delà de la preuve de concept, un test d'intégration a été fait en incorporant notre source laser K_α dans un système d'imagerie de microtomographie à haute résolution sur lequel nous avons réalisé des séquences complètes d'image allant jusqu'à la reconstruction volumique de l'échantillon.

Les caractéristiques de nos sources K_α

Les deux systèmes laser utilisés sont de classe millijoule, délivrant des impulsions d'une picoseconde de durée et permettant d'atteindre des intensités sur cible de l'ordre de 10^{16-17} W/cm². À l'aide du système laser à basse cadence (énergie focalisée sur cible autours de ~ 80 mJ), nous avons obtenu une source K_α à 17.5 keV avec un taux de conversion laser/X proche de 10^{-4} sur π stéradian.

La taille de la source intégrée sur une dizaine de tirs laser était en moyenne de 25 μm de diamètre, mesuré à mi-hauteur. Elle présente un élargissement d'un peu plus de deux fois la taille de la tache focale du laser en raison de la propagation des électrons chauds dans la matière. Une évaluation de la stabilité et de la répétabilité a été réalisée. À faible cadence de tir, la stabilité est assurée.

Sur le système haute cadence, des facteurs d'instabilités apparaissent liés aux différents mouvements mécaniques. L'ensemble des améliorations mécaniques et logicielles permettent aujourd'hui d'obtenir une taille de source d'une vingtaine de micromètre ($22.7 \times 25.3 \mu\text{m}^2$), intégrée sur 10 000 tirs et un taux de conversion de 8×10^{-5} sur π stéradian (pour l'ensemble des photons X produits, c'est-à-dire les $K\alpha$ et les autres photons détectés à d'autres énergies ≥ 10 keV). *Le taux de conversion laser- K_α n'a pu être effectué que dans le système basse cadence.*

Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus à basse cadence à des conditions expérimentales souvent mieux maîtrisées. On n'observe donc pas de baisse radicale de la performance, ce qui valide les choix retenus.

Cependant l'impact le plus important du passage à la haute cadence est l'effet des débris. Un système de pare-débris automatique est en développement, mais je n'ai pas eu le temps de l'évaluer. Cela reste l'obstacle le plus important à l'utilisation de la source X à haute cadence sur des durées longues.

Perspectives

Les résultats obtenus à travers les travaux de cette thèse ont permis de développer les outils pour comprendre et optimiser une source X K_α .

J'ai pu faire la démonstration qu'une telle source peut être utilisée dans une chaîne d'acquisition et de traitement réaliste pour réaliser des tomographies à haute résolution à 17 keV.

En ce sens mon travail a donc permis d'avancer vers une application concrète de ce type de source. Il reste cependant plusieurs axes de travail pour parachever ces développements. Les axes de travail que ma thèse a pu mettre en lumière sont listés ici :

- Problématique des débris : on l'a vu, la montée en cadence de 100 Hz à 1 kHz a mis en évidence les limites d'une gestion des débris par des lames sacrificielles. Un pare-débris en plastique défilant est en cours de développement. Il devra être testé et validé.
- Miniaturisation : une fois fixés les paramètres expérimentaux (distances, angles, solutions mécaniques), il est motivant de miniaturiser le système pour insérer dans un prototype clinique future . On l'a vu ce travail est en cours. Une version de la source "table-top" existe, dont le design se base sur mes travaux expérimentaux et mes retours d'expérience. Ce nouveau système doit encore être mise en œuvre et caractérisé.
- Montée en puissance : la montée en puissance du laser jusqu'au niveau de puissance de plusieurs centaines de watts pour piloter une source X pour l'imagerie médicale reste un challenge du point de vue de la technologie laser. Elle se fera par une combinaison de la montée en cadence et de l'énergie par impulsion. Mais cette montée en puissance est également un challenge du point de vue du module de conversion qui doit être capable de supporter des niveaux de puissance élevés (dimensionnement des optiques).
- Imagerie par contraste de phase : aujourd'hui les démonstrations d'imagerie que j'ai pu faire sont réalisées en contraste d'absorption. L'utilisation de la source que j'ai développée pour faire de l'image par contraste de phase reste à démontrer. Notons que d'autres groupes ont montré l'utilisation de source K_α pour faire de l'imagerie par contraste de phase en propagation libre [123]. Dans le cadre du développement du prototype XPulse, l'imagerie par masque Hartmann reste à démontrer.

Pour un appareil d'imagerie médicale 3D, la source et le détecteur doivent être mis en mouvement autour du corps du patient. C'est ce qui est réalisé dans un scanner classique et c'est à ce que nous avons fait avec une source microfoyer sur le prototype développé à l'IBIO au CHU de Bordeaux.

Intégrer une source de rayons X par laser sur un appareil tournant représente un défi en

soi, notamment pour transporter le faisceau laser de façon stable.

Un des intérêts de la modalité d'imagerie en contraste de phase, outre une meilleure visibilité de certains détails anatomiques, réside dans le fait qu'elle pourrait être réalisée à plus haute énergie que les 17 keV habituels, afin d'exploiter une fenêtre autour de 30 - 60 keV où la dose administrée à la patiente est réduite. Dans cette fenêtre spectrale, l'imagerie par absorption n'est pas réalisable, car le contraste de l'image est trop faible. Pour accompagner cette montée en énergie, il reste donc à qualifier la source développée avec d'autres matériaux, au numéro atomique Z plus élevé (argent, tantale). On l'a vu, cela va se faire avec une montée en intensité laser pour conserver un rendement acceptable. Cela revient donc au point sur l'accompagnement de l'évolution des performances du laser.

Un autre point concerne la durée d'utilisation sans maintenance de la source. Aujourd'hui elle est limitée par le problème de débris, que l'on a déjà évoqué. Il faut également mentionner la quantité du consommable (la bande) qui peut être stocké et utilisé dans la source. L'un des avantages de la source à ruban est qu'elle maximise la surface de matière accessible par rapport à la masse de consommable embarquée. La source que j'ai contribué à développer est aujourd'hui dimensionnée pour accueillir ~ 300 m de ruban de 25 μm . Cela correspond à environ 250 h d'utilisation pour une bande bien utilisée. La robustesse de l'ensemble des composants du système de cible n'est pas encore démontrée pour des durées aussi longues.

Une autre caractéristique de ce type de source X est leur caractère impulsionnel. C'est une caractéristique que nous n'employons pas dans l'application à l'imagerie médicale. Il est intéressant de comparer ces sources avec les autres sources X pouvant délivrer des impulsions courtes : synchrotron et XFEL. Une source de rayon X impulsionnelle ultra-brève est une machine unique pouvant être utilisée pour nombreuses applications scientifiques, notamment tout le domaine des mesures par rayonnement X résolues en temps : diffraction, spectroscopie, imagerie ultrarapide, etc.

Il serait également judicieux de caractériser plus finement les propriétés de cette source et de mesurer l'évolution de l'ensemble de ces autres caractéristiques (tailles de source, stabilité, rendement, productions de débris) avec des impulsions laser plus courtes.

Bibliographie

- [1] D. STRICKLAND et G. MOUROU, « Compression of amplified chirped optical pulses, » *Optics Communications*, t. 56, n° 3, p. 219-221, 1985. DOI : [10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8).
- [2] Z. WANG, N. HAUSER, G. SINGER et al., « Non-invasive classification of microcalcifications with phase-contrast X-ray mammography, » *Nature Communications*, t. 5, p. 2040-1723, 2014. DOI : [10.1038/ncomms4797](https://doi.org/10.1038/ncomms4797). adresse : <https://doi.org/10.1038/ncomms4797>.
- [3] V. BEAUDOUX, *Dosimétrie pour un examen de mammographie avec rayons-X produits par laser*, Mathématiques et Informatique, NNT :2021BORD0202, 2021. adresse : <https://theses.hal.science/tel-03414947>.
- [4] M. M. MURNANE, H. C. KAPTEYN et R. W. FALCONE, « High-Density Plasmas Produced by Ultrafast Laser Pulses, » *Physical Review Letters*, t. 62, n° 2, p. 155-158, 1989. DOI : [10.1103/PhysRevLett.62.155](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.155).
- [5] L. M. CHEN, M. KANDO, M. H. XU et al., « Study of X-ray emission enhancement via a high-contrast femtosecond laser interacting with a solid foil, » *Physical Review Letters*, t. 100, n° 4, 2008. DOI : [10.1103/PhysRevLett.100.045004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.045004).
- [6] V. ARORA, P. A. NAIK, J. A. CHAKERA, S. BAGCHI, M. TAYYAB et P. D. GUPTA, « Study of 1-8 keV K- α x-ray emission from high intensity femtosecond laser produced plasma, » *AIP Advances*, t. 4, n° 4, 2014. DOI : [10.1063/1.4870946](https://doi.org/10.1063/1.4870946). adresse : <http://dx.doi.org/10.1063/1.4870946>.
- [7] F. E. ZINK, « X-ray tubes, » *Radiographics : a review publication of the Radiological Society of North America, Inc*, t. 17, n° 5, p. 1259-1268, 1997. DOI : [10.1148/radiographics.17.5.9308113](https://doi.org/10.1148/radiographics.17.5.9308113).
- [8] N. ZHAVORONKOV, Y. GRITSAI, G. KORN et T. ELSAESSER, « Ultra-short efficient laser-driven hard X-ray source operated at a kHz repetition rate, » *Applied Physics B : Lasers and Optics*, t. 79, n° 6, p. 663-667, 2004. DOI : [10.1007/s00340-004-1658-4](https://doi.org/10.1007/s00340-004-1658-4).
- [9] H. WINICK, « Synchrotron radiation sources - Present capabilities and future directions, » *Journal of Synchrotron Radiation*, t. 5, n° 3, 1998. DOI : [10.1107/S0909049597018761](https://doi.org/10.1107/S0909049597018761).
- [10] G. B. LUBKIN, « Laser plus iron target : broad-band x-ray source, » *Physics Today*, t. 20, p. 1-2, 1972. DOI : [10.1063/1.3070671](https://doi.org/10.1063/1.3070671).
- [11] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS et G. WEINREICH, « Generation of optical harmonics, » *Physical Review Letters*, t. 7, n° 4, p. 118-119, 1961. DOI : [10.1103/PhysRevLett.7.118](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.118).

- [12] G. H. NEW et J. F. WARD, « Optical third-harmonic generation in gases, » *Physical Review Letters*, t. 19, n° 10, p. 556-559, 1967. DOI : [10.1103/PhysRevLett.19.556](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.556).
- [13] A. MCPHERSON, G. GIBSON, H. JARA et al., « Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases, » *Journal of the Optical Society of America B*, t. 4, n° 4, p. 595, 1987. DOI : [10.1364/josab.4.000595](https://doi.org/10.1364/josab.4.000595).
- [14] J. L. KRAUSE, K. J. SCHAFER et K. C. KULANDER, « High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime, » *Physical Review Letters*, t. 68, n° 24, p. 3535-3538, 1992. DOI : [10.1103/PhysRevLett.68.3535](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.3535).
- [15] P. B. CORKUM, « Plasma perspective on strong field multiphoton ionization, » *Physical Review Letters*, t. 71, n° 13, p. 1994-1997, 1993. DOI : [10.1103/PhysRevLett.71.1994](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1994).
- [16] A. L'HUILLIER et P. BALCOU, « High-order harmonic generation in rare gases with a 1-ps 1053-nm laser, » *Physical Review Letters*, t. 70, n° 6, p. 774-777, 1993. DOI : [10.1103/PhysRevLett.70.774](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.774).
- [17] I. P. CHRISTOV, J. ZHOU, J. PEATROSS, A. RUNDQUIST, M. M. MURNANE et H. C. KAPTEYN, « Nonadiabatic effects in high-harmonic generation with ultrashort pulses, » *Physical Review Letters*, t. 77, n° 9, p. 1743-1746, 1996. DOI : [10.1103/PhysRevLett.77.1743](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1743).
- [18] M. LEWENSTEIN, P. BALCOU, M. Y. IVANOV, A. L'HUILLIER et P. B. CORKUM, « Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields, » *Physical Review A*, t. 49, n° 3, p. 2117-2132, 1994. DOI : [10.1103/PhysRevA.49.2117](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.49.2117).
- [19] K. B. WHARTON, S. P. HATCHETT, S. C. WILKS et al., « Experimental measurements of hot electrons generated by ultraintense (sup 10¹⁹W/cm²) laser-plasma interactions on solid-density targets, » *Physical Review Letters*, t. 81, n° 4, p. 822-825, 1998. DOI : [10.1103/PhysRevLett.81.822](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.822).
- [20] B. DROMEY, S. KAR, C. BELLEI et al., « Bright multi-keV harmonic generation from relativistically oscillating plasma surfaces, » *Physical Review Letters*, t. 99, n° 8, p. 1-4, 2007. DOI : [10.1103/PhysRevLett.99.085001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.085001).
- [21] T. POPMINTCHEV, M. C. CHEN, A. BAHABAD et al., « Phase matching of high harmonic generation in the soft and hard X-ray regions of the spectrum, » *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, t. 106, n° 26, p. 10 516-10 521, 2009. DOI : [10.1073/pnas.0903748106](https://doi.org/10.1073/pnas.0903748106).
- [22] S. CORDE, K. PHUOC, A. BECK et al., « Femtosecond X rays from laser-plasma accelerators, » *Reviews of Modern Physics*, t. 85, 2013. DOI : [10.1103/RevModPhys.85.1](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.1).
- [23] A. ROUSSE, K. TA PHUOC, R. SHAH et al., « Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction, » *Physical Review Letters*, t. 93, n° 13, p. 1-4, 2004. DOI : [10.1103/PhysRevLett.93.135005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.135005).
- [24] S. FOURMAUX, S. CORDE, K. TA PHUOC et al., « Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation, » *New Journal of Physics*, t. 13, 2011. DOI : [10.1088/1367-2630/13/3/033017](https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/3/033017). arXiv : [1104.2243](https://arxiv.org/abs/1104.2243).
- [25] S. KNEIP, C. MCGUFFEY, J. L. MARTINS et al., « Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source, » *Nature Physics*, t. 6, n° 12, p. 980-983, 2010. DOI : [10.1038/nphys1789](https://doi.org/10.1038/nphys1789).

- [26] K. TA PHUOC, E. ESAREY, V. LEURENT et al., « Betatron radiation from density tailored plasmas, » *Physics of Plasmas*, t. 15, n° 6, 2008. DOI : [10.1063/1.2918657](https://doi.org/10.1063/1.2918657).
- [27] B. GUNTHER, R. GRADL, C. JUD et al., « The versatile X-ray beamline of the Munich Compact Light Source : design, instrumentation and applications, » *Journal of Synchrotron Radiation*, t. 27, n° 5, p. 1395-1414, 2020. DOI : [10.1107/S1600577520008309](https://doi.org/10.1107/S1600577520008309). adresse : <https://doi.org/10.1107/S1600577520008309>.
- [28] K. DUPRAZ, M. ALKADI, M. ALVES et al., « The ThomX ICS source, » *Physics Open*, t. 5, p. 100051, 2020. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physo.2020.100051>. adresse : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2666032620300387>.
- [29] S. CHEN, N. D. POWERS, I. GHEBREGZIABHER et al., « MeV-energy X rays from inverse Compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons, » *Physical Review Letters*, t. 110, n° 15, p. 1-5, 2013. DOI : [10.1103/PhysRevLett.110.155003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.155003).
- [30] K. TA PHUOC, S. CORDE, C. THAURY et al., « All-optical Compton gamma-ray source, » *Nature Photonics*, t. 6, n° 5, p. 308-311, 2012. DOI : [10.1038/nphoton.2012.82](https://doi.org/10.1038/nphoton.2012.82). arXiv : [1301.3973](https://arxiv.org/abs/1301.3973).
- [31] H. E. TSAI, X. WANG, J. M. SHAW et al., « Compact tunable Compton x-ray source from laser-plasma accelerator and plasma mirror, » *Physics of Plasmas*, t. 22, n° 2, 2015. DOI : [10.1063/1.4907655](https://doi.org/10.1063/1.4907655). arXiv : [1411.2134](https://arxiv.org/abs/1411.2134). adresse : <http://dx.doi.org/10.1063/1.4907655>.
- [32] L. MALMQVIST, L. RYMELL, M. BERGLUND et H. M. HERTZ, « Liquid-jet target for laser-plasma soft x-ray generation, » *Review of Scientific Instruments*, t. 67, n° 12, p. 4150-4153, 1996. DOI : [10.1063/1.1147561](https://doi.org/10.1063/1.1147561).
- [33] R. J. TOMPKINS, I. P. MERCER, M. FETTWEIS et al., « 5-20 keV laser-induced x-ray generation at 1 kHz from a liquid-jet target, » *Review of Scientific Instruments*, t. 69, n° 9, p. 3113-3117, 1998. DOI : [10.1063/1.1149120](https://doi.org/10.1063/1.1149120).
- [34] K. HERRLIN, G. SVAHN, C. OLSSON et al., « Generation of X rays for medical imaging by high-power lasers : Preliminary results, » *Radiology*, t. 189, n° 1, p. 65-68, 1993. DOI : [10.1148/radiology.189.1.8372221](https://doi.org/10.1148/radiology.189.1.8372221).
- [35] A. KROL, A. IKHLEF, J. C. KIEFFER et al., « Laser-based microfocused x-ray source for mammography : Feasibility study, » *Medical Physics*, t. 24, n° 5, p. 725-732, 1997. DOI : [10.1118/1.597993](https://doi.org/10.1118/1.597993).
- [36] S. FOURMAUX et J. C. KIEFFER, « Laser-based K α X-ray emission characterization using a high contrast ratio and high-power laser system, » *Applied Physics B : Lasers and Optics*, t. 122, n° 6, p. 1-10, 2016. DOI : [10.1007/s00340-016-6442-8](https://doi.org/10.1007/s00340-016-6442-8).
- [37] P. MAINE, D. STRICKLAND, P. BADO, M. PESSOT et G. MOUROU, « Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification, » *IEEE Journal of Quantum Electronics*, t. 24, n° 2, p. 398-403, 1988. DOI : [10.1109/3.137](https://doi.org/10.1109/3.137).
- [38] S. MONDAL, I. CHAKRABORTY, S. AHMAD et al., « Highly enhanced hard x-ray emission from oriented metal nanorod arrays excited by intense femtosecond laser pulses, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 83, n° 3, p. 1-5, 2011. DOI : [10.1103/PhysRevB.83.035408](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.035408).

- [39] D. W. FORSLUND, J. M. KINDEL et K. LEE, « Theory of hot-electron spectra at high laser intensity, » *Physical Review Letters*, t. 39, n° 5, p. 284-288, 1977. DOI : [10.1103/PhysRevLett.39.284](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.39.284).
- [40] M. SERVOL, « Génération de rayonnement X par interaction laser-écoulement de poudre, » HAL Id : tel-00128860, <https://theses.hal.science/tel-00128860>, Physique atomique, Université Paris Sud - Paris XI, 2007.
- [41] P. GIBBON et A. R. BELL, « Collisionless absorption in sharp-edged plasmas, » *Physical Review Letters*, t. 68, n° 10, p. 1535-1538, 1992. DOI : [10.1103/PhysRevLett.68.1535](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1535).
- [42] X. LIU et D. UMSTADTER, « Competition between ponderomotive and thermal forces in short-scale-length laser plasmas, » *Physical Review Letters*, t. 69, n° 13, p. 1935-1938, 1992. DOI : [10.1103/PhysRevLett.69.1935](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1935).
- [43] T. Y. YANG, W. L. KRUEER, A. B. LANGDON et T. W. JOHNSTON, « Mechanisms for collisionless absorption of light waves obliquely incident on overdense plasmas with steep density gradients, » *Physics of Plasmas*, t. 3, n° 7, p. 2702-2709, 1996. DOI : [10.1063/1.871527](https://doi.org/10.1063/1.871527).
- [44] P. A. WILLIAMS, J. A. HADLER, R. LEE, F. C. MARING et J. H. LEHMAN, « Use of radiation pressure for measurement of high-power laser emission, » *Optics Letters*, t. 38, n° 20, p. 4248, 2013. DOI : [10.1364/ol.38.004248](https://doi.org/10.1364/ol.38.004248).
- [45] N. G. DENISOV, « On a Singularity of the Field of an Electromagnetic Wave Propagated in an inhomogeneous Plasma, » *Soviet Physics JETP*, t. 4, n° 4, p. 544-553, 1957.
- [46] J. P. FREIDBERG, R. W. MITCHELL, R. L. MORSE et L. I. RUDSINSKI, « Resonant absorption of laser light by plasma targets, » *Physical Review Letters*, t. 28, n° 13, 1972. DOI : [10.1103/PhysRevLett.28.795](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.795).
- [47] F. BRUNEL, « Not-so-resonant, Resonant Absorption, » *Physical Review Letters*, t. 59, n° July 1987, p. 52-55, 1987.
- [48] G. BONNAUD, P. GIBBON et E. WILLIAMS, « Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma, » *Laser and Particle Beams*, t. 9, n° 2, p. 339-354, 1991. DOI : [10.1017/S0263034600003384](https://doi.org/10.1017/S0263034600003384).
- [49] Q. L. DONG, J. ZHANG et H. TENG, « Absorption of femtosecond laser pulses in interaction with solid targets, » *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, t. 64, n° 2, p. 6, 2001. DOI : [10.1103/PhysRevE.64.026411](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.026411).
- [50] W. L. KRUEER et K. ESTABROOK, « JXB heating by very intense laser light, » *Physics of Fluids*, t. 28, n° 1, p. 430-432, 1985. DOI : [10.1063/1.865171](https://doi.org/10.1063/1.865171).
- [51] F. N. BEG, A. R. BELL, A. E. DANGOR et al., « A study of picosecond laser-solid interactions up to 1019 W cm⁻², » *Physics of Plasmas*, t. 4, n° 2, p. 447-457, 1997. DOI : [10.1063/1.872103](https://doi.org/10.1063/1.872103).
- [52] S. C. WILKS, W. L. KRUEER, M. TABAK et A. B. LANGDON, « Absorption of ultra-intense laser pulses, » *Physical Review Letters*, t. 69, n° 9, p. 1383-1386, 1992. DOI : [10.1103/PhysRevLett.69.1383](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1383).

- [53] H. CHEN, S. C. WILKS, W. L. KRUEER, P. K. PATEL et R. SHEPHERD, « Hot electron energy distributions from ultraintense laser solid interactions, » *Physics of Plasmas*, t. 16, n° 2, 2009. DOI : [10.1063/1.3080197](https://doi.org/10.1063/1.3080197).
- [54] A. G. MACPHEE, K. U. AKLI, F. N. BEG et al., « Diagnostics for fast ignition science, » *Review of Scientific Instruments*, t. 79, n° 10, 2008. DOI : [10.1063/1.2978199](https://doi.org/10.1063/1.2978199).
- [55] H. M. MILCHBERG, R. R. FREEMAN, S. C. DAVEY et R. M. MORE, « Resistivity of a simple metal from room temperature to 106 K, » *Physical Review Letters*, t. 61, n° 20, p. 2364-2367, 1988. DOI : [10.1103/PhysRevLett.61.2364](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2364).
- [56] J. C. KIEFFER, P. AUDEBERT, M. CHAKER et al., « Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients, » *Physical Review Letters*, t. 62, n° 7, p. 760-763, 1989. DOI : [10.1103/PhysRevLett.62.760](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.760).
- [57] A. ROUSSE, P. AUDEBERT, J. P. GEINDRE et al., « Efficient K x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas, » *Physical Review E*, t. 50, n° 3, p. 2200-2207, 1994. DOI : [10.1103/PhysRevE.50.2200](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.2200).
- [58] P. GIBBON et E. FÖRSTER, « Short-pulse laser - plasma interactions, » *Plasma Phys. Control. Fusion*, t. 38, p. 769-793, 1996.
- [59] M. G. HAINES, M. S. WEI, F. N. BEG et R. B. STEPHENS, « Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition, » *Physical Review Letters*, t. 102, n° 4, 2009. DOI : [10.1103/PhysRevLett.102.045008](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.045008).
- [60] R. BROWNING, « Universal elastic scattering cross sections for electrons in the range 1-100 keV, » *Applied Physics Letters*, t. 58, n° 24, p. 2845-2847, 1991. DOI : [10.1063/1.104754](https://doi.org/10.1063/1.104754).
- [61] R. H. RITCHIE, J. C. ASHLEY et L. C. EMERSON, « Optical bremsstrahlung and transition radiation from irradiated media, » *Physical Review*, t. 135, n° 3A, 1964. DOI : [10.1103/PhysRev.135.A759](https://doi.org/10.1103/PhysRev.135.A759).
- [62] R. EGERTON, « Electron Energy-Loss Spectroscopy in the Electron Microscope, » *Springer New York, NY*, 1986. DOI : [10.1007/978-1-4757-5099-7](https://doi.org/10.1007/978-1-4757-5099-7).
- [63] M. J. BERGER et S. M. SELTZER, « Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons, » *Nasa Sp-3012*, p. 1-134, 1964.
- [64] T. TABATA, P. ANDREO et K. SHINODA, « An analytic formula for the extrapolated range of electrons in condensed materials, » *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, t. B19, p. 463-470, 1996.
- [65] A. A. SOLODOV et R. BETTI, « Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion targets, » *Physics of Plasmas*, t. 15, n° 4, 2008. DOI : [10.1063/1.2903890](https://doi.org/10.1063/1.2903890).
- [66] R. H. PRATT, H. K. TSENG, C. M. LEE, L. KISSEL, C. MACCALLUM et M. RILEY, « Bremsstrahlung energy spectra from electrons of kinetic energy $1 \text{ keV} < T < 2000 \text{ keV}$ incident on neutral atoms $2 < Z < 92$, » *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, t. 20, n° 2, p. 175-209, 1977. DOI : [10.1016/0092-640X\(77\)90045-6](https://doi.org/10.1016/0092-640X(77)90045-6).

- [67] S. M. SELTZER et M. J. BERGER, « Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy 1 keV-10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with $Z = 1-100$, » *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, t. 35, n° 3, p. 345-418, 1986. DOI : [10.1016/0092-640X\(86\)90014-8](https://doi.org/10.1016/0092-640X(86)90014-8).
- [68] E. CASNATI, A. TARTARI et C. BARALDI, « An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons, » *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, t. 15, n° 1, p. 155-167, 1982. DOI : [10.1088/0022-3700/15/1/022](https://doi.org/10.1088/0022-3700/15/1/022).
- [69] A. KAHOU, A. ABASSI, B. DEGHEFEL et M. NEKKAB, « K-shell fluorescence yields for elements with $6 \leq Z \leq 99$, » *Radiation Physics and Chemistry*, t. 80, n° 3, p. 369-377, 2011. DOI : [10.1016/j.radphyschem.2010.11.011](https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2010.11.011). adresse : <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2010.11.011>.
- [70] C. HOMBOURGER, « An empirical expression for K-shell ionization cross section by electron impact, » *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, t. 31, n° 16, p. 3693-3702, 1998. DOI : [10.1088/0953-4075/31/16/020](https://doi.org/10.1088/0953-4075/31/16/020).
- [71] M. O. KRAUSE et J. H. OLIVER, « Natural widths of atomic K and L levels, $K\alpha$ X-ray lines and several KLL Auger lines, » *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, t. 8, n° 2, p. 329-338, 1979. DOI : [10.1063/1.555595](https://doi.org/10.1063/1.555595).
- [72] L. M. CHEN, P. FORGET, S. FOURMAUX et al., « Study of hard x-ray emission from intense femtosecond Ti:sapphire laser-solid target interactions, » *Physics of Plasmas*, t. 11, n° 9, p. 4439-4445, 2004. DOI : [10.1063/1.1781625](https://doi.org/10.1063/1.1781625).
- [73] C. REICH, P. GIBBON, I. USCHMANN et E. FÖRSTER, « Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma $K\alpha$ sources, » *Physical Review Letters*, t. 84, n° 21, 2000. DOI : [10.1103/PhysRevLett.84.4846](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4846).
- [74] D. C. EDER, G. PRETZLER, E. FILL, K. EIDMANN et A. SAEMANN, « Spatial characteristics of $K\alpha$ radiation from weakly relativistic laser plasmas, » *Applied Physics B : Lasers and Optics*, t. 70, n° 2, p. 211-217, 2000. DOI : [10.1007/s003400050034](https://doi.org/10.1007/s003400050034).
- [75] Z. ZHANG, M. NISHIKINO, H. NISHIMURA et al., « Efficient multi-keV x-ray generation from a high-Z target irradiated with a clean ultra-short laser pulse, » *Optics Express*, t. 19, n° 5, p. 4560, 2011. DOI : [10.1364/oe.19.004560](https://doi.org/10.1364/oe.19.004560).
- [76] W. LU, M. NICOUL, U. SHYMANOVICH et al., « Optimized $K\alpha$ x-ray flashes from femtosecond-laser-irradiated foils, » *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, t. 80, n° 2, p. 1-10, 2009. DOI : [10.1103/PhysRevE.80.026404](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.80.026404).
- [77] Y. AZAMOUM, R. CLADY, A. FERRE, M. GAMBARI, O. UTEZA et M. SENTIS, « High photon flux $K\alpha$ Mo x-ray source driven by a multi-terawatt femtosecond laser at 100 Hz, » *Optics Letters*, t. 43, n° 15, p. 3574, 2018. DOI : [10.1364/ol.43.003574](https://doi.org/10.1364/ol.43.003574).
- [78] B. HOU, J. NEES, A. MORDOVANAKIS et al., « Hard X-ray generation from solids driven by relativistic intensity in the lambda-cubed regime, » *Applied Physics B : Lasers and Optics*, t. 83, n° 1, p. 81-85, 2006. DOI : [10.1007/s00340-005-2085-x](https://doi.org/10.1007/s00340-005-2085-x).
- [79] M. LI, K. HUANG, L. CHEN et al., « Laser-driven powerful kHz hard x-ray source, » *Radiation Physics and Chemistry*, p. 1-5, 2016. DOI : [10.1016/j.radphyschem.2016.01.042](https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2016.01.042). adresse : <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2016.01.042>.

- [80] J. YU, Z. JIANG, J. C. KIEFFER et A. KROL, « Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser-target interaction, » *Physics of Plasmas*, t. 6, n° 4, p. 1318-1322, 1999. DOI : [10.1063/1.873372](https://doi.org/10.1063/1.873372).
- [81] S. FOURMAUX, C. SERBANESCU, R. E. KINCAID, A. KROL et J. C. KIEFFER, « K α x-ray emission characterization of 100 Hz, 15 mJ femtosecond laser system with high contrast ratio, » *Applied Physics B : Lasers and Optics*, t. 94, n° 4, p. 569-575, 2009. DOI : [10.1007/s00340-008-3342-6](https://doi.org/10.1007/s00340-008-3342-6).
- [82] Y. AZAMOUM, V. TCHEREMISKINE, R. CLADY et al., « Impact of the pulse contrast ratio on molybdenum K α generation by ultrahigh intensity femtosecond laser solid interaction, » *Scientific Reports*, t. 8, n° 1, p. 1-11, 2018. DOI : [10.1038/s41598-018-22487-3](https://doi.org/10.1038/s41598-018-22487-3).
- [83] C. SERBANESCU, S. FOURMAUX, J.-c. KIEFFER, R. KINCAID et A. KROL, « K-alpha x-ray source using high energy and high repetition rate laser system for phase contrast imaging, » in *Soft X-Ray Lasers and Applications VIII*, t. 7451, 2009, p. 745 115. DOI : [10.1117/12.826646](https://doi.org/10.1117/12.826646).
- [84] H. NAKANO, T. NISHIKAWA et N. UESUGI, « Enhanced K-shell x-ray line emissions from aluminum plasma created by a pair of femtosecond laser pulses, » *Applied Physics Letters*, t. 79, n° 1, p. 24-26, 2001. DOI : [10.1063/1.1383571](https://doi.org/10.1063/1.1383571).
- [85] H. AHN, H. NAKANO, T. NISHIKAWA et N. UESUGI, « Simultaneous measurement of absorption and x-ray emission from preformed plasma generated by ultrashort prepulse, » *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, t. 35, n° 2 A, 1996. DOI : [10.1143/JJAP.35.L154](https://doi.org/10.1143/JJAP.35.L154).
- [86] S. BASTIANI, P. AUDEBERT, J. P. GEINDRE et al., « Hot-electron distribution functions in a subpicosecond laser interaction with solid targets of varying initial gradient scale lengths, » *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, t. 60, n° 3, p. 3439-3442, 1999. DOI : [10.1103/PhysRevE.60.3439](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.60.3439).
- [87] K. HUANG, M. H. LI, W. C. YAN et al., « Intense high repetition rate Mo K α x-ray source generated from laser solid interaction for imaging application, » *Review of Scientific Instruments*, t. 85, n° 11, 2014. DOI : [10.1063/1.4901519](https://doi.org/10.1063/1.4901519).
- [88] R. TOTH, S. FOURMAUX, T. OZAKI et al., « Evaluation of ultrafast laser-based hard x-ray sources for phase-contrast imaging, » *Physics of Plasmas*, t. 14, n° 5, 2007. DOI : [10.1063/1.2730778](https://doi.org/10.1063/1.2730778).
- [89] T. H. MAIMAN, « Stimulated optical emission in fluorescent solids. I. Theoretical considerations, » *Physical Review*, t. 123, n° 4, p. 1145-1150, 1961. DOI : [10.1103/PhysRev.123.1145](https://doi.org/10.1103/PhysRev.123.1145).
- [90] T. H. MAIMAN, R. H. HOSKINS, I. J. D'HAENENS, C. K. ASAWA et V. EVTUHOV, « Stimulated optical emission in fluorescent solids. II. Spectroscopy and stimulated emission in ruby, » *Physical Review*, t. 123, n° 4, p. 1151-1157, 1961. DOI : [10.1103/PhysRev.123.1151](https://doi.org/10.1103/PhysRev.123.1151).
- [91] H. W. MOCKER et R. J. COLLINS, « Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser, » *Applied Physics Letters*, t. 7, n° 10, p. 270-273, 1965. DOI : [10.1063/1.1754253](https://doi.org/10.1063/1.1754253).

- [92] D. J. KUIZENGA et A. E. SIEGMAN, « FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser—Part I : Theory, » *IEEE Journal of Quantum Electronics*, t. 6, n° 11, p. 694-708, 1970. DOI : [10.1109/JQE.1970.1076343](https://doi.org/10.1109/JQE.1970.1076343).
- [93] A. JULLIEN, O. ALBERT, G. CHERIAUX et al., « Nonlinear polarization rotation of elliptical light in cubic crystals, with application to cross-polarized wave generation, » *Journal of the Optical Society of America B*, t. 22, n° 12, p. 2635, 2005. DOI : [10.1364/josab.22.002635](https://doi.org/10.1364/josab.22.002635).
- [94] A. JULLIEN, O. ALBERT, F. BURGUY et al., « 10^{10} Temporal Contrast for Femtosecond Ultraintense Lasers By Cross-Polarized Wave Generation, » *Optics Letters*, t. 30, n° 8, p. 920, 2005. DOI : [10.1364/ol.30.000920](https://doi.org/10.1364/ol.30.000920).
- [95] A. JULLIEN, O. ALBERT, G. CHERIAUX et al., « A two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation, » *Optics Express*, t. 14, n° 7, p. 2760, 2006. DOI : [10.1364/oe.14.002760](https://doi.org/10.1364/oe.14.002760).
- [96] N. MINKOVSKI, S. M. SALTIEL, G. I. PETROV, O. ALBERT et J. ETCHEPARE, « Polarization rotation induced by cascaded third-order processes, » *Optics Letters*, t. 27, n° 22, p. 2025, 2002. DOI : [10.1364/ol.27.002025](https://doi.org/10.1364/ol.27.002025).
- [97] N. MINKOVSKI, G. I. PETROV, S. M. SALTIEL, O. ALBERT et J. ETCHEPARE, « Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration, » *Journal of the Optical Society of America B*, t. 21, n° 9, p. 1659, 2004. DOI : [10.1364/josab.21.001659](https://doi.org/10.1364/josab.21.001659).
- [98] V. CHVYKOV, P. ROUSSEAU, S. REED, G. KALINCHENKO et V. YANOVSKY, « Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses, » *Optics Letters*, t. 31, n° 10, p. 1456-1458, 2006. DOI : [10.1364/ol.31.001456](https://doi.org/10.1364/ol.31.001456).
- [99] M. NANTEL, J. ITATANI, A. C. TIEN et al., « Temporal contrast in Ti:sapphire lasers : Characterization and control, » *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, t. 4, n° 2, p. 449-458, 1998. DOI : [10.1109/2944.686755](https://doi.org/10.1109/2944.686755).
- [100] J. ITATANI, J. FAURE, M. NANTEL, G. MOUROU et S. WATANABE, « Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection, » *Optics Communications*, t. 148, n° 1-3, p. 70-74, 1998. DOI : [10.1016/S0030-4018\(97\)00638-X](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00638-X).
- [101] N. XIE, W. HUANG, X. WANG et al., « Improvement of temporal contrast for ultrashort laser pulses by cross-polarized wave generation, » *Optik*, t. 123, n° 7, p. 565-568, 2012. DOI : [10.1016/j.ijleo.2011.05.023](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2011.05.023). adresse : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2011.05.023>.
- [102] H. C. KAPTEYN, M. M. MURNANE, A. SZOKE et R. W. FALCONE, « Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering, » *Optics Letters*, t. 16, n° 7, p. 490-492, 1991. DOI : [10.1364/ol.18.000134](https://doi.org/10.1364/ol.18.000134).
- [103] G. DOUMY, F. QUERE, O. GOBERT et al., « Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses, » *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, t. 69, n° 2, p. 1-12, 2004. DOI : [10.1103/PhysRevE.69.026402](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.69.026402).
- [104] M. P. KALASHNIKOV, E. RISSE, H. SCHÖNNAGEL et W. SANDNER, « Double chirped-pulse-amplification laser : a way to clean pulses temporally, » *Optics Letters*, t. 30, n° 8, p. 923, 2005. DOI : [10.1364/ol.30.000923](https://doi.org/10.1364/ol.30.000923).

- [105] D. G. STEARNS, O. L. LANDEN, E. M. CAMPBELL et J. H. SCOFIELD, « Generation of ultrashort x-ray pulses, » *Physical Review A*, t. 37, n° 5, p. 1684-1690, 1988. DOI : [10.1103/PhysRevA.37.1684](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.37.1684).
- [106] J. C. GAUTHIER, S. BASTIANI, P. AUDEBERT et al., « Femtosecond laser-produced plasma x-rays from periodically modulated surface targets, » *SPIE*, t. 2523, p. 242-253,
- [107] T. EBERT, N. W. NEUMANN, L. N. DÖHL et al., « Enhanced brightness of a laser-driven X-ray and particle source by microstructured surfaces of silicon targets, » *Physics of Plasmas*, t. 27, n° 4, 2020. DOI : [10.1063/1.5125775](https://doi.org/10.1063/1.5125775).
- [108] R. V. VOLKOV, D. M. GOLISHNIKOV, V. M. GORDIENKO et A. B. SAVEL'EV, « Overheated plasma at the surface of a target with a periodic structure induced by femtosecond laser radiation, » *JETP Letters*, t. 77, n° 9, p. 473-476, 2003. DOI : [10.1134/1.1591972](https://doi.org/10.1134/1.1591972).
- [109] F. FRAGGELAKIS, G. MINCUZZI, I. MANEK-HÖNNINGER, J. LOPEZ et R. KLING, « Generation of micro- and nano-morphologies on a stainless steel surface irradiated with 257 nm femtosecond laser pulses, » *RSC Advances*, t. 8, n° 29, p. 16 082-16 087, 2018. DOI : [10.1039/c8ra01774c](https://doi.org/10.1039/c8ra01774c).
- [110] M. FAUCON, A. LAFFITTE, J. LOPEZ et R. KLING, « Surface blackening by laser texturing with high repetition rate femtosecond laser up to 1MHz, » *Frontiers in Ultrafast Optics : Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XIV*, t. 8972, n° February, p. 89721M, 2014. DOI : [10.1117/12.2039469](https://doi.org/10.1117/12.2039469).
- [111] G. KORN, A. THOSS, H. STIEL et al., « Ultrashort 1-kHz laser plasma hard x-ray source, » *Optics Letters*, t. 27, n° 10, p. 866, 2002. DOI : [10.1364/ol.27.000866](https://doi.org/10.1364/ol.27.000866).
- [112] L. MARTIN, J. BENLLIURE, D. CORTINA-GIL, J. PENAS et C. RUIZ, « Improved stability of a compact vacuum-free laser-plasma X-ray source, » *High Power Laser Science and Engineering*, t. 8, p. 1-9, 2020. DOI : [10.1017/hpl.2020.15](https://doi.org/10.1017/hpl.2020.15).
- [113] C. FOURMENT, N. ARAZAM, C. BONTE et al., « Broadband, high dynamics and high resolution charge coupled device-based spectrometer in dynamic mode for multi-keV repetitive x-ray sources, » *Review of Scientific Instruments*, t. 80, n° 8, p. 1-10, 2009. DOI : [10.1063/1.3189004](https://doi.org/10.1063/1.3189004).
- [114] I. V. KHUTORETSKY, « Design of an optimal Ross filter system for x-ray spectra measurements in the range of 8.98-88 keV, » *Review of Scientific Instruments*, t. 66, n° 1, p. 773-775, 1995. DOI : [10.1063/1.1146285](https://doi.org/10.1063/1.1146285).
- [115] B. R. MADDOX, H. S. PARK, B. A. REMINGTON et al., « High-energy x-ray backlighter spectrum measurements using calibrated image plates, » *Review of Scientific Instruments*, t. 82, n° 2, 2011. DOI : [10.1063/1.3531979](https://doi.org/10.1063/1.3531979).
- [116] A. L. MEADOWCROFT, C. D. BENTLEY et E. N. STOTT, « Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics, » *Review of Scientific Instruments*, t. 79, n° 11, 2008. DOI : [10.1063/1.3013123](https://doi.org/10.1063/1.3013123).
- [117] M. GAMBACCINI, P. CARDARELLI, A. TAIBI et al., « Measurement of focal spot size in a 5.5 MeV linac, » *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, t. 269, n° 10, p. 1157-1165, 2011. DOI : [10.1016/j.nimb.2011.02.089](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089). adresse : <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089>.

-
- [118] R. A. RICHARDSON et T. L. HOUCK, « ROLL BAR X-RAY SPOT SIZE MEASUREMENT TECHNIQUE * », *Proceedings Of the XIX Iterational Linac Conference*, p. 908-910, 1998.
- [119] K. H. MUELLER, « Measurement and characterization of x-ray spot size », *Flash Radiography Topical Symposium*, 1989.
- [120] G. KULCSÁR, D. AL MAWLAWI, F. W. BUDNIK et al., « Intense picosecond x-ray pulses from laser plasmas by use of nanostructured “velvet” targets », *Physical Review Letters*, t. 84, n° 22, p. 5149-5152, 2000. DOI : [10.1103/PhysRevLett.84.5149](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5149).
- [121] S. BARDY, B. AUBERT, T. BERGARA et al., « Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications », *Optics and Laser Technology*, t. 124, p. 105-113, 2020. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105983>. adresse : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399219317712>.
- [122] E. BARJOU, *Reconstruction tomographique en contraste de phase : dans le cadre du projet XPulse*, Informatique, NNT :2023BORD0161, 2023. adresse : <http://www.theses.fr/2023BORD0161>.
- [123] M. GAMBARI, R. CLADY, A. STOLIDI, O. UTEZA, M. SENTIS et A. FERRE, « Exploring phase contrast imaging with a laser-based $K\alpha$ x-ray source up to relativistic laser intensity », *Scientific Reports*, t. 10, n° 1, p. 1-9, 2020. DOI : [10.1038/s41598-020-63614-3](https://doi.org/10.1038/s41598-020-63614-3).

Annexe A

Simulations Monte-Carlo

A.1 Le code FLUKA

Le **code Fluka** est un outil de simulation libre d'accès par méthode Monte-Carlo, permettant de simuler l'interaction et la propagation de plus de 60 types de particules dans la matière, y compris les photons et les électrons, sur une plage d'énergie allant du kiloélectronvolt (10^3 eV) à un millier de téra-électronvolt (10^{12} eV). Nous utilisons l'interface appelée **Flair** qui est plus explicite et facile à utiliser.

La définition des différents paramètres de simulation se fait à l'aide de **cartes** (CARD). Des **routines** sont également disponibles pour adapter ces différentes cartes aux simulations souhaitées.

Les simulations réalisées dans le cadre de ce travail ont pour objectif de définir les mesure de radioprotection nécessaires à notre installation. Dans cette perspective, j'ai dû développer une routine spécifique pour simuler la source X par laser. Cette source est ensuite injectée dans l'environnement modélisé de notre salle d'expérimentation pour simuler les débits de dose équivalents et permettre ainsi de calculer les radioprotections nécessaires pour notre installation.

Ces simulations ont été effectuées en considérant les paramètres laser suivants : une puissance laser de 80 W, une durée d'impulsion de 1.7 ps et une énergie de 80 mJ avec un taux de répétition de 1 kHz. Or, Fluka ne simule pas l'interaction de l'impulsion laser avec la cible. Cette dernière est considérée via l'estimation, par mes soins, de la population d'électrons suprathermiques qui va être "injectée" dans la cible de l'interaction.

A.2 Définition de la source

La source primaire est principalement définie en utilisant les cartes **BEAM**, **BEAM-POS** et **SOURCE**.

Dans notre cas, la source primaire est modélisée par une source d'électrons. En effet, comme déjà abordé dans les différents chapitres de ce manuscrit, ce sont les électrons accélérés par le laser qui vont être à l'origine de la production de rayonnement X.

La population d'électrons chauds générés suit une distribution maxwellienne. Nous pouvons définir la distribution spectrale d'une source électrons $I(E)$ qui suit une distribution Maxwellienne, par l'équation simplifiée suivante :

$$I(E) = N_e \times 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \times \left(\frac{1}{T_e}\right)^{3/2} \quad (\text{A.1})$$

où : T_e température électronique

N_e nombre d'électrons

Plusieurs distributions sont tracées dans la figure A.1 pour des T_e entre 10 à 500 keV. Idéalement, la température moyenne de la source d'électrons vaut $T_e = 2 \times E_{K\alpha}$.

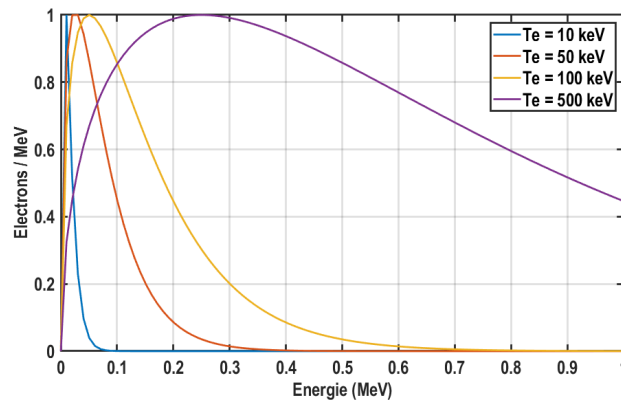


FIGURE A.1 – Le spectre d'électrons estimé en fonction de T_e .

Au début, pour la prise en main de cet outil, les simulations ont été réalisées en supposant une source d'électrons isotrope avec une énergie constante. Pour ce faire, il suffit d'utiliser la carte BEAM.

La figure A.2 montre l'interface permettant de définir cette source d'électrons. La carte BEAMPOS permet de positionner cette source dans l'espace (X, Y, Z).

Pour implémenter une source plus complexe, par exemple d'énergie variable, il faut fournir son spectre. La carte BEAM n'est alors plus adaptée pour définir une source de ce type.

Dans ce cas, on fait appel aux cartes **SOURCE** et **OPEN**, comme montré dans la figure A.3. Une routine est implémentée permettant de lire le spectre inséré ainsi que les spécifications de cette source.

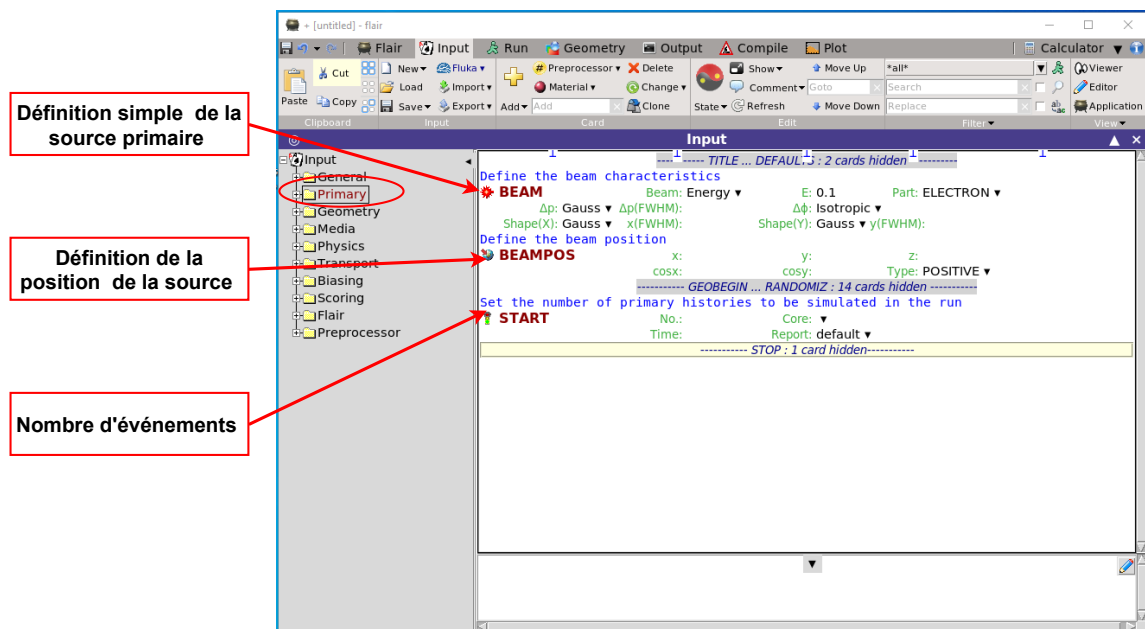


FIGURE A.2 – Interface Flair pour la définition de la source. Ici, la source définie est une source d'électrons d'énergie fixe à 0.1 MeV en utilisant la carte BEAM.

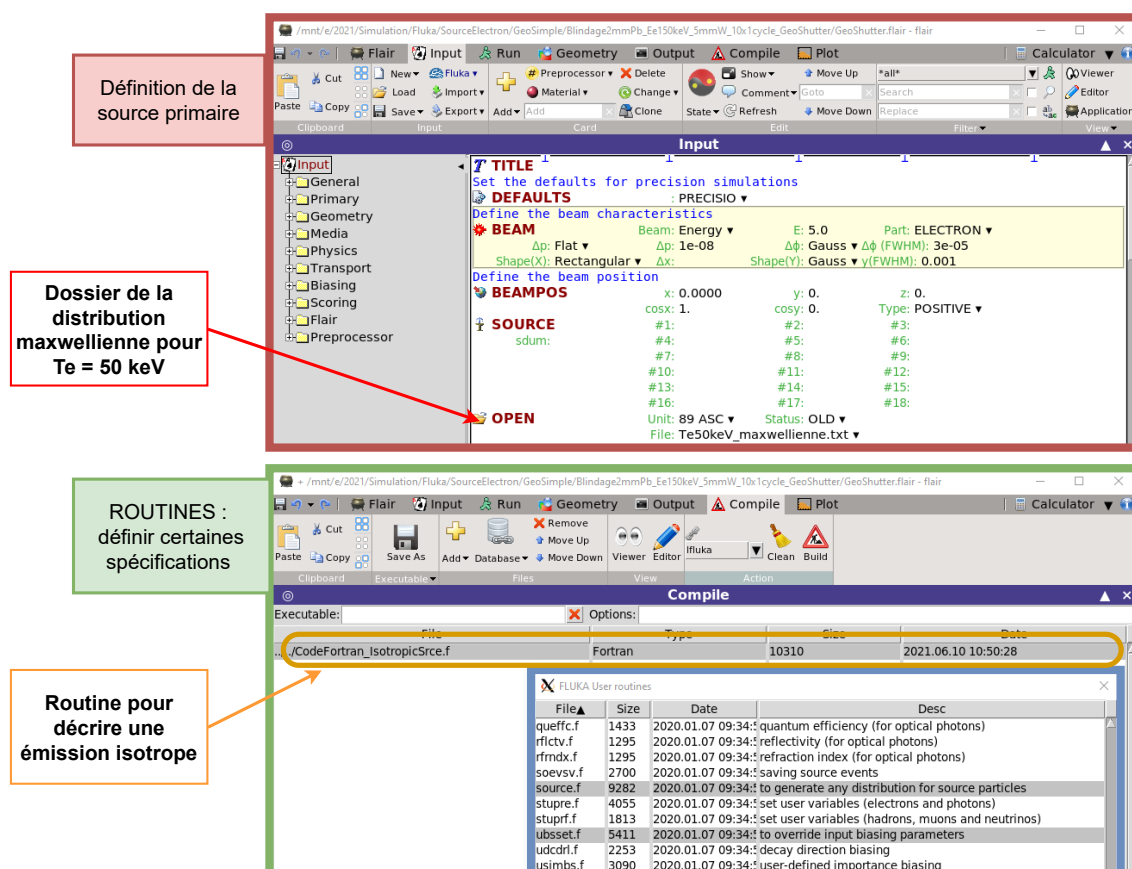


FIGURE A.3 – Interface Flair pour la définition de la source à énergie variable.

A.3 Modélisation de l'environnement de l'étude

Une fois la définition de la source réalisée, il faut modéliser l'environnement d'étude qui correspond à notre salle expérimentale.

Pour commencer, je vais décrire les étapes importantes pour définir un objet ou un espace à partir d'un exemple simple, puis je montrerai l'environnement de notre étude.

Tout d'abord, pour définir les différents éléments, on utilise la carte **GEOBEGIN ... END** pour décrire la géométrie de ces éléments ainsi que leur position, comme le montre la figure A.4.

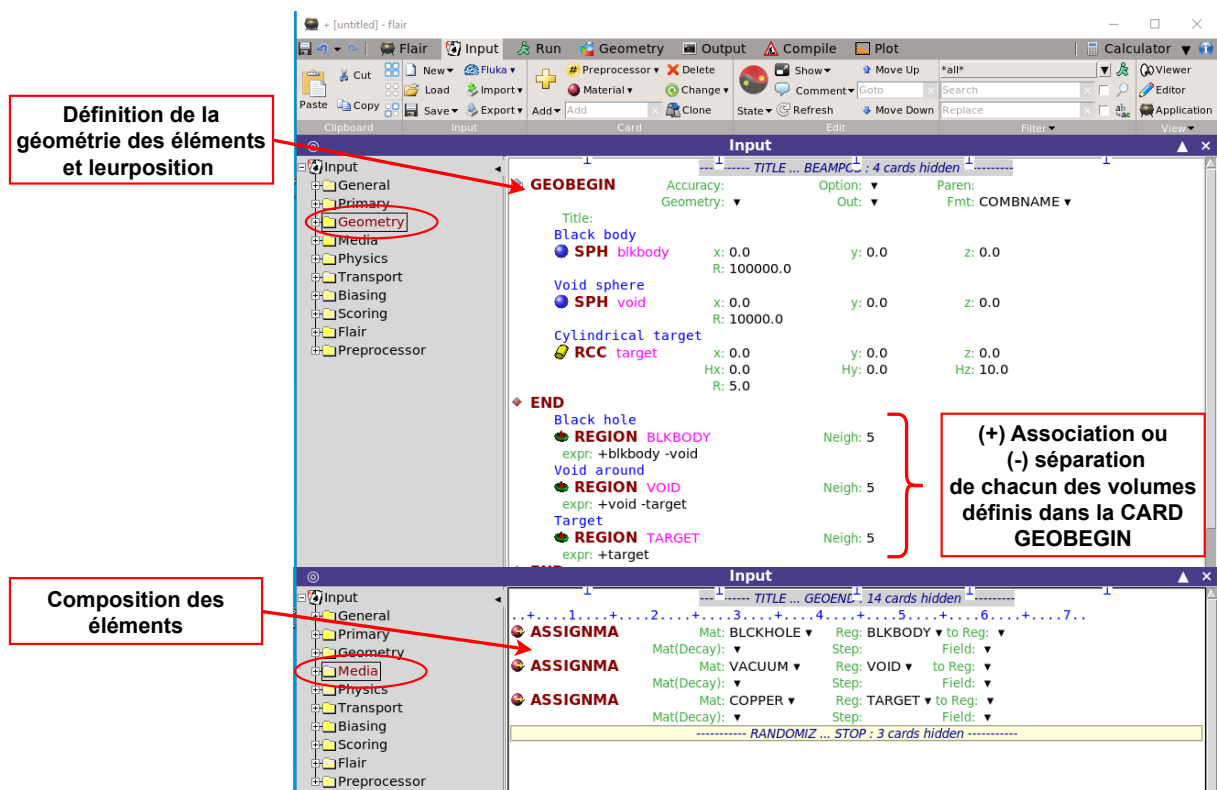


FIGURE A.4 – Interface Flair pour la définition de l'environnement, qui est composé d'une cible dans une sphère située dans une autre sphère.

Dans cet exemple, nous pouvons lire qu'une cible cylindrique d'un rayon de 5 cm et d'une hauteur de 10 cm est placée dans une sphère de rayon de 10 000 cm qui se trouve dans une autre sphère de 100 000 cm de rayon.

Ensuite, il faut définir la région de ces différents éléments, c'est-à-dire de préciser si l'objet est connecté à l'environnement dans lequel il se trouve. Par exemple, la cible se trouve dans la petite sphère, mais n'en fait pas partie, car elle est de composition différente. Ce qui nous mène à la troisième étape, qui consiste à définir la composition de chacun des éléments dissociés à l'aide de la carte **ASSIGNMA**. Par exemple, l'interaction de la source d'électrons primaires définie précédemment avec une cible en cuivre se déroule dans une sphère sous vide et cet ensemble est placé dans un "corps noir" sphérique. Ce dernier représente la limite de toutes les interactions. Toutes les particules rentrant dans ce corps sont absorbées.

Il faut noter que dans des environnements plus complexes, ces étapes peuvent devenir

beaucoup plus élaborées.

Mais parfois pour ne pas alourdir davantage une simulation déjà relativement longue, il est nécessaire de simplifier la définition de l'environnement ou de séparer une simulation en plusieurs étapes, comme dans le cas de notre étude.

En ce qui concerne l'environnement de détection, il est possible de le représenter avec des géométries simples, telles que des cubes composés d'air. Après, il suffit d'appliquer les coefficients d'efficacité de détection quantique QDE des capteurs pour obtenir les résultats réellement mesurés par un détecteur spécifique.

Un outil de visualisation est intégré dans l'application Flair, comme montré dans la figure A.5. Il permet de représenter les différents éléments de l'environnement sous différents angles de vues, que ce soit en 2D ou en 3D. L'exemple ici montre la cible cylindrique définie précédemment. De plus, cette interface offre la possibilité de modifier

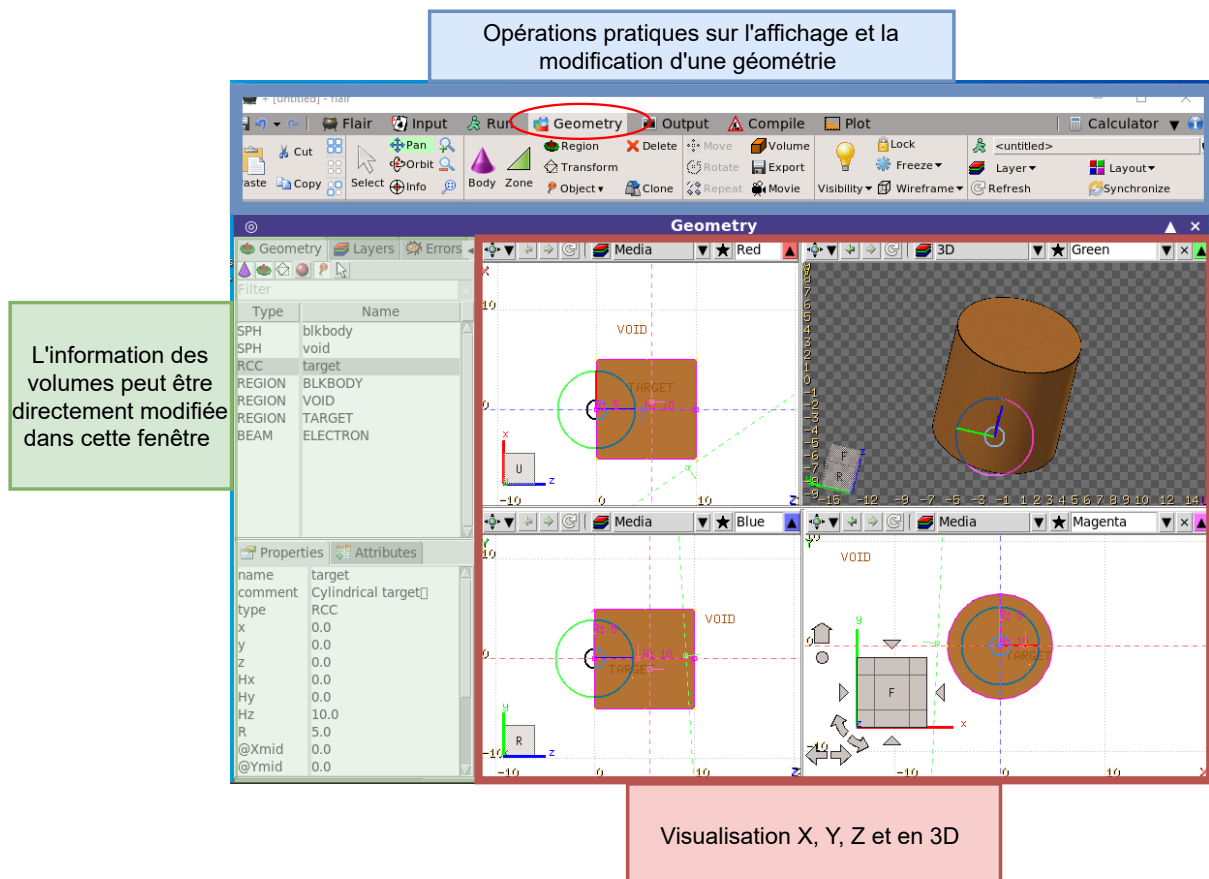


FIGURE A.5 – Différents CARD utilisés pour la collection des données sous Fluka.

ou d'ajouter des éléments directement sur cette fenêtre, ce qui facilite grandement la visualisation et la modification de l'environnement d'étude en temps réel.

Le laboratoire XPulse est partiellement représenté dans Flair. Seuls les éléments essentiels sont modélisés, à savoir l'enceinte de l'interaction, le hublot de sortie des photons X, la cible et les différents parois et murs autour de la source. Les différentes représentations 2D et 3D du laboratoire XPulse sont montrées dans la figure A.6

Le détecteur est modélisé sous la forme d'un cube de dimensions $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$, composé d'air. Il est positionné à l'extérieur de l'enceinte, à une distance d'environ 30 cm de la

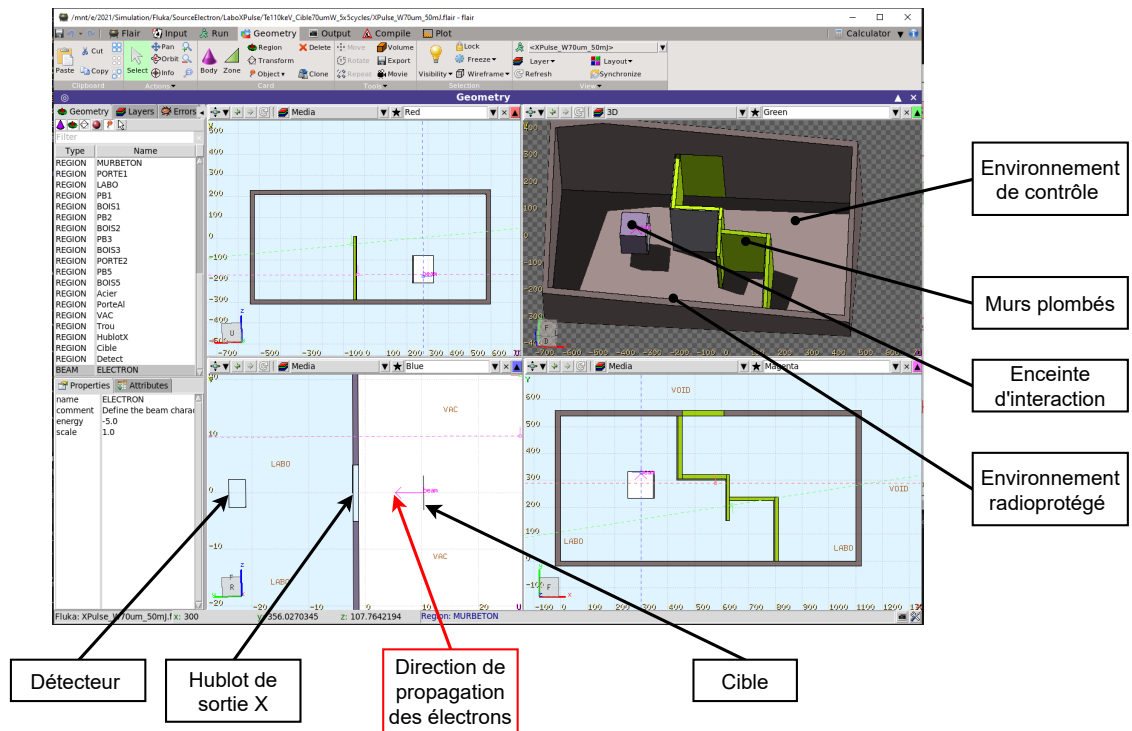


FIGURE A.6 – Représentation simple du laboratoire XPulse. L'interaction entre la source d'électrons et le solide se déroule dans une enceinte sous vide. Cette enceinte est placée dans une salle radio-protégée, qui est séparée de la salle de contrôle par des murs plombés d'épaisseur 3 à 5 mm dans du ciment de 20 cm. Le hublot de sortie des photons X est en plastique, supposant une transmission de 100 % des photons X.

source.

A.4 Les cartes de mesures

Dans le cadre de notre étude, nous cherchons à mesurer le spectre d'émission du rayonnement X résultant de l'interaction laser-solide et à quantifier le débit de dose afin de définir les protections nécessaires à mettre en place. Pour ce faire, nous utilisons diverses cartes de mesure, telles que la carte **USRTRACK** et la carte **USRBIN** associée à la carte **AUXSCORE** (voir la figure A.7).

La carte **USRTRACK** est utilisée pour mesurer l'émission de particules spécifiques dans une région donnée, typiquement la zone où se trouve le détecteur.

La carte **USRBIN** permet de mesurer la distribution spatiale de l'énergie déposée par différentes particules, qu'il s'agisse de protons, neutrons, électrons, photons, etc, ou encore l'ensemble de ces particules (*All-Part*), voire la dose totale. Pour mesurer la dose, la carte **USRBIN** doit être utilisée en association avec la carte **AUXSCORE**. Cette dernière carte est utilisée pour définir les filtres et les coefficients de conversion. Grâce à ces cartes et ces mesures, nous pouvons obtenir des informations importantes sur la propagation du rayonnement et sur la définition des dispositifs de protection appropriés pour garantir la sécurité aux risques liées à l'exposition aux radiations.

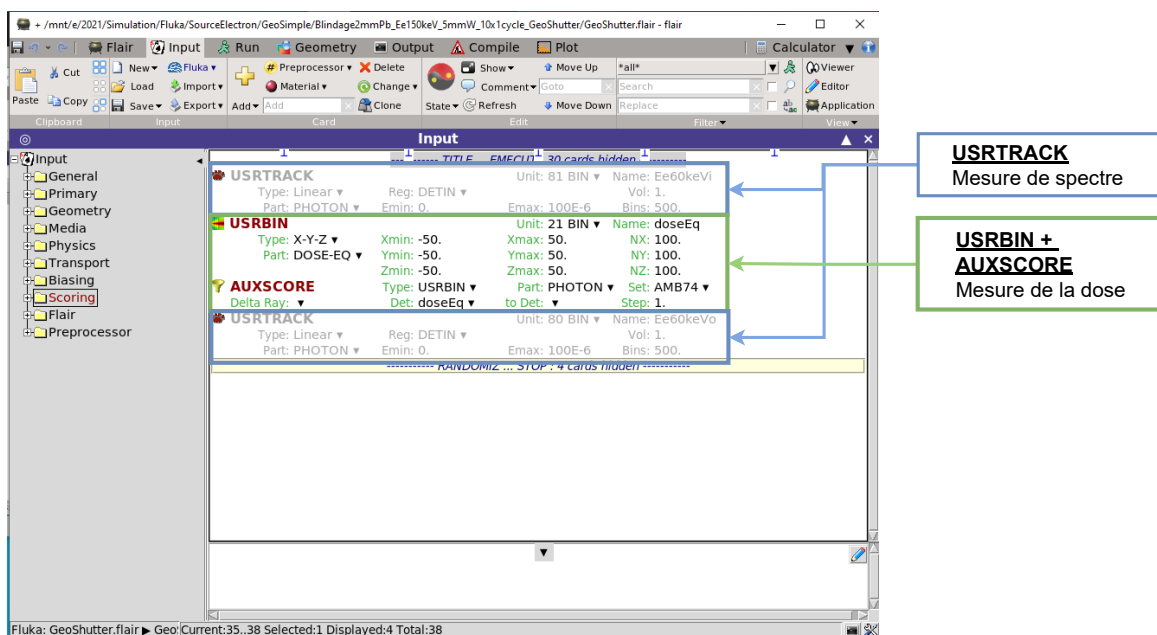


FIGURE A.7 – Interface Flair de la définition des différentes cartes de mesure.

A.5 Lancement et lecture d'une simulation

Pour lancer la simulation, nous passons sur l'onglet "RUN".

Le nombre d'événements est défini en même temps que la source primaire (voir plus haut

fig.A.2).

L'étape 1 consiste à lancer la simulation. Une barre de progression permet de suivre l'état de la simulation et une fois celle-ci terminée sans erreur, le statut affiche *Finished OK*. Pour des simulations de plusieurs cycles, dès qu'un cycle est fini, il est possible d'analyser les fichiers de sortie.

Dans l'étape 2, sous l'onglet "Files" nous pouvons retrouver le fichier d'entrée (.INP) avec tous les paramètres définis, mais aussi les différents fichiers de sortie de chaque cycle. Les fichiers de sortie de la carte USRTRACK sont de type *.trk* et ceux de USRBIN sont de type *.bnn*. Des fichiers textes associés à chacune des mesures peuvent également être extraits.

Il est notamment possible de tracer ces résultats directement sur Flair en générant des fichiers *plot*. Pour ce faire, il faut sélectionner les fichiers de sortie *.trk* et *.bnn* puis utiliser la fonction "Process" (étape 3).

Un exemple de spectre d'émission X est tracé dans Flair et est illustré dans la figure A.9.

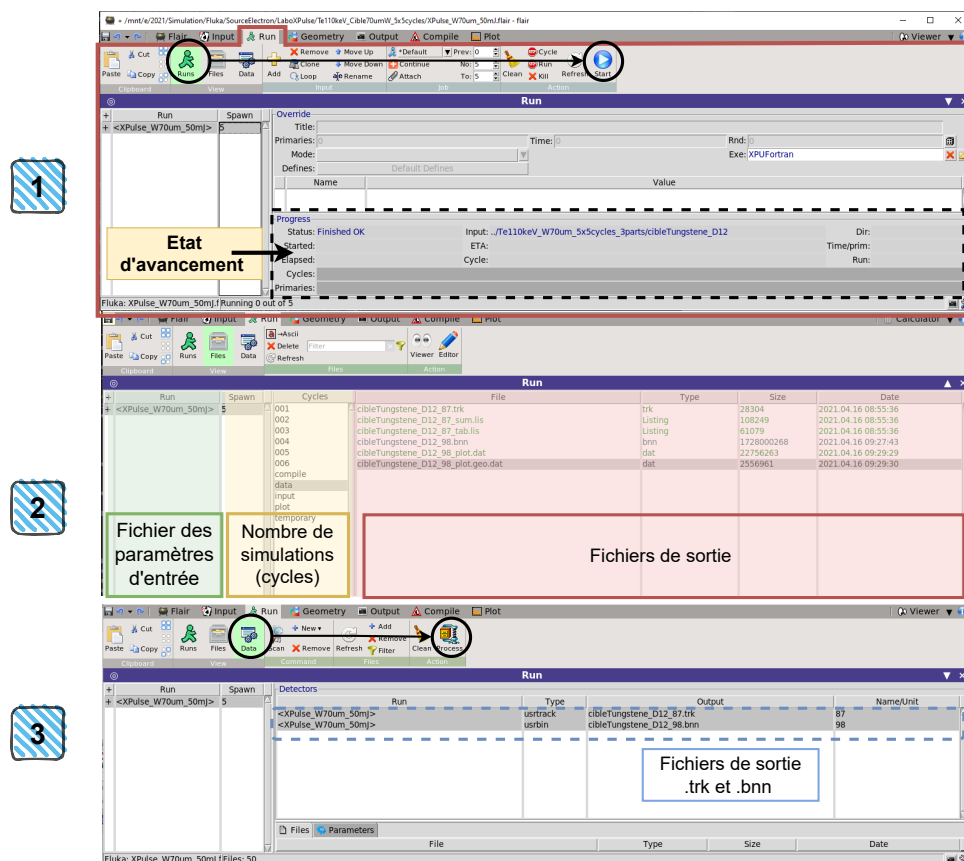


FIGURE A.8 – Etapes du lancement de la simulation et de la compilation des résultats.

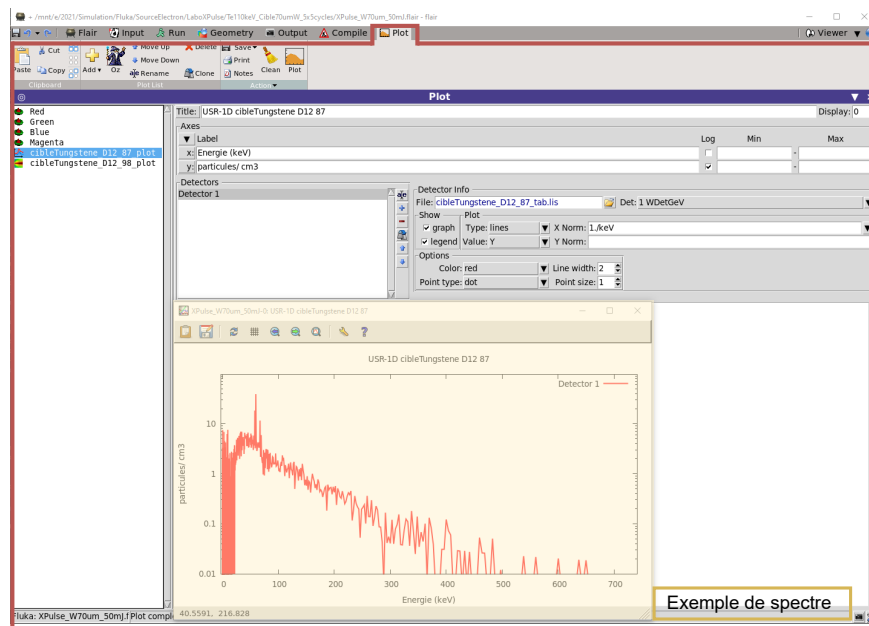


FIGURE A.9 – Tracer et visualiser les résultats dans Flair

A.6 Simulations et résultats

Le but de notre simulation est d'évaluer les niveaux de dose des radiations générées avec le laser intermédiaire du projet, c'est-à-dire un laser kHz qui délivre des impulsions d'énergie 80 mJ et de durée 1 ps.

Cette évaluation nous permettra de préparer les dossiers de demande d'autorisation ASN (*Autorité de sûreté nucléaire*) nécessaire pour l'exploitation de notre installation.

La simulation comporte donc une source d'électrons de température d'une centaine de keV interagissant avec une cible de tungstène mince d'épaisseur 70 μm . L'environnement de travail est le laboratoire XPulse dans les locaux d'ALPhANOV.

Les résultats principaux de cette simulation sont le spectre d'émission X de cette interaction et le débit de dose dans différentes zones du laboratoire.

Une carte des débits de dose au niveau de la salle XPulse est établie, afin de montrer où des écrans de protection sont nécessaires pour arrêter les photons X pour minimiser ainsi les risques d'exposition du personnel.

Pour optimiser le temps de simulation, les simulations ont été faites en deux étapes. Cela consiste dans un premier temps à simuler le rayonnement X généré par l'interaction électrons-cibles. Le spectre de l'émission X résultant est alors extrait et est ensuite utilisé comme source primaire dans une seconde simulation. La seconde simulation consiste à mesurer le débit de dose à travers des protections mises en place au niveau de l'environnement de travail.

A.6.1 Simulation de la source X

La simulation de la source X générée par laser est réalisée dans un environnement simplifié, comme illustré dans la figure A.10. Il est composé de la source d'électrons et de la cible en question dans une enceinte sous vide.

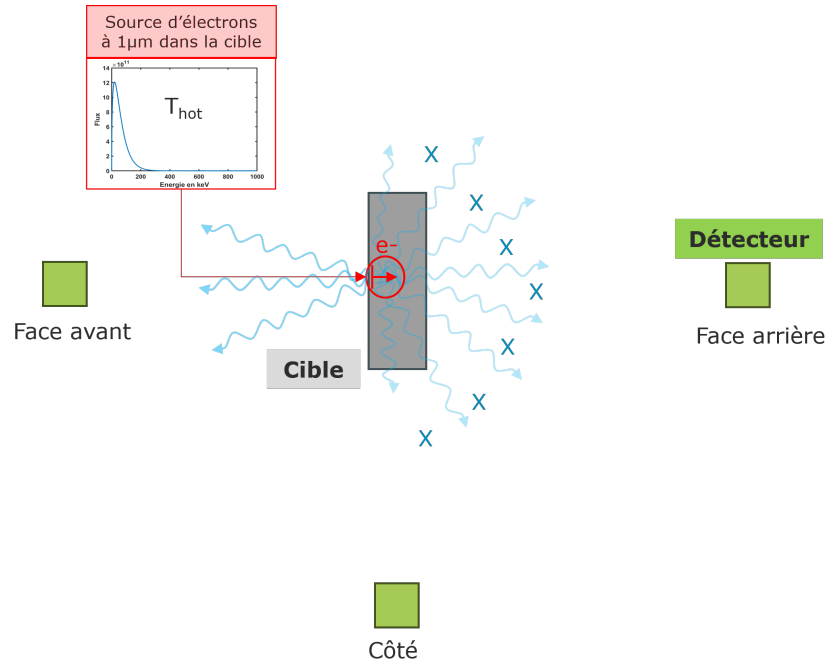


FIGURE A.10 – Schéma de l'environnement simple pour la simulation du spectre de photons issu de l'interaction électron-cible.

La source d'électron possède une distribution maxwellienne de température estimée à partir de la loi de *Gibbon et Bell* et de nos paramètres laser. Le spectre d'électrons est ensuite injecté dans la cible métallique et se propage vers l'intérieur de la cible. Trois détecteurs (donc trois cartes USRTRACK) sont placés à des positions différentes, à la même distance autour du point d'émission, afin de comparer l'émission des photons X : un en face avant, un en face arrière et un sur le côté à 50 cm de point d'émission.

La figure A.11 montre les différents spectres d'émission X collectés aux différents endroits de cette simulation.

On remarque que le spectre mesuré en face avant présente une quantité plus importante de photons d'énergie inférieure à 100 keV, dont les photons K_{α} de la cible tungstène. Les photons d'énergie grande ($> 100\text{keV}$) sont générés par les électrons d'énergie plus élevée et dans une distance plus profonde de la cible. Ces derniers peuvent alors en partie être filtrés par la cible.

Pour la simulation de la dose (l'étape 2), le spectre d'émission X mis à l'entrée est extrait de la face d'avant de la cible, où le rayonnement X généré est moins filtré par la cible elle-même.

Note :

- La carte USRTRACK mesure une distribution spectrale exprimée en $[\text{GeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} / \text{particule primaire}]$. Pour tracer les différents spectres de photons de la figure A.11, j'ai alors c

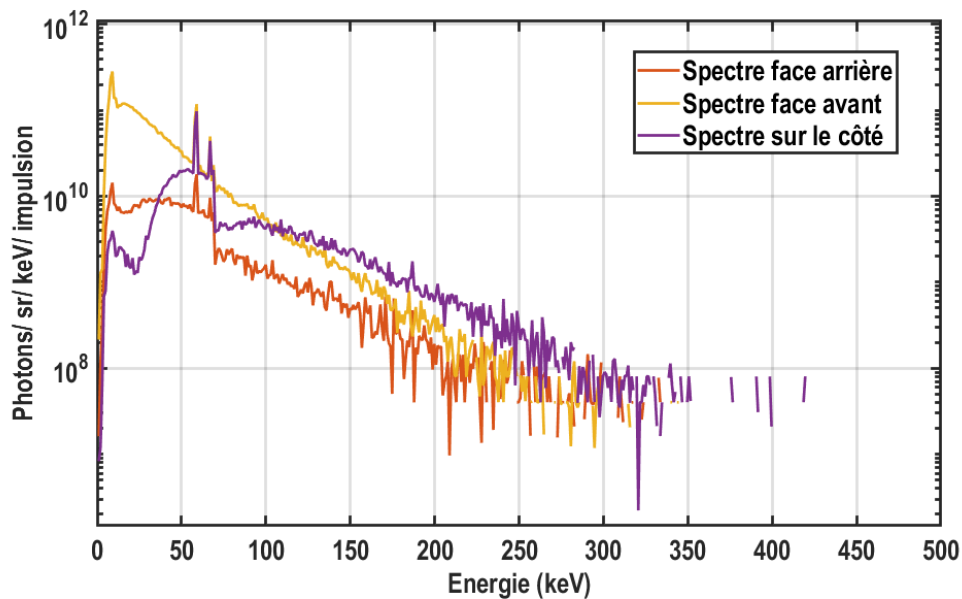


FIGURE A.11 – Spectres d’émission d’une cible de W de 70 μm mesurés à différents endroits.

A.6.2 Simulation du débit de dose

Pour la simulation du débit de dose dans le laboratoire XPulse, j’ai utilisé le spectre d’émission X issu de la simulation précédente, celui qui a été collecté par le détecteur posé à la face avant de la cible.

De nombreuses simulations ont été effectuées avant de retenir une solution de radioprotection pour minimiser les surfaces à blinder. Tout d’abord, un blindage sous forme de boîte carrée sera disposé autour du point d’émission. Un écran sera également disposé derrière le détecteur. Ils sont constitués de plomb de 5 mm d’épaisseur.

Le résultat est montré dans la figure [A.12](#).

Pour se rapprocher de la réalité, les débits de dose ont été mesurés en moyennant les différentes zones cadrées en pointillé dans la figure [A.12](#) et sur une hauteur de ± 60 cm par rapport à la hauteur du point d’émission.

Il faut savoir que la dose diminue avec le carré de la distance. En moyennant sur toute la hauteur on obtient des doses plus faibles et donc moins réalistes.

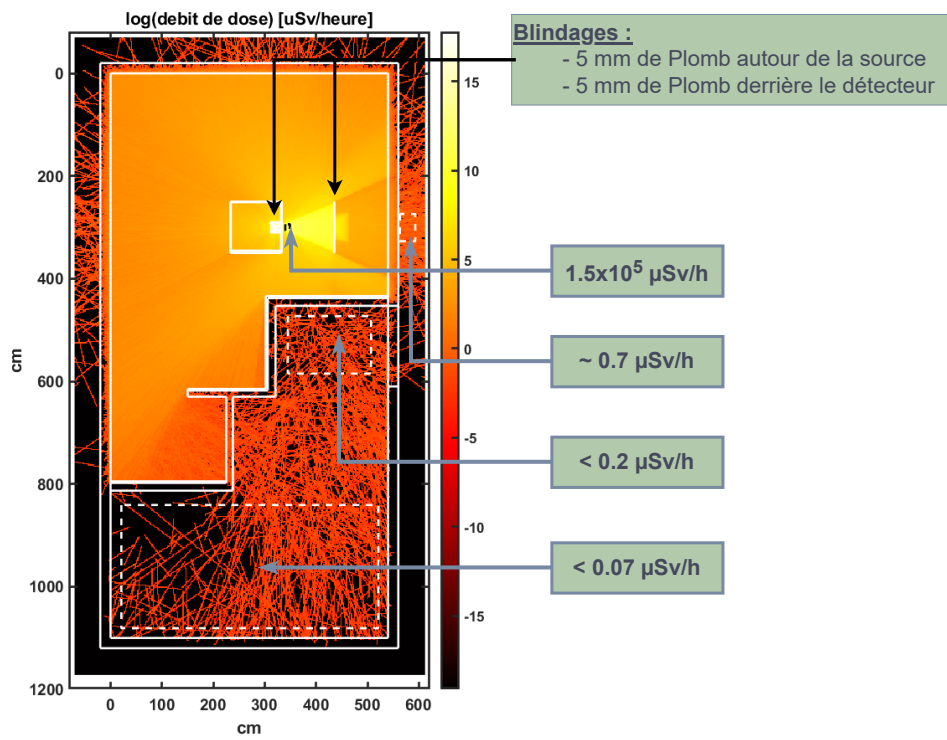


FIGURE A.12 – Carte du débit de dose après les blindages.

Annexe B

Système de conversion miniaturisé adapté à la haute cadence

L'ensemble du module de conversion laser/X conçu pour une émission continue a été tout développé, testé et amélioré au sein d'ALPhANOV. Cet ensemble est placé dans une enceinte sous vide de taille **1m × 1m × 1m20**, voir figure B.1.

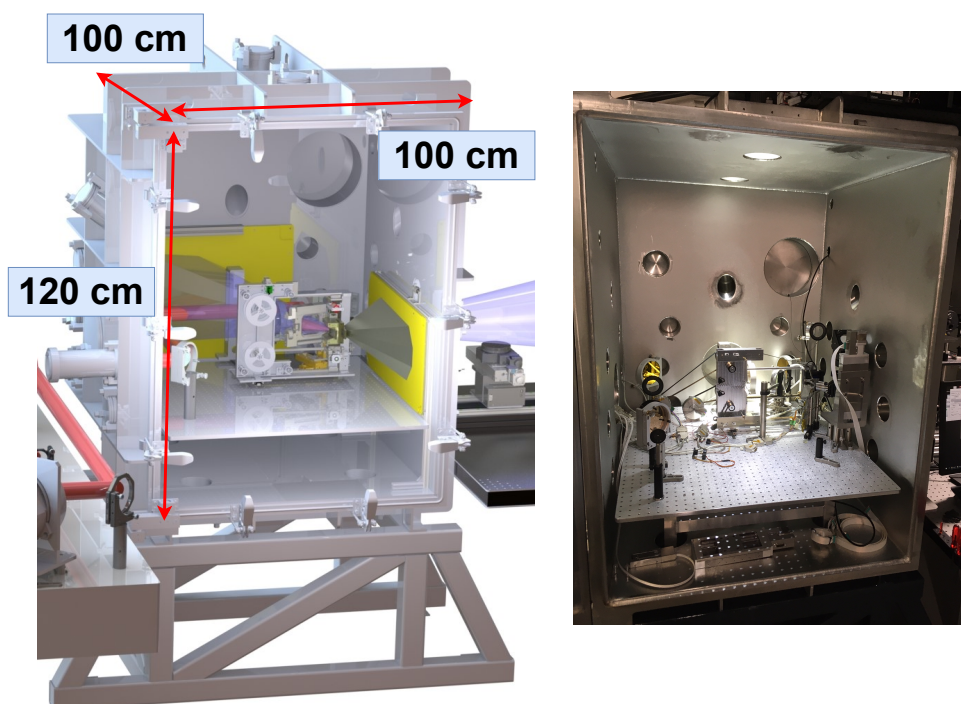


FIGURE B.1 – Système de cible prototype.

Afin de le rendre à l'échelle clinique, un travail de miniaturisation a été mené grâce à mes résultats expérimentaux. La taille de ce système est désormais de **55cm × 42cm × 22cm** (voir la figure B.2), ce qui est environ 3 fois plus petit que le système précédent.

Le pare-débris automatique a notamment été conçu. Il est en cours d'évaluation.

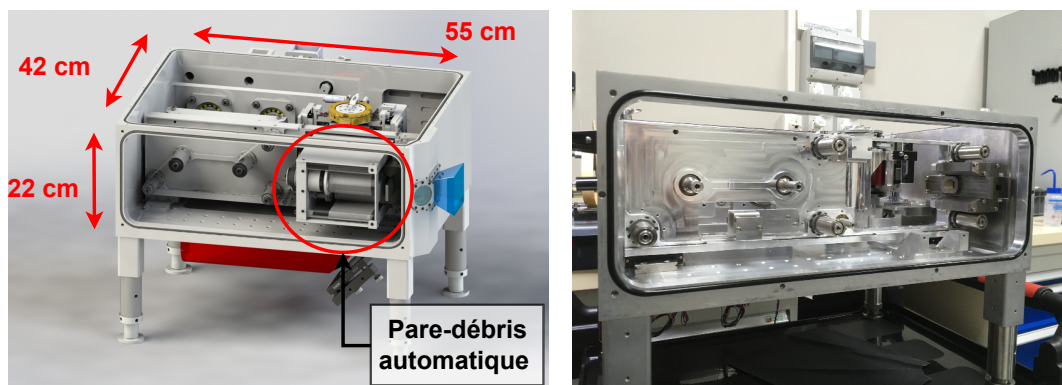


FIGURE B.2 – Système de cible miniaturisé.

Étude expérimentale de la génération de rayonnement X par laser pour une application en imagerie médicale

Résumé : L'interaction laser-matière à haut-flux est connue pour donner lieu à l'émission de plusieurs types de rayonnements secondaires. Dans les conditions d'irradiation appropriées, c'est-à-dire avec une intensité laser de l'ordre de 10^{16} à 10^{18} W/cm², les mécanismes d'absorption de l'énergie laser, d'accélération des électrons dans la cible, puis de rayonnement, conduisent à l'émission d'un spectre X similaire à celui d'un tube à rayons X composé de raies de fluorescence atomique K_α et d'un rayonnement de freinage.

Ce travail a permis d'étudier expérimentalement l'influence des nombreux paramètres impactant la génération de rayonnement X et en particulier celle du K_α : paramètres laser (durée d'impulsion, intensité, contraste, ...), paramètres de la cible d'interaction (matériau, géométrie, épaisseur) et paramètres physiques du système de conversion utilisé (système de focalisation et pare-débris, géométrie et mouvements de la cible). Ce travail a également permis de développer et de mettre en œuvre des diagnostics visant à caractériser la source : spectre d'émission, taille, stabilité spatiale et temporelle et taux de conversion énergétique. L'objectif final sera de bâtir une version suffisamment robuste d'une source X par laser répondant à des contraintes liées à une application médicale ou scientifique. La première application ciblée par le projet XPulse qui sert de cadre à cette thèse est la détection précoce du cancer du sein, en exploitant une source X- K_α générée par un laser ultra-intense de haute puissance moyenne.

Mots-clés : Tomographie, Rayons X, laser, Mammographie, Imagerie médicale

Experimental Study of X-ray Generation by Laser for Medical Imaging Application

Abstract: High-flux laser-matter interaction is known to result in the emission of various types of secondary radiations. Under appropriate irradiation conditions, i.e., with a laser intensity in the range of 10^{16} - 10^{18} W/cm², the mechanisms involving laser energy absorption, electron acceleration within the target, and subsequent radiation lead to the emission of an X-ray spectrum similar to that of a tube: atomic fluorescence lines and bremsstrahlung radiation. The objective of this thesis is to experimentally investigate the influence of numerous parameters affecting the generation of X-ray radiation, especially K_α radiation. These parameters include laser characteristics (pulse duration, intensity, contrast, etc.), interaction target parameters (material, geometry, thickness), and physical parameters of the utilized conversion system (focusing system, debris shield, target geometry, and motion).

Additionally, this work aims to develop or implement diagnostics to characterize the source, such as emission spectrum, size, temporal stability, and energy conversion efficiency. The ultimate goal is to establish a sufficiently robust understanding to develop an X-ray source using lasers that meets the requirements for medical or scientific applications.

The primary application targeted by the XPulse project, which serves as the framework for this thesis, is the early detection of breast cancer by using an ultra-intense high average power laser-generated X- K_α source.

Keywords: Tomography, X-rays, high intensity laser, Mammography, Medical Imaging

Unité de recherche - Univ Bordeaux, CNRS, CEA, CEntre Lasers Intenses et Applications (CELIA), UMR 5107, F-33405 Talence

Centre technologique - ALPhANOV, Institut d'Optique d'Aquitaine, Rue François Mitterrand, 33400 Talence, France