Conception et réalisation d'un prototype d'imageur X durs à sélection spectrale pour le Laser MégaJoule

David Dennetiere

▶ **To cite this version:**

David Dennetiere. Conception et réalisation d'un prototype d'imageur X durs à sélection spectrale pour le Laser MégaJoule. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Ecole Polytechnique X, 2012. Français. NNT : . pastel-00800353

HAL Id: pastel-00800353
https://pastel.hal.science/pastel-00800353

Submitted on 13 Mar 2013

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 de l'École Polytechnique

Spécialité :

PHYSIQUE

présentée par :

David Dennetiere

pour obtenir le titre de :

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Sujet de thèse :

Conception et réalisation d'un prototype d'imageur X durs à sélection spectrale pour le Laser MégaJoule

soutenue le 17/12/2012 devant le jury composé de :

Dr. Patrick Audebert (directeur de thèse)
Dr. Philippe Troussel (encadrant de thèse)
Dr. Otto Landen
Dr. Patrick Mora (président du jury)
Dr. Eric Ziegler
Dr. Michel Primout (rapporteur)
Dr. Philippe Zeitoun (rapporteur)

à Agnès, ma femme.

It's time to go home and think
Vandana Nanal

Remerciements

Je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont aidé pendant ces trois ans de dur labeur.
Mon directeur de thèse tout d'abord pour son aide précieuse, ma femme pour son soutien inconditionnel et pour ne m'avoir jamais reproché de rentrer à des heures indues, ma maman pour avoir enduré mes présentations et m'avoir tant bien que mal suggéré des améliorations et enfin mon papa pour son regard bienveillant.

J'aimerais remercier en particulier mes collègues du projet Laborieux des Maîtres Jedi pour l'ambiance de travail extraordinaire. En particulier merci à Mace Windu pour ses corrections rigoureuses et approfondies, Jar Jar Binks évidemment pour son encadrement, à Han Solo pour ses mille et une astuces expérimentales, à R2D2 pour ses heures passées à me débugger, à Anakin pour ses explications in extenso, à Wattoo pour avoir toujours su dénicher ce dont j'avais besoin, à Yoda pour ses conseils éclairés, au comte Dooku pour m'avoir montré le côté obscur des hangars de l'état de New York, à Luke Skywalker pour les services rendus dans l'état de l'empire, à Coleman Trebor pour ses appuis outre-atlantique, à Lando Calrissian pour m'avoir fait entrer dans le Cercle des Êtres Ahurissants.

J'aimerais aussi remercier le général Grievious et les ewoks pour leur bonne humeur.

Merci bien sûr à mon jury de soutenance de thèse.

Merci enfin à tous ceux qui ne figurent pas dans cette liste non-exhaustive.

Table des matières

Glossaire **xxi**

I La conception de diagnostics pour le Laser MégaJoule **1**

1 Le LMJ : pourquoi et comment ? **3**

1.1 La Fusion par Confinement Inertiel . . . 3

1.1.1 Obtenir la fusion par confinement inertiel . . . 3

1.1.2 Obtention d'un plasma de fusion grâce à un laser . . . 4

1.2 Conditions nécessaires à l'obtention d'une fusion par confinement inertiel à gain . . . 5

1.2.1 Pertes d'énergies en amont de la convergence . . . 5

1.2.2 Pertes d'énergie pendant la convergence . . . 5

1.3 Le dispositif expérimental du LMJ . . . 7

1.3.1 Organisation sommaire du hall d'expérience . . . 7

1.3.2 Les diagnostics . . . 8

1.3.3 Cas particulier des imageurs X . . . 9

1.4 La radiographie X . . . 9

1.5 Performances spatio-temporelles du futur diagnostic . . . 10

2 Le terme source X de radiographie **13**

2.1 Spectre X de radiographie attendu . . . 13

2.2 Flux X de radiographie attendu . . . 15

2.3 Terme source parasite . . . 16

2.3.1 Sources X intentionnellement générées . . . 17

2.3.1.1 Interaction laser-cavité 17
2.3.1.2 Emission X du microballon (émission propre) 17

II Les imageurs X pour la physique des plasmas chauds 19

3 État de l'art des optiques des systèmes d'imagerie X 21

3.1 Préambule 21
3.2 Considérations générales sur les rayons X 22
3.3 Écarts à l'idéalité 22
3.3.1 Aberrations géométriques 23
3.3.1.1 Astigmatisme (partie du terme en $h.\alpha^2$) 23
3.3.1.2 Aberration sphérique (terme en h^3) 26
3.3.1.3 Coma (terme en $h^2.\alpha$) 27
3.3.1.4 Courbure de champ (partie du terme en $h.\alpha^2$) 27
3.3.1.5 Distorsion (terme en α^3) 28
3.3.2 Aberrations chromatiques 29
3.3.3 Défauts de surface 29
3.3.3.1 Erreur de pente 31
3.3.3.2 Rugosités 31
3.3.4 Défauts d'alignement 31
3.4 Les optiques des systèmes d'imagerie X 32
3.4.1 Les optiques par projection 32
3.4.1.1 Les sténopés simples 32
3.4.1.2 Les sténopés à haut rapport d'aspect 35
3.4.1.3 Les systèmes d'imagerie à ouverture codée 37
3.4.2 Les optiques par diffraction 39
3.4.2.1 Les lentilles à zones de Fresnel 39
3.4.2.2 Les miroirs de Bragg Fresnel 44
3.4.3 Les optiques par réfraction 46
3.4.4 Les optiques réflectives : les miroirs 47

3.4.4.1 Les miroirs à incidence normale 47
3.4.4.2 Les miroirs à incidence rasante 48
3.5 Résumé des performances des optiques présentées 59

4 État de l'art des analyseurs optiques employés pour l'imagerie X en physique des plasmas 61
4.1 Préambule 61
4.2 Les films X 62
4.3 Les films photostimulables 64
4.4 Les dispositifs à transfert de charge 65
4.4.1 Les dispositifs à transfert de charge simples 65
4.4.2 Les caméras à balayage de fente 67
4.4.3 Les caméras à images intégrales 70
4.5 Les *charge injection devices* 73
4.6 Résumé des performances 75

5 Exemples d'imageurs X pour la physique des plasmas 77
5.1 Diagnostics de mesure de vitesse d'implosion 77
5.1.1 SXD 77
5.1.2 IXDGC1t 78
5.2 Diagnostics de mesure de symétrie d'implosion 79
5.2.1 GXD, hGXI, Ariane 80
5.2.2 IXDCM2t 81
5.2.3 IXDGC2t 82
5.3 Diagnostic de mesure des ruptures de symétrie de faible longueur d'onde : Chandra 83
5.4 Résumé des performances des diagnostics 83

III EHRXI, un diagnostic pour l'imagerie de source plasma laser de faible intensité 85

6 Étude et optimisation d'EHRXI 87

6.1 Étude d'HRXI, un diagnostic existant . . . 87
6.1.1 Principes de conception d'HRXI . . . 88
6.1.1.1 Aspects spatiaux . . . 88
6.1.1.2 Aspect spectral . . . 90
6.1.1.3 Système d'alignement . . . 91
6.2 Optimisation d'HRXI : projet EHRXI . . . 93
6.2.1 Extension de la bande spectrale d'HRXI . . . 93
6.2.2 Métrologie des miroirs d'EHRXI sur synchrotron . . . 94
6.2.2.1 Conditions expérimentales . . . 95
6.2.2.2 Mesures en dessous de 3 keV . . . 95
6.2.2.3 Mesures au-dessus de 3 keV . . . 95
6.2.2.4 Analyse des résultats . . . 99
6.2.2.5 Conclusion . . . 101
6.2.3 Caractérisation spatiale du nouveau système sur un générateur X continu . . . 101

7 Déploiement d'EHRXI sur ELFIE 100 TW au LULI 105
7.1 Introduction . . . 105
7.1.1 L'installation ELFIE 100 TW . . . 105
7.1.2 Présentation de la campagne de génération d'X multi-MeV . . . 106
7.2 Montage expérimental . . . 108
7.3 Résultats obtenus . . . 109
7.3.1 Analyse des résultats . . . 110
7.3.1.1 Désalignement d'EHRXI . . . 111
7.3.1.2 Théorie de Moliere . . . 111
7.3.2 Sources secondaires . . . 114
7.3.2.1 Résultats de la simulation . . . 116
7.3.2.2 Analyse des résultats de la simulation . . . 118
7.4 Conclusion . . . 119

8 Déploiement d'EHRXI sur OMEGA 121

8.1 Présentation de la campagne de tirs . . . 121
8.1.1 Généralités . . . 121
8.1.2 Plan de tir . . . 123
8.2 Montage expérimental . . . 124
8.2.1 Aspects géométriques . . . 124
8.2.2 Aspects spectraux . . . 126
8.3 Résultats et analyse . . . 127
8.3.1 Analyse . . . 129

IV MERSSIX, un prototype pour le Laser MégaJoule 133

9 Conception et réalisation d'un nouveau diagnostic 135
9.1 Description de MERSSIX . . . 135
9.1.1 Un Microscope à haute Energie . . . 135
9.1.2 Un microscope à haute Résolution . . . 137
9.1.3 Un microscope à Sélection Spectrale . . . 138
9.1.3.1 Principe du filtrage monochromatique . . . 138
9.1.3.2 Inconvénient du filtrage monochromatique par miroir multicouche . . . 142
9.1.4 Un microscope pour l'Imagerie X sur le LMJ . . . 144
9.1.5 Résumé des caractéristiques des miroirs de MERSSIX . . . 145
9.2 MERSSIX en pratique . . . 146
9.2.1 Simulations menant au tolérancement de positionnement des optiques 146
9.2.1.1 Simulations 1D . . . 147
9.2.1.2 Simulations 16D . . . 154
9.2.2 Maintien mécanique des composants optiques . . . 155
9.2.2.1 Positionnement des optiques . . . 156
9.2.2.2 Réglage du collimateur . . . 157
9.2.3 Système d'alignement de MERSSIX . . . 158
9.3 Conclusions . . . 159

V Conclusions et Perspectives 161

VI Annexes 175

A Schéma des transitions énergétiques liées à l'émission de raies X 177

B Fonction de transfert de modulation 179

C Mappemonde de la chambre OMEGA 183

VII Publications 185

Table des figures

1.1 Schéma de l'irradiation de la cavité par les faisceaux laser du LMJ. 4

1.2 Schéma de la structure d'un microballon cryogénique. 6

1.3 Schéma du développement des instabilités hydrodynamiques de Rayleigh-Taylor au cours de l'implosion. Vue d'artiste. t_0 : la surface est initialement perturbée ; t_1 : les instabilités croissent linéairement ; t_2 : l'instabilité de Richtmyer-Meshkov naît ; t_3 : on entre dans le mode turbulent. 7

1.4 Schéma de principe de l'imagerie par radiographie. 11

2.1 Spectres calculés à partir des mesures du spectromètre DMX [1] lors de tirs laser d'énergie 10 kJ sur différentes cibles (Ti, Cu, Fe) avec des éclairements de l'ordre de 10^{15} W.cm^{-2}. 14

2.2 Transmission de 2 µm d'or entre 1 et 20 keV. 16

2.3 Spectre simulé d'émission X du microballon pour un tir produisant 10^{19} neutrons et un tir produisant 10^{15} neutrons. Ne tient pas compte de la réabsorption des rayons X sortant de la cavité. *Communication interne* . . 17

3.1 Représentation graphique des variables du polynôme de Seidel. 24

3.2 Images données par un miroir sphérique d'un faisceau parallèle incident à 45°. L'axe optique est l'axe $\vec{y}$. 25

3.3 Schéma de la focalisation d'un système optique présentant une aberration sphérique 26

3.4 Schéma d'un système optique présentant de la coma et son image d'un point source 27

3.5 Schéma d'un système présentant de la courbure de champ 28

3.6 Effet de l'aberration de distorsion sur l'image d'une source carrée 29

3.7 Focalisation d'un rayonnement polychromatique par un système d'imagerie présentant des aberrations chromatiques. 30

3.8 Représentation schématique des deux types de défauts de surface. En noir : pente théorique d'une surface, en bleu : pente d'une surface présentant des erreurs de pente, en rouge : pente d'une surface réelle présentant à la fois des défauts de surface et des rugosités. 30

3.9 Principe du sténopé 32

3.10 Schéma de comparaison de la réponse percussionnelle d'un sténopé entre un sténopé très ouvert et un sténopé de plus petite ouverture où la diffraction ne peut plus être négligée. 33

3.11 Principe d'un sténopé à haut rapport d'aspect 36

3.12 Plusieurs possibilités d'ouvertures codées 40

3.13 Schéma d'une lentille à zones de Fresnel. 41

3.14 Schéma de la dégradation de la résolution d'une LZF par le polychromatisme du rayonnement incident. 43

3.15 Interférences entre deux ondes sphériques : schéma des surfaces iso-phase et iso-déphasage 44

3.16 Principe d'imagerie par miroir de Bragg-Fresnel. 45

3.17 Schéma et photo d'une lentille à bulles. 46

3.18 Schéma d'un microscope de Schwarzschild. 48

3.19 Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez (KB) 48

3.20 Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez Amélioré (KBA) 49

3.21 Schéma de principe d'un microscope pseudo-Wolter 50

3.22 Schéma de définition des angles incident, réfracté et critique. 51

3.23 Réflectivités simulées d'un miroir de Si et d'un miroir de W en fonction de l'énergie des rayons X à un angle d'attaque de 0,45 °. 52

3.24 Schéma de principe d'un miroir multicouche. 53

3.25 Réflectivité et transmission d'une bicouche de Mo/Si de 8 nm d'épaisseur totale en fonction de l'épaisseur normalisée de la couche de matériau absorbant [2] ($\lambda = 15,5\ nm$). 54

3.26 Réflectivité d'un miroir multicouche Gd/Si de 100 périodes de 20 µm de Gd et 30 µm de Si à un angle d'attaque de 0,4 °. 55

3.27 Influence du rapport Γ sur les ordres de réflexion de Bragg d'un miroir multicouche Gd/Si de 100 périodes de 20 µm de Gd et 30 µm de Si à un angle d'attaque de 0,4 °.Pour Γ = 1/3, les ordres pairs disparaissent. 55

3.28 Effets de la variation du nombre de bicouches d'épaisseur 5 nm de W/Si composant un miroir multicouche optimisé à 0,45 °. 56

3.29 Dégradation de la réflectivité du miroir par la rugosité RMS aux interfaces à 15 keV. 57

3.30 Exemple de réponse de supermiroir de 32 couches en W/Si à 0,7 ° optimisé avec TFCalc^{TM} [3]. 58

4.1 Transmission d'un film de 200 μm en AgBr entre 0 et 100 keV. 63

4.2 Schéma de niveaux d'un photostimulable BaFBr :Eu^{2+}[4]. 64

4.3 Schéma simplifié d'un transistor élémentaire de caméra CCD 66

4.4 Principe de relecture des charges accumulées dans la matrice CCD. 67

4.5 Schéma de principe d'un tube CBF X 68

4.6 Schéma d'une image obtenue avec une caméra à balayage de fente. 69

4.7 Schéma de principe d'un tube CII X. 71

4.8 Schéma d'une image obtenue avec une caméra à images intégrales. 72

4.9 Schéma de principe de l'architecture d'un capteur CID. À gauche : principe d'adressage, à droite : vue grossie de deux pixels. 73

5.1 Photographie de la cible de radiographie utilisée pour l'utilisation du diagnostic NIF SXD et image d'un diamètre du microballon au cours de son implosion enregistrée par la BCF du diagnostic. 78

5.2 Schéma de principe des voies du diagnostic IXDGC1t aux deux grandissements possibles avec les crayons du système d'alignement du diagnostic. . . 79

5.3 Schéma du diagnostic NIF GXD. 80

5.4 Schéma du diagnostic NIF (m-)Ariane. 81

5.5 Schéma de principe des voies du diagnostic IXDCM2t. 82

5.6 Schéma de principe du diagnostic NIF Chandra. 83

6.1 Image de grille obtenue par radiographie avec EHRXI. Paramètres de la grille : période 1 mm, fils d'épaisseurs 100 µm. Une dégradation asymétrique de la résolution est observée en s'éloignant de la zone de meilleure résolution (astigmatisme) ainsi qu'une déformation de la grille sur les bords (distorsion). 88

6.2 Les angles de la condition des sinus d'Abbe. 89

6.3 Réflectivité totale des miroirs en nickel d'HRXI en fonction de l'énergie des rayons X incidents à un angle de rasance de 0,6 °. 91

6.4 Schéma de principe du système d'alignement d'HRXI. 92

6.5 EHRXI dans son banc de préalignement à l'air. 92

6.6 Evolution des épaisseurs des couches de SiC (en rouge) et de W (en bleu) en fonction du numéro de la couche. La couche n°1 est à l'interface entre le dépôt et l'air, la couche n°32 est à l'interface entre le dépôt et le substrat. 93

6.7 Réflectivité simulée du dépôt réalisé par H. Maury et F. Bridou. 94

6.8 Photographie des trois miroirs testés dans leur support. M1 et M2 sont les miroirs toriques d'EHRXI et M3 le miroir témoin 94

6.9 Schéma de principe de la mesure de réflectivité X d'un miroir sur la ligne métrologie du PTB. Pour des énergies de plus de 3 keV, la diode 1 est placée en position A, en dessous de 3 keV celle-ci est placée en position B et la diode 2 est enlevée. 96

6.10 Réflectivités théoriques du traitement multicouche à 0,5 °, 0,6 ° et 0,7 ° en fonction de l'énergie. 97

6.11 Réflectivités mesurées du traitement multicouche du miroir M1 en fonction de l'énergie à 0,5 °, 0,6 ° et 0,7 °. 98

6.12 Réflectivités mesurées du traitement multicouche du miroir M2 en fonction de l'énergie à 0,5 °, 0,6 ° et 0,7 °. 98

6.13 Réflectivités mesurées du traitement multicouche du miroir M3 en fonction de l'énergie à 0,6 ° et 0,7 °. 99

6.14 Comparaison des réponses spectrales des 3 miroirs à 0,6 °. 99

6.15 Comparaison des réponses spectrales du miroir M1 à 0,6 °. En bleu : réflectivité théorique du traitement initial ; en noir : réflectivité mesurée ; en rouge : réflectivité théorique du traitement une fois les corrections proposées par le LCFIO apportées. 100

6.16 Photo du montage expérimental utilisé pour qualifier spatialement EHRXI. EHRXI est placé sous vide dans une mécanique de support et fait la radiographie d'un objet sur une CCD. La source utilisée est un générateur X 15 kV. 101

6.17 Image obtenue grâce au montage présenté figure 6.16. L'image montrée ici est corrigée de l'image de blanc et de l'image de noir et enregistrée avec un grandissement de 15. Les lignes et colonnes utilisées pour extraire les FTM sont encadrées en jaune. 102

6.18 Obtention de la fonction de transfert de modulation du diagnostic 102

7.1 Schéma de la cible utilisée sur ELFIE 100 TW et des positions des faisceaux laser par rapport à celle-ci (hors échelle). 106

7.2 Image CCD de la tâche focale du laser "ps" à grandissement 1. 107

7.3 Vue de la salle expérimentale d'ELFIE 100TW pendant la campagne "génération d'X multi-MeV". 108

7.4 Configuration d'implantation d'EHRXI sur ELFIE 100 TW. EHRXI (en haut a droite) image la face avant du convertisseur en tantale avec un angle de 45 ° par rapport à la direction d'incidence du faisceau ps. D'autres diagnostics sont positionnés autour du convertisseur dont un sténopé d'imagerie observant la face arrière du convertisseur (en bas). 109

7.5 Évolution de la forme de la source X en fonction de la profondeur de la rainure dans le convertisseur en tantale. 110

7.6 Distribution de la probabilité de diffusion d'électrons d'énergie E dans le tantale pour E = 1 keV (en bleu), 10 keV (en rouge) et 100 keV (en noir) en fonction de angle de diffusion. Théorie de Moliere. 112

7.7 Pouvoirs d'arrêt par collision (en rouge), par transfert radiatif (en vert) et total (en noir) du tantale pour des électrons de 1 keV à 1 GeV(Source code ESTAR du NIST) 114

7.8 Vue 3D des éléments intégrés dans la simulation GEANT4 d'ELFIE 100TW. 115

7.9 Spectre maxwellien du faisceau d'électrons sources utilisé dans la simulation GEANT4. 115

7.10 Spectre des photons provenant des interactions des électrons avec le tantale. Le spectre de ces électrons est celui présenté figure 7.9 116

7.11 Lobe d'émission des photons issus des interactions électrons-convertisseur par rapport à la normale à la cible. Le faisceau d'électron forme un angle de 10 ° avec celle-ci. 117

7.12 Vue 3D de la contribution relative de chaque élément dans la chambre au bruit pénétrant le port d'EHRXI (disque noir). La contribution est calculée en nombre de particules par unité de volume par rapport à l'élément le plus émissif. 117

7.13 Répartition en nombre des particules incidentes sur l'IP. L'échelle de couleur donne le nombre de particules incidentes par pixel de 5 mm de côté. 118

8.1 Vues d'une cible de la campagne préchauffage cavité double coquille sur l'installation OMEGA. La vue du TIM 4 a été tournée par rapport à la vue CAO pour faciliter la compréhension. 122

8.2 Profil temporel de l'impulsion laser mesuré sur le tir 66248 (tir n°1). 122

8.3 Spectre intégré en temps attendu pour une cible de radiographie en titane impactée par 10 faisceaux de 480 J ayant une impulsion de 1 ns avec lame de phase. Communication privée. 123

8.4 Vue d'ensemble d'EHRXI pendant son installation dans son TIM lors de la campagne "préchauffage cavité double coquille" de mai 2012. 125

8.5 Schéma des positions relatives des lignes de visées et des axes de références dans le plan 126

8.6 Spectres attendu pour une cible de radiographie en titane irradiée par 16 faisceaux de 480 J ayant une impulsion de 1 ns avec lame de phase prenant en compte les filtres utilisés au cours de la campagne. 128

8.7 Image brute de la source de radiographie pour le premier tir. 129

8.8 Image brute de la source de radiographie pour le cinquième tir. 130

8.9 Image de la source de radiographie pour le sixième tir. 130

8.10 Image de la source de radiographie pour le septième tir. 130

9.1 Réflectivité d'un miroir torique de *Merssix* à 0,45 ° pour un dépôt de 81 couches de W/SiC. En noir : réflectivité simulée avec TFCalc , en rouge : mesure de la réflectivité d'un essai de dépôt. 136

9.2 Dégradation de la résolution avec la diminution de l'angle de rasance pour une même valeur RMS de défauts de pente. Comparaison d'un cas simulé à 0,6 ° (similaire à EHRXI) et d'un cas simulé à 0,45 ° (similaire à MERSSIX).137

9.3 Evolutions des résolutions à 50 % horizontale (à gauche) et verticale (à droite) simulées dans le champ de merssix. Simulations réalisées avec SpotX. La valeur de la résolution est donnée en échelle de couleur dans le plan objet $(\vec{x}, \vec{z})$. 138

9.4 Schéma de principe d'imagerie par radiographie sur LMJ avec les sources X générées. Les sources générées par les lasers et par le microballon perturbent l'axe de visée du diagnostic pour la radiographie. 139

9.5 Principe d'amélioration de l'image par sélection spectrale. Les formes des spectres typiques d'émission X des plasmas d'or, de radiographie et d'émission propres sont superposées. La zone violette montre la bande spectrale où l'on attend le meilleur rapport signal à bruit pour l'imagerie par radiographie. Ce schéma ne témoigne aucunement des valeurs réelles des raies d'émissions des différentes sources X. 140

9.6 Principe de sélection spectrale à l'aide d'un miroir plan. Réflectivité théoriques d'un miroir torique large bande (en rouge) et d'un miroir plan de sélection spectrale (en bleu). 141

9.7 Schéma du trajet optique des rayons X dans MERSSIX par rapport aux miroirs toriques (M1 et M2), au miroir plan (M3) et aux blindages intégrés. 142

9.8 Schéma de la dispersion de l'angle de rasance entraînée par l'ouverture du microscope 143

9.9 Schéma de la dispersion de l'angle de rasance entraînée par le champ objet du microscope 143

9.10 Schéma de principe d'un dépôt de Goebel. 144

9.11 Axes du repère cartésien utilisé dans SpotX pour les simulations de MERSSIX 147

9.12 Variation des résolutions de MERSSIX au centre champ en fonction de la translation du collimateur selon les axes X et Z. 148

9.13 Variation des résolutions de MERSSIX au centre champ en fonction de la translation du premier miroir torique selon les axes X et Z 149

9.14 Variation des résolutions de MERSSIX au centre champ en fonction de l'angle de rotation du premier miroir torique autour des axes X, Y et Z. . . 150

9.15 Variation des résolutions de MERSSIX au centre champ en fonction de la translation du second miroir torique selon les axes X, Y et Z. 151

9.16 Variation des résolutions de MERSSIX au centre champ en fonction de l'angle de rotation du second miroir torique autour des axes X, Y et Z . . . 152

9.17 Variation des résolutions de MERSSIX au centre champ en fonction de la translation du miroir plan selon les axes Y et Z. 153

9.18 Probabilité d'obtention des résolutions horizontale (en bleu) et verticale (en rouge) dans le champ de MERSSIX lorsque les paramètres de positionnement des optiques cités au paragraphe précédent varient aléatoirement. 60000 configurations analysées. 155

9.19 Vue CAO d'ensemble du microscope de MERSSIX 156

9.20 Vue de détail du système de positionnement "trait-point-plan" des miroirs. 157

9.21 Vue de détail du collimateur. 157

9.22 Schéma de principe d'un système d'alignement par crayons lasers. 158

9.23 Schéma de principe du réglage du système d'alignement de MERSSIX avec des systèmes optiques visibles. 159

B.1 Représentation graphique de la fonction de transfert de modulation par la coupe d'une image de mire sinusoïdale à période linéairement variable. . . 180

B.2 Représentation graphique de la méthode de calcul dans un cas particulier. . 181

Glossaire

$R(R_i)$ **: résolution (à i %)**

Plus petite distance séparable entre deux points ramenée au plan objet, c'est-à-dire dont moins de (100 - i %) de l'énergie se recouvrent sur l'écran. 21

μ

Cœfficient d'atténuation linéique d'un matériau : capacité d'un matériau à absorber des rayons X. Unité : cm^1 ou normalisé par une densité : g.cm^{-2}. 35

θ **: angle de rasance**

Angle entre l'axe optique et la tangente à la surface de l'optique au point de rencontre de l'axe optique. 24

f_s **: focale sagittale d'un miroir**

Distance focale correspondant aux rayons arrivant dans le plan $(\vec{k}, \vec{s})$ avec $\vec{s} = \vec{k} \wedge \vec{n}$. 24

f_t **: focale tangentielle d'un miroir**

Distance focale correspondant aux rayons de vecteur d'onde $\vec{k}$ arrivant dans le plan $(\vec{k}, \vec{n})$ où $\vec{n}$ est le vecteur normal au plan tangent de la surface. 24

Analyseur optique, abrév. A.O.

Dispositif permettant l'enregistrement de l'image (analogique ou numérique). 8, 21, 105

CBF

Acronyme de Caméra à Balayage de Fente (cf. paragraphe 4.4.2). 12, 65

CCD

Acronyme de *Charge Coupled Device*, en français : dispositif à transfert de charge (cf. paragraphe 4.4.1). 63

CEA

Acronyme de Commissariat à l'Énergie Atomique. 3

CID

Acronyme de *Charge Injection Device* (cf. paragraphe 4.5). 71, 76

CII

Acronyme de Caméra à Image Intégrale (cf. paragraphe 4.4.3). 12, 68

Diagnostic

Chaîne de mesure utilisée dans les expériences laser. 8

EHRXI

Dénomination d'un microscope X utilisé dans cette thèse. Acronyme de Extended High Resolution X-ray Imaging system. 91

ELFIE 100 TW

Installation laser située sur le campus de l'Ecole Polytechnique au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. Cette intallation peut générer plusieurs faisceaux de 30 J en 0,3 ps par impulsion. Acronyme de Equipement Laser de Forte Intensité et Energie. 103

f : distance focale

distance entre le centre de l'optique et le point focal. 46

F : foyer géométrique

Point construit par construction géométrique. 42

Frontale ou distance frontale

Distance séparant la source de la pupille d'entrée d'un imageur. 33, 131

Image Plate, abrév. IP

Dénomination courante pour les films photostimulables (cf. paragraphe 4.3). 61

Imageur

Ensemble d'un système d'imagerie (dispositif catadioptrique de formation de l'image) et d'un analyseur optique. 9

LMJ

Acronyme utilisé pour le projet ou l'installation Laser MégaJoule. 3, 75

MERSSIX

Dénomination du prototype de diagnostic développé pendant cette thèse. Acronyme de Microscope haute Energie et haute Résolution à Sélection Spectrale pour l'Imagerie X. 131

n : indice optique complexe

$n = 1-\delta+i\beta$, où δ est appelé décrément à l'unité et β est le coefficient d'absorption. δ et β sont des réels. 21

NIF

Acronyme utilisé pour le projet ou l'installation National Ignition Facility à Livermore, CA aux Etats-Unis. Projet analogue au LMJ. 75

Ouverture d'un système d'imagerie

Angle de collection des photons source par la pupille d'entrée de système. 24

P.I.

Acronyme de *Principal Investigator*. Personne en charge du déroulement d'une expérience. 121

rms

Acronyme de *Root Mean Square*. Utilisé en indice, ce sigle désigne une valeur moyenne quadratique. 29

SID

Acronyme de Système d'Insertion de Diagnostic. Ensemble mécanique téléscopique permettant le positionnement d'un diagnostic dans la chambre d'expérience pendant un tir. 8, 140

Système d'imagerie (X) abrév. SIX

dispositif optique permettant la formation de l'image d'une source (de rayons X) sur une surface. 21

TCC

Acronyme de l'anglais Target Chamber Center : point au centre de la chambre d'expérience d'une installation laser. 8

TIM

Acronyme de *Ten inch manipulator*. Inserteur de diagnostic dans la chambre de l'installation OMEGA schéma en annexe C. Equivalent du SID pour le LMJ. 119

Première partie

La conception de diagnostics pour le Laser MégaJoule

Chapitre 1

Le LMJ : pourquoi et comment ?

1.1 La Fusion par Confinement Inertiel

1.1.1 Obtenir la fusion par confinement inertiel

Dans le cadre des lois de programmation militaire, le CEA développe les programmes nécessaires pour garantir la pérennité de la dissuasion nucléaire française. À la suite de l'arrêt des essais nucléaires, il met en œuvre le programme Simulation, qui a pour objectif de maintenir la capacité de dissuasion. Ce programme s'appuie sur d'importants moyens expérimentaux et de calcul (Airix, Laser MégaJoule, Supercalculateur Tera [5]) pour permettre la simulation du fonctionnement d'une arme par des codes de calculs.

Pour atteindre l'objectif du programme Simulation, il est nécessaire de garantir la pertinence et la maîtrise des logiciels de calcul simulant le fonctionnement nucléaire d'une arme. Ces logiciels sont un assemblage de modèles théoriques et de données physiques (équations d'état, sections efficaces neutroniques, opacités...) valables dans des domaines spécifiques et imbriqués de façon complexe entre eux. Il est nécessaire de confronter ces modèles à des résultats expérimentaux, c'est le rôle du laser MégaJoule (LMJ).

L'objectif du LMJ est de recréer, en laboratoire, des conditions thermodynamiques semblables à celles rencontrées lors du fonctionnement d'une arme. Il permettra de comparer les résultats de simulations à des plasmas se rapprochant de ceux mis en jeu dans le fonctionnement d'une arme. Le LMJ permettra donc de :

- Valider les modèles fondamentaux et de vérifier qu'ils prennent bien en compte la totalité des phénomènes mis en jeu ;
- Mettre en œuvre des expériences couplant les différents processus physiques. Les expériences les plus emblématiques concerneront la Fusion thermonucléaire par Confi-

nement Inertiel (FCI) [1] d'un mélange de deutérium et de tritium.

1.1.2 Obtention d'un plasma de fusion grâce à un laser

Le Laser MégaJoule (LMJ) est un système complexe destiné à amplifier et à transporter de l'énergie sous forme de lumière, pour la concentrer autour d'un microballon sphérique de deux millimètres de diamètre. Il s'agit d'un laser de puissance.

Les faisceaux laser (176 faisceaux de quelques kJ dans un premier temps, puis jusqu'à 240 faisceaux pour une énergie totale de 1,8 MJ) seront concentrés dans une cavité faite d'un matériau lourd [2] au centre de laquelle sera disposé un microballon rempli d'un mélange de deutérium et de tritium [6] comme illustré figure 1.1. On parle d'attaque indirecte. La très haute densité d'énergie délivrée par les faisceaux laser va créer localement des "bulles" de plasma d'or [7]. Celles-ci vont se dilater dans la cavité et réémettre une partie de leur énergie sous forme de rayons X. On obtient un "four X".

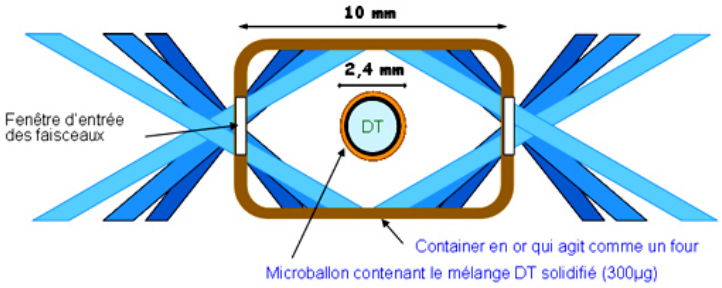


FIGURE *1.1 – Schéma de l'irradiation de la cavité par les faisceaux laser du LMJ.*

L'intensité du rayonnement X créé à l'intérieur de la cavité va ensuite ablater les couches superficielles du microballon. Ces couches vont passer de l'état solide à plasma en quelques ps. Cette transformation violente engendre un effet fusée : le reste du microballon va être comprimé et entrer dans une phase d'implosion. En quelques nanosecondes, le diamètre du microballon va passer de 2 mm à environ 80 µm.

Les conditions de température et de pression au centre du microballon en fin d'implosion seront telles que les noyaux de Deutérium et de Tritium pourront fusionner. La fusion de ces noyaux libérera de l'énergie sous forme de particules alpha rapides et de neutrons. Cette énergie conduira à son tour à de nouvelles réactions de fusion.

Cet enchaînement sera à l'origine d'un environnement radiatif rude. On citera notamment :

1. On parle de confinement *inertiel*, car le plasma de fusion est maintenu par la force d'inertie. Il existe une autre façon de confiner celui-ci : il s'agit de la fusion par confinement magnétique (FCM).
2. De l'or par exemple.

- un flash X émis par l'impact des lasers sur la cavité ;
- un flash de neutrons et gamma émis par les réactions de fusion thermonucléaire ;
- un flash de gamma émis par l'interaction des neutrons avec la matière et avec la chambre d'expérience en particulier.

1.2 Conditions nécessaires à l'obtention d'une fusion par confinement inertiel à gain

L'un des paramètres clés pour réussir la fusion par confinement inertiel est la qualité de la convergence. Obtenir une convergence avec la meilleure symétrie sphérique possible permet de transférer un maximum d'énergie au centre du microballon de la façon la plus uniforme. On veillera donc à limiter les déformations du microballon (et donc les dépôts d'énergie non uniformes) et les pertes d'énergie en amont de la convergence [8].

1.2.1 Pertes d'énergies en amont de la convergence

Les pertes d'énergie en amont de la convergence sont dues principalement :

- à une mauvaise focalisation des faisceaux laser [3],
- aux diffusions Raman et Brillouin [9, 10],
- à une mauvaise conversion de l'énergie laser en rayonnement X.

Ces pertes seront minimisées en travaillant respectivement :

- sur la qualité des optiques laser et leur entretien,
- le pointage des faisceaux laser et leur longueur d'onde,
- le choix de la forme et du matériau de la cavité.

1.2.2 Pertes d'énergie pendant la convergence

La figure 1.2 montre la structure d'un microballon dans le cas d'une expérience de fusion thermonucléaire : celui-ci est composé d'un ablateur plastique dopé d'un élément lourd devant le carbone et l'hydrogène du plastique (germanium typiquement) sous lequel se trouve une coquille formée d'un mélange de deutérium et de tritium solide lui-même en équilibre thermodynamique avec sa phase gazeuse. Pour maximiser la concentration de l'énergie au centre du microballon, il faut éviter que sa structure ne soit trop déformée. Durant la phase d'implosion le microballon subira deux types de déformations notables :

- les déformations dues à une inhomogénéité du four X, qui peuvent donner lieu à un écrasement du microballon,

3. Celle-ci peut être due à l'endommagement des optiques par exemple.

– les déformations dues à la rugosité du microballon, qui peuvent engendrer la fracture de l'enveloppe du microballon,

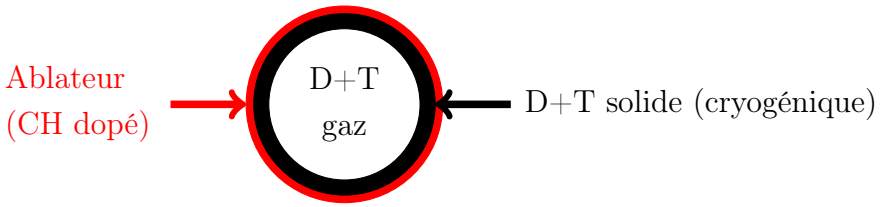


FIGURE *1.2 – Schéma de la structure d'un microballon cryogénique.*

Les déformations qui vont nous intéresser sont ces dernières. Ces déformations sont amplifiées par l'écoulement hydrodynamique et les chocs se propageant dans celui-ci [11]. Ces amplifications des déformations sont dues aux instabilités de Rayleigh-Taylor et de Richtmyer-Meshkov [7].

L'instabilité hydrodynamique de Rayleigh-Taylor (RT) apparait à l'interface entre deux fluides dont les gradients de densité et de pression sont de sens opposés. C'est-à-dire qu'un fluide peu dense "pousse" un fluide dense. L'instabilité de Richtmyer-Meshkov (RM) apparaît lorsqu'un choc traverse une interface perturbée entre deux milieux.

Dans notre cas, lorsque l'ablateur sous sa forme plasma mettra en vitesse le microballon, des instabilités RT apparaitront aux frontières gaz-ablateur et ablateur-DT solide. L'instabilité RT naît sous forme sinusoïdale (modèle 1D). La longueur d'onde spatiale λ et l'amplitude initiale A_0 des instabilités RT sont données par celle des défauts initiaux aux interfaces. L'amplitude de l'instabilité RT A_{RT} évolue ensuite au cours du temps selon une loi de croissance exponentielle dans son régime linéaire (jusque $A_{RT} = 0,1\lambda - 0,4\lambda$) :

$$A_{RT} = A_0 e^{\gamma t} \quad \text{avec :} \quad \gamma = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} \frac{2\pi}{\lambda} a_{interface}}$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les densités des milieux respectivement léger et lourd et $a_{interface}$ est l'accélération de l'interface entre ces milieux.

L'instabilité RT évolue ensuite de façon non linéaire. Elle donne lieu à des aiguilles vers le milieu léger qui se développent selon la loi polynomiale : $A_{RT} = 0,5\eta.a_{interface}.t^2$ où η est de l'ordre de 0,1 à 0,2. Ces aiguilles créent des vortex de matière par instabilité de Kelvin-Helmholtz et un couplage non-linéaire entre les modes de l'instabilité RT se produit. Par ailleurs, l'instabilité de Richtmyer-Meshkov influence le développement de l'instabilité RT et on aboutit finalement à un régime d'écoulement turbulent. L'ensemble de ce développement de l'instabilité est schématisé dans une vue d'artiste figure 1.3 : à t_0 la surface est initialement perturbée, à t_1 les instabilités sont dans leur mode de croissance linéaire, à t_2, l'instabilité RM naît, à t_3 on entre dans le mode turbulent avec l'apparition de vortex dus à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Ces phénomènes hydrodynamiques complexes et coûteux en énergie ont deux conséquences :

– on définira un rayon efficace du microballon défini par le rayon moyen de la sphère de DT solide non perturbée,
– les imageurs haute résolution du LMJ devront pouvoir imager ces instabilités.

Puisque le taux de croissance de l'instabilité RT dépend de $\frac{1}{\lambda}$, les courtes fréquences sont majoritaires. Si l'on veut observer le développement de celle-ci, il faudra donc obtenir une image la plus résolue possible. Dans la suite de cette thèse nous estimerons que la résolution nécessaire est de l'ordre de 5 µm dans notre cas puisque les longueurs d'onde les plus courtes sont supprimées par la phase de décélération [12, 13]

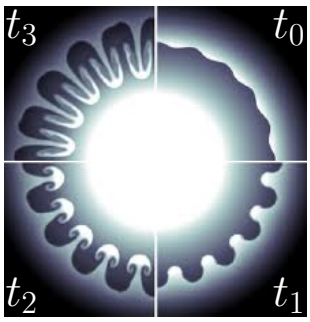


FIGURE *1.3 – Schéma du développement des instabilités hydrodynamiques de Rayleigh-Taylor au cours de l'implosion. Vue d'artiste. t_0 : la surface est initialement perturbée ; t_1 : les instabilités croissent linéairement ; t_2 : l'instabilité de Richtmyer-Meshkov naît ; t_3 : on entre dans le mode turbulent.*

On notera enfin que des déformations de la coquille (couches superficielles) du microballon peuvent entraîner des projections d'ablateur dopé à l'intérieur du mélange de deutérium et de tritium. Ces projections d'ablateur typiquement dopé au germanium et donc appelées doigts de germanium, nuisent fortement à l'efficacité de la compression.

1.3 Le dispositif expérimental du LMJ

1.3.1 Organisation sommaire du hall d'expérience

Pour pouvoir mesurer tant les grandeurs nécessaires à la validation des modèles des codes de calculs (équations d'état, opacité, etc.) que les grandeurs nécessaires à la réussite de la fusion à gain, le LMJ est doté d'un système expérimental complexe pouvant s'adapter à différentes expériences. La partie de l'installation consacrée à ce système s'appelle le hall expérimental (HE).

Dans le hall expérimental se trouvent :
- les miroirs de renvoi et les optiques focalisantes des faisceaux laser vers la cible,
- la chambre d'expérience,
- des chaînes de mesure pour différentes grandeurs physiques appelées des diagnostics plasmas [4].
- des systèmes d'insertion de diagnostic (SID).

Des systèmes d'insertion de diagnostic dans la chambre d'expérience sont utilisés pour accueillir les diagnostics pertinents pour chaque campagne d'expériences. Quasiment tous les diagnostics peuvent être adaptés dans ces SID. Le SID est donc l'élément contraignant les configurations des diagnostics. Les diagnostics composés d'un système optique et d'un analyseur optique (A.O.) pour enregistrer une image n'ont donc que deux possibilités de configuration : soit l'A.O. est embarqué sur le chariot télescopique du SID, soit accroché en bout de SID. Or la cible, sous l'effet de la très haute densité d'énergie qu'elle reçoit pendant un tir, explose et projette des débris dans la chambre d'expérience. Pour éviter d'endommager les diagnostics, on évitera de s'approcher à moins de 50 cm de la cible. Puisque l'on cherchera à travailler à haut grandissement dans la plupart des cas (cf. 4.1), on notera que la distance maximale entre le centre chambre (TCC) et le plan de détection d'un diagnostic est la longueur du SID : 11,2 m.

1.3.2 Les diagnostics

Les pertes d'énergie ou d'uniformité de la répartition de l'énergie citées au paragraphe précédent sont des sources d'échec pour un tir laser visant la fusion. Afin de comprendre ce qui s'est passé pendant un tir (échec ou réussite), il est nécessaire d'observer certaines grandeurs physiques telles que le rayon du microballon, sa forme, le spectre X d'émission de la cavité...

On peut distinguer deux types de diagnostics :
- les diagnostics visant à comprendre ce qui s'est passé lors d'un tir raté appelés diagnostics d'échec,
- les diagnostics pour mesurer certaines grandeurs pour valider les codes de simulation.

Toutes les observations de grandeurs physiques se font grâce aux diagnostics. Chaque diagnostic mesure une grandeur dans des conditions qui lui sont propres. On trouvera parmi les diagnostics :
- des imageurs X [14] ou neutroniques [15] ;
- des spectromètres X [1] neutron [16], gamma, proton ou électron ;

4. Nous y ferons référence par la suite en tant que diagnostics. Il existe aussi des diagnostics laser pour qualifier les performances d'un ou plusieurs faisceaux laser pendant un tir. Cette thèse n'y fera pas référence.

– des diagnostics de bilan d'énergie [17] ;
– des diagnostics de chronométrie de chocs [18] ;
– etc.

1.3.3 Cas particulier des imageurs X

Nous nous intéresserons dans cette thèse à la conception d'un diagnostic imageur X haute résolution pour le LMJ.

Plusieurs types d'imageurs X seront employés sur le LMJ pour des applications différentes. On citera par exemple :
– la visualisation des impacts des lasers dans la cavité ;
– l'observation des déformations de grande longueur d'onde du microballon [19] ;
– l'observation du développement des instabilités hydrodynamiques à la surface du microballon.

Le prototype du diagnostic sujet de cette thèse aura pour objectif d'imager le développement des instabilités hydrodynamiques à la surface du microballon notamment l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Il s'agit d'un diagnostic d'échec, qui sera utilisé pendant la montée en puissance du Laser MégaJoule. Ce diagnostic ne devrait pas *a priori* être utilisé sur des tirs générant plus de 5.10^{14} neutrons. On considèrera donc que l'étude du système sous irradiation intense devra faire l'objet d'un développement ultérieur à cette thèse si nécessaire.

1.4 La radiographie X

Il existe deux possibilités pour imager les effets produits par les instabilités hydrodynamiques à la surface du microballon :
– utiliser le rayonnement X émis par le microballon lui-même, on parle alors d'imagerie par émission propre ;
– utiliser le rayonnement d'une source X indépendante et placée derrière la capsule : on parle alors d'imagerie par radiographie.

L'imageur développé pendant cette thèse est dimensionné pour ce second cas parce qu'il est le plus contraignant et qu'il englobe d'autres applications comme l'imagerie du microballon par émission propre.

Les trois schémas de radiographie possibles avec un laser sont illustrés figure 1.4. Ils correspondent à trois types de sources de radiographie [20] :
– la radiographie par projection avec une source ponctuelle,
– la radiographie par projection utilisant une source large et un sténopé pour se ra-

mener dans le cas précédent [21],
– la radiographie utilisant une source large et un imageur.

La première solution est incompatible avec l'imagerie haute résolution : la taille du plasma fixe celle-ci. Or celui-ci s'étend au cours du temps : l'image perd en résolution si l'on utilise un analyseur optique intégré en temps. Mais si l'on utilise un analyseur optique résolu temporellement pour s'affranchir de l'expansion du plasma, on perd l'efficacité du couplage énergie laser - énergie X émise puisque celle-ci est meilleure à un stade avancé de l'expansion du plasma.

La seconde solution est elle aussi incompatible avec l'imagerie haute résolution : la résolution dans l'image par projection du microballon est limitée par la taille du sténopé. Nous verrons au paragraphe 3.4.1 qu'atteindre de hautes résolutions avec un sténopé pose problème.

C'est donc la troisième solution qui nous concerne.

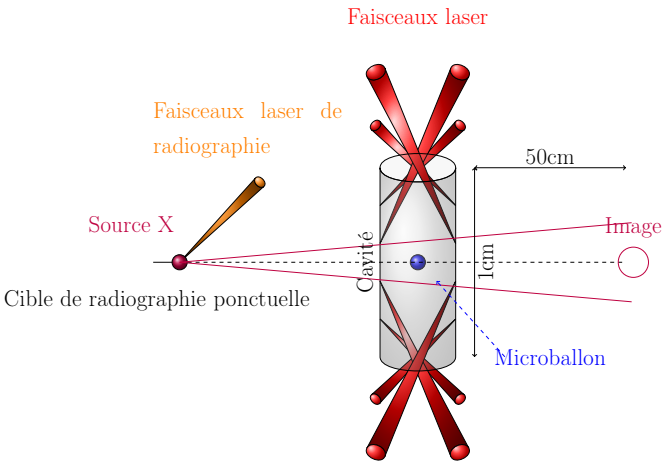
Les sources de radiographie sont générées dans notre cas par l'interaction d'une courte impulsion laser (typiquement de quelques 100 ps à quelques ns) et d'une cible mince (typiquement métallique). Sur LMJ, 2 quadruplets (ensemble de quatre faisceaux lasers issus de la même source) seront affectés à la radiographie soit une énergie maximale de 8 kJ pour des éclairements de l'ordre de 10^{15} à 10^{16} W.cm^{-2}.

On notera en sus que la radiographie du microballon se fera à travers la cavité en or. Celle-ci sera amincie lorsque les diagnostics de radiographie seront mis en place. On considèrera donc que le rayonnement issu des cibles de radiographie sera filtré par 2 µm d'or [22]. Cela se traduit par une absorption forte des énergies de moins de 8 keV et une transmission moyenne de 50 % entre 8 et 20 keV. C'est dans cette bande que notre imageur devra travailler.

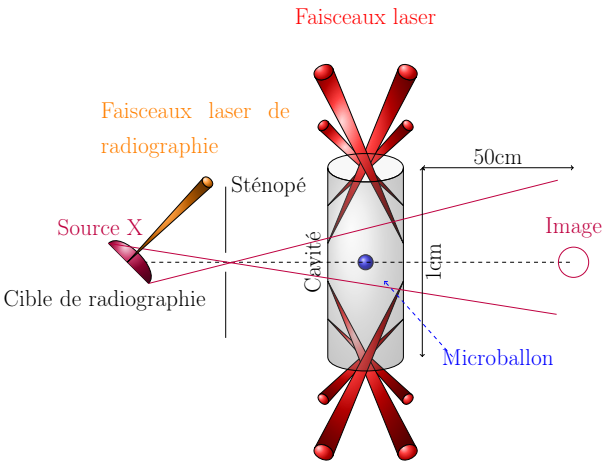
1.5 Performances spatio-temporelles du futur diagnostic

Le prototype de diagnostic développé pendant cette thèse ouvre la voie à deux diagnostics LMJ : IXDHR1t et IXDHR2t (respectivement Imageur X Dur Haute Résolution 1 dimension résolu temporellement et 2 dimensions résolu temporellement). Ces diagnostics ont pour objectif d'imager les évolutions hydrodynamiques du microballon pendant l'implosion. Ils suivront donc l'implosion elle-même (évolution du diamètre du microballon dans le temps) ou l'évolution des instabilités hydrodynamiques pendant l'implosion.

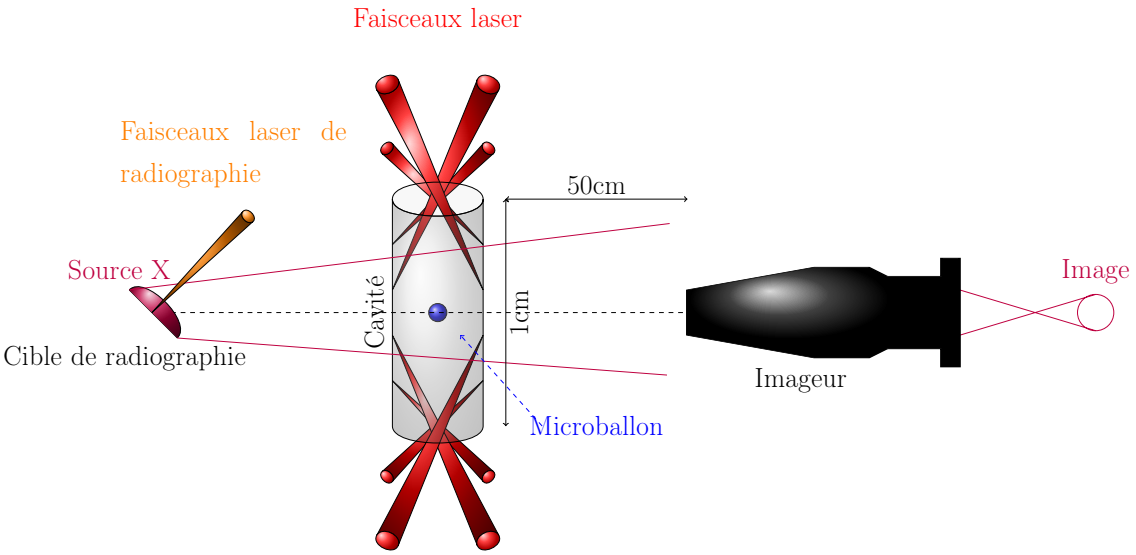
Pour que les deux diagnostics atteignent les performances spatiales demandées pour obtenir une mesure précise de la vitesse de convergence ou du rayon effectif du microballon



(a) Radiographie par projection : source ponctuelle



(b) Radiographie par projection : source large et sténopé



(c) Radiographie utilisant une source large et un imageur

FIGURE *1.4 – Schéma de principe de l'imagerie par radiographie.*

(cf. 1.2.2), il est nécessaire d'obtenir une résolution à 50 % meilleure que 5 µm dans un disque de 500 µm de diamètre et une résolution de 7 µm dans un disque de 1 mm.

Puisque les deux diagnostics LMJ auront pour objectif d'imager une évolution temporelle des phénomènes physiques cités ci-dessus, l'imageur des diagnostics sera couplé à un analyseur optique résolu temporellement. IXDHR1t sera muni d'une caméra à balayage de fente (CBF, cf. 4.4.2) et IXDHR2t sera muni d'une caméra à image intégrale (CII, cf. 4.4.3). Ces analyseurs optiques permettront d'obtenir des résolutions temporelles de 10 ps sur 1 dimension spatiale pendant 5 ns pour la CBF, et 20 ps sur 2 dimensions spatiales pendant 5 ns en 8 à 16 images pour la CII. Ces résolutions temporelles impliquent que le flou de bougé n'est pas pris en compte dans le calcul de la résolution de l'imageur. En effet la vitesse de convergence maximale théorique est de 4.10^5 ms^{-1}, le flux de bouger à la moitié de cette vitesse est donc déjà de 4 µm avec une CBF. On notera enfin que le prototype d'imageur développé pendant cette thèse ne fait qu'une seule image du plan objet dans le plan image. Il pourra donc être utilisé tel quel sur IXDHR1t, mais nécessitera d'être dupliqué pour IXDHR2t.

Enfin, les diagnostics IXDHR1t et IXDHR2t devront être dimensionnés pour imager des objets rayonnants 1 à 10000 $J.keV^{-1}.sr^{-1}$. Cette donnée découle du terme source X utile à l'imagerie X du microballon sur LMJ.

Chapitre 2

Le terme source X de radiographie

Pour dimensionner notre imageur, il est nécessaire de connaître le terme source de la radiographie X. C'est à dire de connaître le spectre d'émission de la source de radiographie utilisée et le flux de photons disponible pour obtenir une image de l'implosion. La connaissance de ces deux grandeurs oriente notre choix d'ouverture et de bande spectrale pour la conception de l'imageur X idéal.

2.1 Spectre X de radiographie attendu

Le spectre de rayons X issus de l'interaction entre une impulsion laser courte et une cible solide est composé :

- des recombinaisons des nuages électroniques de la cible résultant en rayons X d'énergies discrètes,
- du rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung) des électrons du plasma dans la cible résultant en un rayonnement continu.

Les raies du spectre X seront situées dans la région 1 - 100 keV et la partie continue du spectre peut s'étendre jusqu'au MeV [23]. Les matériaux à utiliser pour la radiographie sur le LMJ ne sont pas encore arrêtés, mais l'exploitation de raies à haute énergie comme les raies L du tantale (8146,1 et 8087,9 eV) sont l'objet de beaucoup d'intérêt. Le spectre résultant sera semblable à ceux présentés figure 2.1.

Les raies de radiographie sont désignées par des noms correspondant aux transitions électroniques desquelles elles sont issues.

On trouvera des raies dites K correspondant à des transitions vers la couche électronique K de l'atome, des raies dites L correspondant à des transitions vers la couche

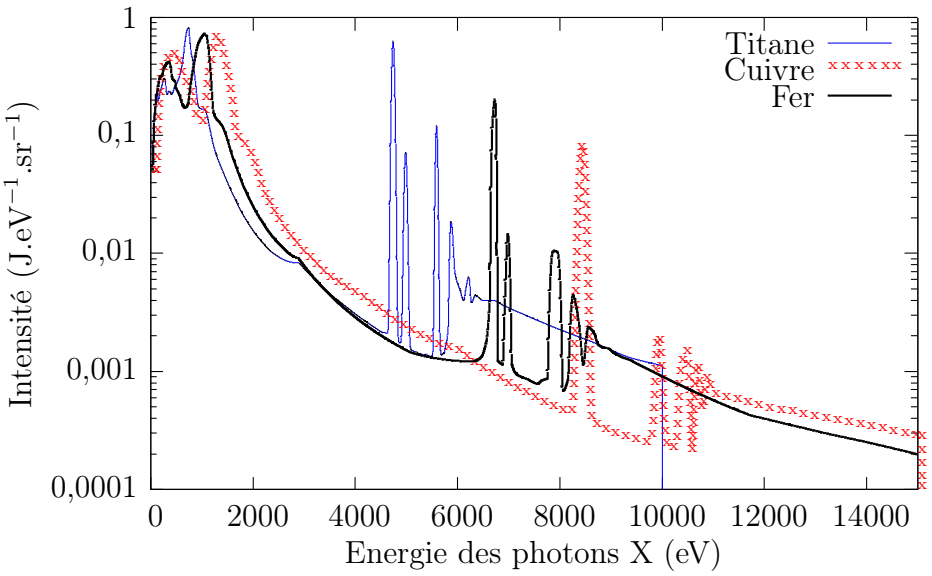


FIGURE *2.1 – Spectres calculés à partir des mesures du spectromètre DMX [1] lors de tirs laser d'énergie 10* kJ *sur différentes cibles (Ti, Cu, Fe) avec des éclairements de l'ordre de* 10^{15} W.cm^{-2}.

électronique L, etc. Vient ensuite s'ajouter à ces dénominations un indice correspondant à l'origine de l'électron de transition. On parlera donc des raies K_α pour les électrons issus des orbitales 2p de la couche L, de raie K_β pour les électrons issus des orbitales 3p de la couche M, etc. Ces transitions sont représentées schématiquement dans l'annexe A dont le schéma est issu du X-ray data booklet publié par le *Lawrence Berkeley National Laboratory*.

Pour décrire tout à fait les raies d'émission des cibles, il faut se souvenir que les atomes d'un plasma excité par laser sont dans un état multi-ionisé. On décrira donc des raies issues d'états d'ionisation différents. Les raies dites héliumoïdes sont par exemple issues d'un état à deux électrons (comme l'hélium) dont un dans un état couplé entre les niveaux l et s.

Il existe deux possibilités pour l'imagerie par radiographie : on peut soit utiliser l'ensemble du spectre de la cible, soit se concentrer sur une des raies du spectre pour pouvoir calculer la densité du microballon avec l'image obtenue.

Dans la suite, on s'intéressera à l'imagerie de raie et notamment aux raies dites K_α héliumoïdes, celle-ci sont issues par exemple de transitions $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$. Il est à noter que les raies d'émission issues d'états multi-ionisés sont plus énergétiques que leur pendant mono-ionisé.

2.2 Flux X de radiographie attendu

Le flux source F_s émis par une aire élémentaire dA_s dans un angle solide $d\Omega_s$ vaut :

$$d^2F_s = L_s dA_s cos(\theta_s) d\Omega_s \tag{2.1}$$

où L_s est la luminance énergétique [1] de la source dans l'aire dA_s dans la direction d'observation et θ_s est l'angle entre la normale à l'aire de la source et la direction d'observation.

On peut écrire :

$$d^2F_s = L_s . \left(\frac{dA_s.cos(\theta_s).dA_R.cos(\theta_R)}{d^2} \right)$$

où dA_R est l'aire élémentaire de la pupille d'entrée du diagnostic, θ_R l'angle entre l'axe pupille-source et la normale à la pupille et d la distance pupille-source.

Prenons le cas d'un imageur X dont la pupille d'entrée (souvent défini par une ouverture circulaire appelée collimateur) est un disque de rayon r_{coll} et où l'imageur fait face à la source et inclinée à 45 ° par rapport à l'axe d'observation (cf. schéma 1.4). En intégrant l'équation précédente, on obtient donc le flux source vu du diagnostic en fonction de la source :

$$F_s = \frac{\pi r_{coll}^2}{d^2\sqrt{2}} \int_0^{A_s} L_s . dA_s \tag{2.2}$$

Faisons l'application numérique pour un diagnostic de pupille d'entrée de 250 µm de rayon placée à 50 cm du centre chambre [2]. Des expériences menées par le CEA [24, 25, 26] ont montré que dans le domaine qui nous intéresse, on peut estimer le taux de conversion dans 4π sr entre énergie laser et énergie X émise, noté η par :

$$\eta = \frac{\text{énergie X émise entre 10 et 20 keV}}{\text{énergie laser du faisceau de radiographie}} = 0,2 \ - \ 1,0 \ \%$$

Pour des faisceaux laser de radiographie donnant un éclairement sur cible de 10^{16} W.cm^{-2} sur une tache focale de surface 1 mm^2 comme ceux prévus pour LMJ, on obtient :

$$F_s = \frac{\pi r_{coll}^2}{d^2\sqrt{2}} \int_0^{A_s} L_s . dA_s = 88 \text{ kW} \tag{2.3}$$

Et donc une énergie de rayons X comprise entre 10 et 20 keV pour une impulsion laser de 100 ps de :

$$E_s = 8,8 \text{ µJ} \tag{2.4}$$

1. La luminance énergétique est la puissance énergétique d'une source étendue dans une direction donnée, divisée par l'aire apparente de cette source dans cette même direction. Son unité est le W.m^{-2}sr^{-1}

2. Nous verrons plus tard qu'il s'agit de notre cas.

Il faut ensuite prendre en compte l'absorption des photons par l'or de la cavité. Dans les cavités amincies pour la radiographie, en plus de la cible de radiographie, on a déposé 1 µm d'or sur l'intérieur de la cavité pour conserver la symétrie du four X. Il faudra donc traverser 2 µm d'or. Cet épaisseur d'or a l'absorption présentée figure 2.2. On considèrera que la moitié de l'énergie X est donc absorbée par la cavité. L'énergie restante pour l'imagerie par radiographie est donc de :

$$E_{imagerie} = 4,4 \text{ µJ} \tag{2.5}$$

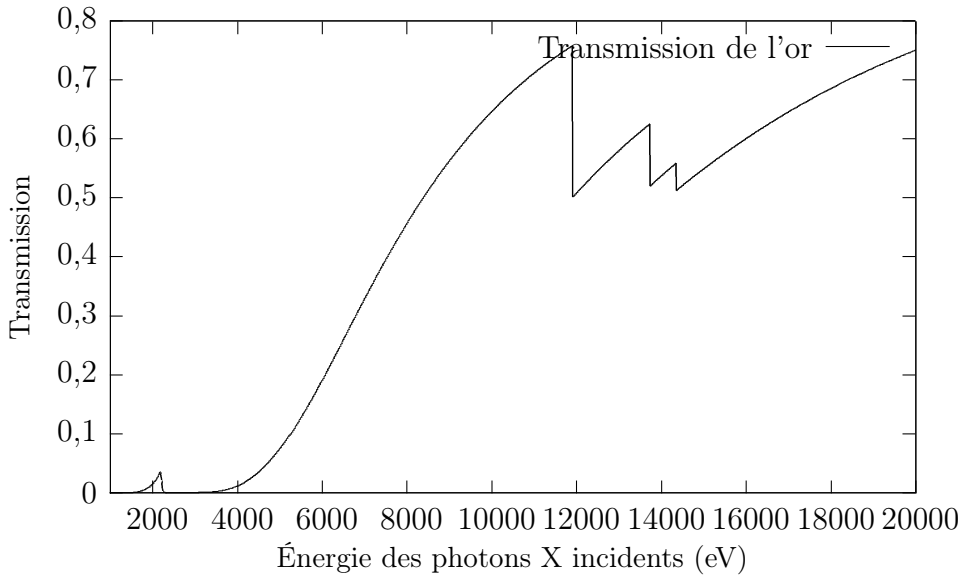


FIGURE *2.2 – Transmission de 2* µm *d'or entre 1 et 20* keV.

On retiendra que l'analyseur optique recevra, pour un grandissement de 15, environ

$$D_E = 19,5 \text{ nJ.mm}^{-2} \tag{2.6}$$

2.3 Terme source parasite

La notion de "terme source parasite" est relative au système observé et aux conditions d'observation. Nous regrouperons dans cette thèse en tant que terme source parasite :

- les sources X dues au processus d'implosion (interaction laser-cavité, plasmas de cavités, etc.) et donc intentionnellement générées,
- et les sources X dites secondaires dues aux différentes particules issues de la cible et interagissant avec l'environnement (chambre d'expérience, système d'insertion de diagnostic, etc.)

2.3.1 Sources X intentionnellement générées

2.3.1.1 Interaction laser-cavité

Dans un schéma d'attaque indirecte, l'objectif est de créer avec les lasers un "four X" (cf. paragraphe 1.1.2). Celui-ci va, comme son nom l'indique, émettre une grande quantité d'énergie sous forme de rayons X.

Le spectre d'émission de l'or attendu présente un pic d'émission thermique (T_{rad} = 300eV) autour de 900 eV montant à plusieurs GW.sr^{-1}.eV^{-1} [27] lors d'un tir à pleine puissance. Il est donc impossible de ne pas tenir compte de ce terme source parasite dans la conception de notre imageur.

L'or de la cavité émet des rayons X dont le spectre présente un ensemble de raies (M) importantes entre 2 et 5 keV, on essaiera donc de réaliser notre image au-delà de cette énergie. De le pic d'émission de la cavité a lieu avant la mise en vitesse du microballon. On évitera donc la radiographie au tout début de la mise en vitesse.

2.3.1.2 Emission X du microballon (émission propre)

Le microballon lui-même va émettre des rayons X. En effet, le microballon est porté à très haute température et celui-ci va rayonner. L'étude menée dans cette thèse porte sur le cas d'un tir de phase 2, c'est-à-dire un tir générant moins de 5.10^{14} neutrons.

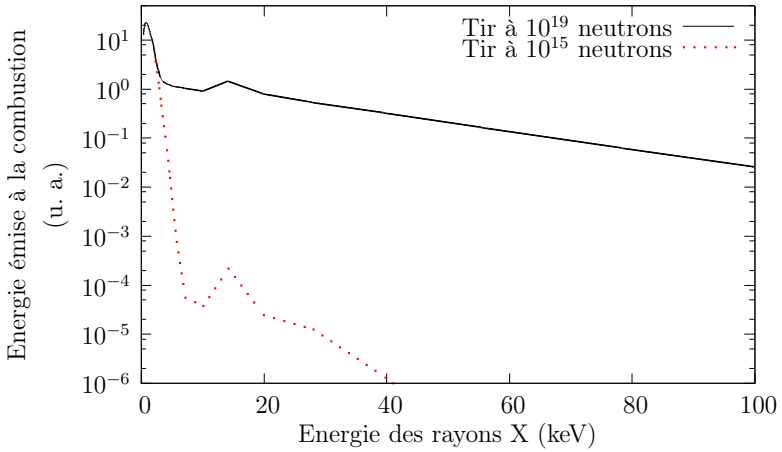


FIGURE *2.3 – Spectre simulé d'émission X du microballon pour un tir produisant* 10^{19} *neutrons et un tir produisant* 10^{15} *neutrons. Ne tient pas compte de la réabsorption des rayons X sortant de la cavité. Communication interne*

Prenons l'hypothèse d'un tir à 10^{15} neutrons dont le spectre d'émission X est montré figure 2.3, le microballon émet 10^{-4}J de rayons X de 10 keV dans 4π sr. L'énergie émise

par le microballon sous forme de rayons X de 10 keV en direction du diagnostic est donc de : $2,5.10^{-11}$J en négligeant l'absorption du micron d'or à traverser. Comparé au terme source de radiographie (équation 2.5), le bruit apporté par le microballon est négligeable.

Deuxième partie

Les imageurs X pour la physique des plasmas chauds

Chapitre 3

État de l'art des optiques des systèmes d'imagerie X

3.1 Préambule

La notion d'imageur utilisé dans cette thèse désigne l'ensemble du système d'imagerie X (dispositif de formation de l'image noté aussi SIX) et de l'analyseur optique (dispositif d'enregistrement de l'image noté aussi A.O.).

Dans un premier temps, on détaillera dans ce chapitre les solutions les plus utilisées pour réaliser des optiques de systèmes d'imagerie. Pour quantifier les performances des systèmes d'imagerie, on s'intéressera notamment :

- aux résolutions obtenues avec ceux-ci ,
- aux gammes spectrales accessibles,
- au flux transmis à travers les optiques.

Ces grandeurs justifient notre choix d'un microscope dit pseudo-Wolter pour l'étude présentée dans cette thèse.

Dans un deuxième temps, on étudiera 8 types d'analyseurs optiques pouvant être utilisés dans le domaine des X. Le choix de l'analyseur optique est principalement lié à l'utilisation du SIX dans une configuration expérimentale donnée. Il n'est donc pas question ici de choisir un A.O. pour notre diagnostic.

3.2 Considérations générales sur les rayons X

Dans le domaine de la lumière visible à l'œil nu (longueur d'onde de 400 à 800 nm), l'imagerie se fait principalement par l'utilisation de lentilles et de miroirs. Les lentilles sont composées d'un matériau transparent déviant la lumière et dont le pouvoir de réfraction est donné par son indice optique n défini par :

$$n = \frac{c}{v}$$

où c est la célérité de la lumière dans le vide et v sa vitesse dans le matériau donné.

Pour des longueurs d'onde visibles, l'indice d'un matériau optique est supérieur à 1 (verre : 1,33 ; diamant : 2,4). Dans le cas des longueurs d'onde λ correspondant au domaine dit X ($\lambda \lesssim 10$ nm), l'indice optique des matériaux est très légèrement inférieure à 1. Cette faible partie réelle de l'indice optique entraîne une déviation très faible de la lumière dans le sens inverse au sens habituel (une lentille bi-concave converge). De plus, la matière absorbe fortement ces longueurs d'onde : par exemple, l'aluminium absorbe 50 % du flux X incident à 14 keV pour une longueur de pénétration de 274 µm. On notera donc l'indice complexe d'un matériau :

$$n = 1 - \delta + i\beta \tag{3.1}$$

où δ est appelé décrément à l'unité de l'indice de réfraction et β coefficient d'extinction qui traduit l'absorption du rayonnement. On notera aussi que :

$$\delta \propto \frac{1}{\lambda^2} \tag{3.2}$$

et que :

δ est de l'ordre de 10^{-5}

Ce sens de déviation ainsi que le faible pouvoir de déviation de la lumière font qu'il sera difficile de concevoir des systèmes d'imagerie X composés uniquement de lentilles. Au cours de ces dernières années des recherches ont donc été menées pour trouver d'autres moyens d'imager des sources X. Ce sont ces moyens qui sont présentés dans ce chapitre.

3.3 Écarts à l'idéalité

Les performances des optiques peuvent être dégradées par plusieurs facteurs, dont les principaux sont :

– les aberrations géométriques,
– les aberrations chromatiques,
– les défauts de surface,
– les défauts d'alignement.

3.3.1 Aberrations géométriques

Les aberrations géométriques sont les écarts à l'optique paraxiale de Gauss. Elles sont à distinguer des aberrations chromatiques qui concernent les déformations apportées uniquement par le spectre de la source.

En déformant l'image enregistrée par rapport à l'objet, elles contribuent à la dégradation de la résolution de l'image finale.

Frits Zernike [28] a conçu une base normalisée de polynômes dans un cercle unitaire pour les systèmes d'imagerie à symétrie cylindrique pour décrire les différences entre fronts d'onde réels et idéaux en sortie d'une optique. Son élève doctorant, Bernard Nijboer [29], a ensuite classé ces aberrations. Pour des raisons de praticité, nous étudierons les aberrations avec le polynôme cartésien de Seidel. Celui-ci définit les aberrations comme l'écart de position entre un point image réel et le point image correspondant donné par un système parfait. On notera la position du point image h' (dans un schéma 2D). Cette position est donnée par un polynôme en fonction :
– de l'angle d'incidence α du rayon entrant dans l'optique pour un point objet donné,
– de la position d'incidence h de ce rayon sur l'optique.
Le polynôme de Seidel se présente donc sous la forme : $h' = f(h, \alpha)$. Pour simplifier l'analyse, nous nous intéresserons uniquement au développement limité de ce polynôme à l'ordre 3 en 1 dimension présenté équation 3.3. Le schéma de principe est présenté figure 3.1.

$$h'(h, \alpha) = f\alpha + a_{30}h^3 + a_{21}h^2\alpha + a_{12}h\alpha^2 + a_{03}\alpha^3 \tag{3.3}$$

L'ensemble de la description des aberrations qui suit est basé sur le cours d'aberrations de M.Cagnet [30] de l'Institut d'optique théorique et appliquée et sur l'article *Approches to X-Ray microscopy* de P. Kirkpatrick et H.H. Pattee [31].

3.3.1.1 Astigmatisme (partie du terme en $h.\alpha^2$)

L'astigmatisme est une aberration courante due à des distances de focalisation différentes dans les deux dimensions du plan image. Prenons l'exemple d'un miroir sphérique [1].

1. Un miroir dont la surface est une portion de sphère.

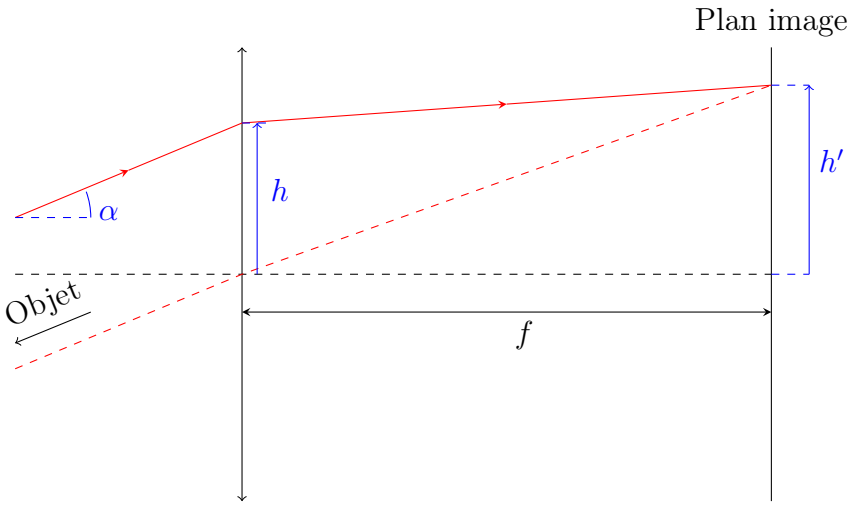


FIGURE *3.1 – Représentation graphique des variables du polynôme de Seidel.*

Un miroir sphérique, comme toutes les optiques dont les surfaces sont des portions de quadrique [2] n'est parfaitement stigmatique qu'au centre de son champ. Ce miroir utilisé hors incidence normale présentera de l'astigmatisme. Dans le cas d'un faisceau lumineux incident sur un miroir sphérique, il faut distinguer :

- **le plan sagittal** qui est le plan normal à l'axe optique
- **le plan tangentiel** qui est le plan défini par l'axe optique et la normale à la tangente à la surface du miroir.

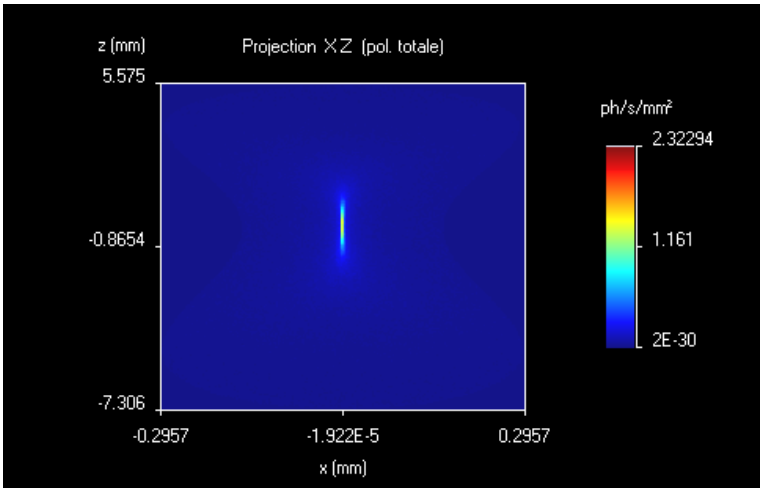
Selon que l'on considère les rayons du faisceau appartenant à l'un ou à l'autre de ces plans, la focalisation ne se fait pas au même endroit. Trois points particuliers utiles à l'imagerie (cf. figure 3.2) peuvent être définis :

- deux de ces points sont les points focaux sagittal et tangentiel minimisant une dimension de la réponse impulsionnelle comme montré figures 3.2a et 3.2b,
- le troisième point, situé entre les deux premiers, est le point minimisant la taille de la réponse impulsionnelle dans les deux directions montré figure 3.2c.

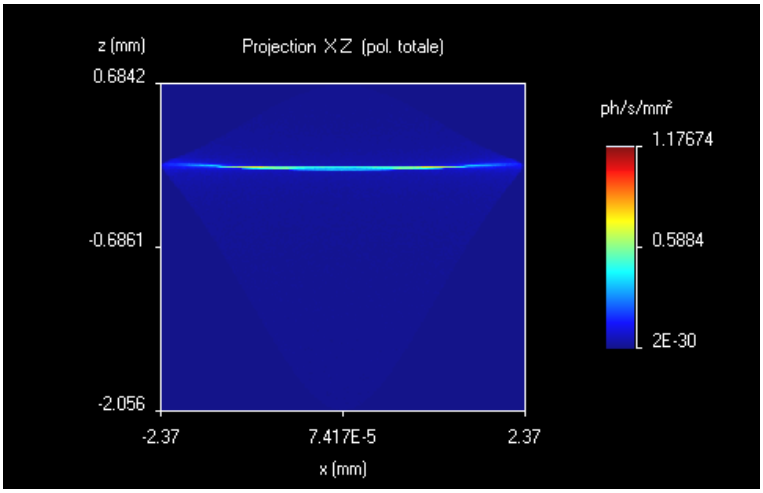
On peut alors définir deux focales f_s et f_t correspondant respectivement aux points focaux sagittal et tangentiel. Ces focales dépendent de l'angle de rasance des rayons au centre, θ et du rayon de la sphère, R :

$$\begin{cases} f_s = \dfrac{R.sin\theta}{2} \\ f_t = \dfrac{R}{2sin\theta} \end{cases} \tag{3.4}$$

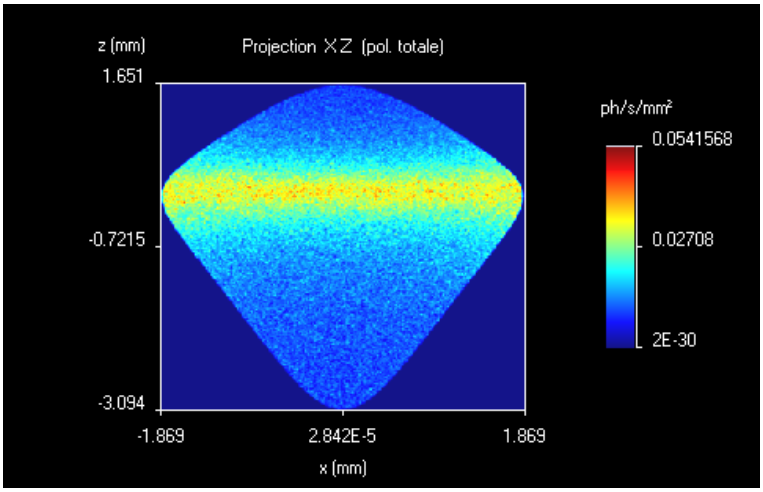
2. Une quadrique est une surface calculée à partir de la révolution d'une courbe 2D définie par l'intersection d'un plan et d'un cône.



(a) Au point focal sagittal



(b) Au point focal tangentiel



(c) Au point présentant un optimum dans les deux directions

FIGURE *3.2 – Images données par un miroir sphérique d'un faisceau parallèle incident à 45°. L'axe optique est l'axe* $\vec{y}$.

Pour corriger l'astigmatisme en un point de l'axe, il est inutile de réduire l'ouverture du système optique. En revanche, on pourra utiliser des systèmes ayant des rayons de courbure différents dans les deux dimensions. Cette solution est mise en oeuvre dans le cas des cylindres croisés du microscope de Kirkpatrick-Baez [32, 33]. En effet chaque cylindre participe indépendamment à la focalisation dans une dimension. Ces microscopes permettent d'atteindre des résolutions spatiales inférieures à 5 µm [34]. Le miroir torique du microscope BIMITOX [35] est une autre solution : le tore est une forme présentant intrinsèquement deux rayons de courbure. Cette propriété des miroirs toriques permet de réduire le nombre d'optiques dans le système d'imagerie et donc d'augmenter la réflectivité totale. Pour ces systèmes d'imagerie on aura alors :

$$f = \frac{R_s.sin\theta}{2} = \frac{R_t}{2sin\theta} \tag{3.5}$$

3.3.1.2 Aberration sphérique (terme en h^3)

L'aberration sphérique, dite aberration caustique, est caractérisée par le fait que l'image d'un point est une tache dont l'enveloppe le long de l'axe optique est définie par une courbe caustique circulaire (intersection entre une caustique et un plan), comme illustré sur la figure 3.3.

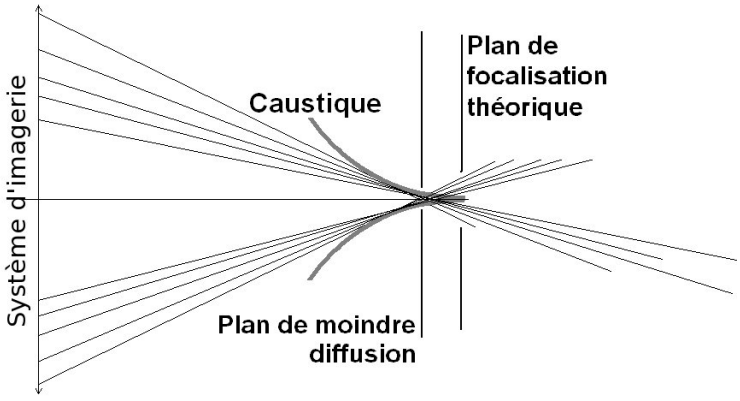


FIGURE *3.3 – Schéma de la focalisation d'un système optique présentant une aberration sphérique*

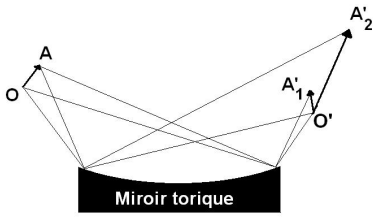
Sur une image, ce type d'aberration est caractérisé par une réponse impulsionnelle présentant une zone centrale et une périphérie brillantes séparées par un anneau sombre.

Cette aberration dépend de l'ouverture du système. Comme illustré sur le schéma 3.3, ce sont les rayons les plus éloignés de l'axe optique qui contribuent le plus à la dégradation de la tache focale. On essayera de limiter l'aberration sphérique en réduisant la pupille d'entrée du système. Cette aberration sera prédominante dans le cas des systèmes d'imagerie à miroirs. Il conviendra de trouver un compromis entre :

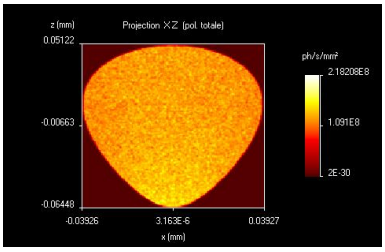
– la limitation de l'aberration,
– le flux transmis.

3.3.1.3 Coma (terme en $h^2.\alpha$)

On dit qu'un système présente de la coma lorsque son grandissement dépend du chemin des rayons issus d'un point source dans le système d'imagerie. La figure 3.4 montre un système typique présentant de la coma, ainsi que la forme de l'image d'un point source par celui-ci.



(a) Schéma de l'origine de la coma



(b) Forme d'une tache focale présentant notamment de la coma simulé avec SpotX [36]

FIGURE *3.4 – Schéma d'un système optique présentant de la coma et son image d'un point source*

Puisque la diversité des parcours optiques dans le système d'imagerie est la source de l'aberration, il suffit de limiter les possibilités de parcours en rétrécissant la pupille d'entrée du système.

3.3.1.4 Courbure de champ (partie du terme en $h.\alpha^2$)

La courbure de champ correspond à un plan de convergence d'un faisceau parallèle incident dépendant de l'angle d'incidence du faisceau. Cette aberration est illustrée figure 3.5. La résolution du système d'imagerie sera donc dépendante de la position dans le plan image.

Cette aberration dépend notamment du champ objet désiré. Elle amènera à définir des "zones de meilleure résolution" pour les imageurs. C'est cette aberration qui limitera ultimement le champ objet d'un système d'imagerie, s'il on définit le champ comme la zone du plan objet dans laquelle on satisfait un certain critère de résolution.

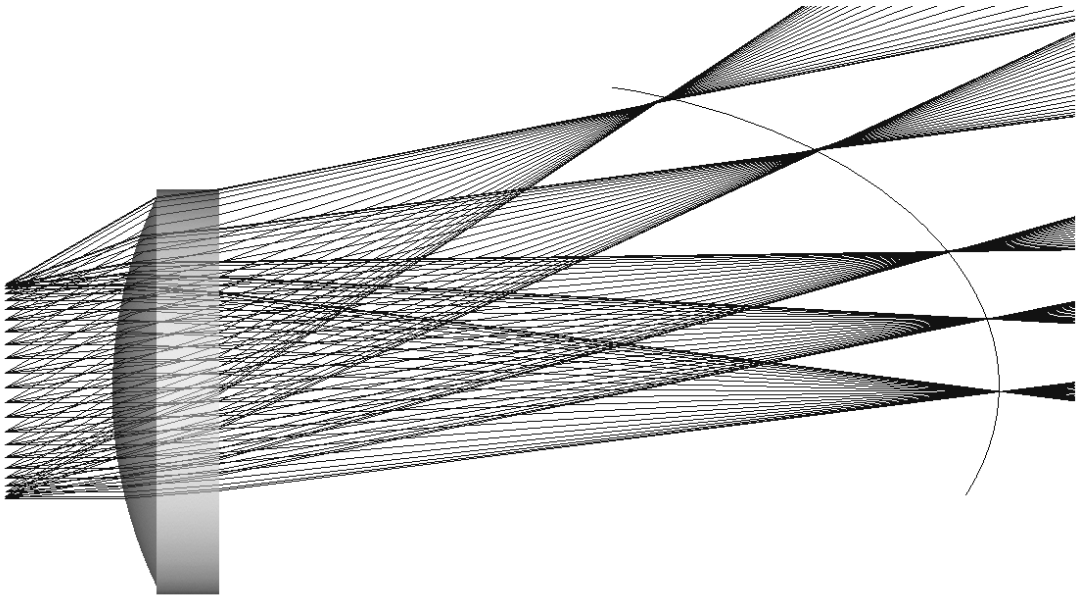


FIGURE 3.5 – *Schéma d'un système présentant de la courbure de champ*

3.3.1.5 Distorsion (terme en α^3)

L'aberration dite de distorsion est due à un grandissement de la source dépendant de la position du point source dans le champ objet. Elle a comme caractéristique de ne pas être dépendante de la taille de la pupille d'entrée.

L'approximation paraxiale nous indique que l'on ne peut considérer un système optique comme une lentille mince qu'à condition de se trouver proche de l'axe optique. Dans ce cas, on peut appliquer le théorème de Thalès et écrire que le rapport de la distance frontale p sur la distance image q est proportionnel au rapport de la taille e de l'objet sur la taille e' de l'image :

$$\frac{q}{p} = \frac{e'}{e} = G$$

En s'écartant de ces conditions, la relation précédente n'est plus respectée. On quantifiera l'écart entre l'image réelle d'un point source et son image idéale par un paramètre $\delta_{dist.}$ tel que :

$$\Delta y' = \delta_{dist.} {y'}^3$$

où $\Delta y'$ est l'écart entre l'image réelle d'un point source et l'image y' sans distorsion de ce point. La figure 3.6 montre la forme de l'image déformée selon le signe de $\delta_{dist.}$.

(a) $\delta_{dist.} > 0$: distorsion en coussinet

(b) $\delta_{dist.} < 0$: distorsion en barillet

FIGURE *3.6 – Effet de l'aberration de distorsion sur l'image d'une source carrée*

3.3.2 Aberrations chromatiques

Les aberrations chromatiques sont la dépendance du plan focal d'un imageur au spectre de la source. On a évoqué la dépendance à la longueur d'onde de l'indice optique d'un matériau au paragraphe 3.1, donnée par la formule 3.1.

Si l'indice d'un matériau varie avec la longueur d'onde, les angles de réfraction des rayons qui le traversent varient de même. La réfraction étant le phénomène responsable de la focalisation des optiques en transmission, les distances focales de celles-ci vont donc dépendre de la longueur d'onde des rayons incidents.

Imaginons donc un rayonnement polychromatique incident sur une lentille réfractive, chaque longueur d'onde va être focalisée en un point focal différent. L'image d'un point source polychromatique sera donc un segment (cf. figure 3.7) dont la longueur dépendra de la largeur spectrale de la source. En l'absence de filtre, cette différence de focalisation dégradera la résolution. Pour ce type de système d'imagerie on définit une "tâche de moindre diffusion" comme la plus petite réponse percussionnelle atteignable avec une source polychromatique.

3.3.3 Défauts de surface

Les défauts de surface sont les écarts entre la surface réelle d'une optique (réfractive ou réflective) et la surface théorique de celle-ci. Il existe deux catégories de défauts de surface comme illustré sur la figure 3.8 :

- les erreurs de pentes (défauts de grande longueur d'onde spatiale),
- et les rugosités (défauts de faible longueur d'onde spatiale).

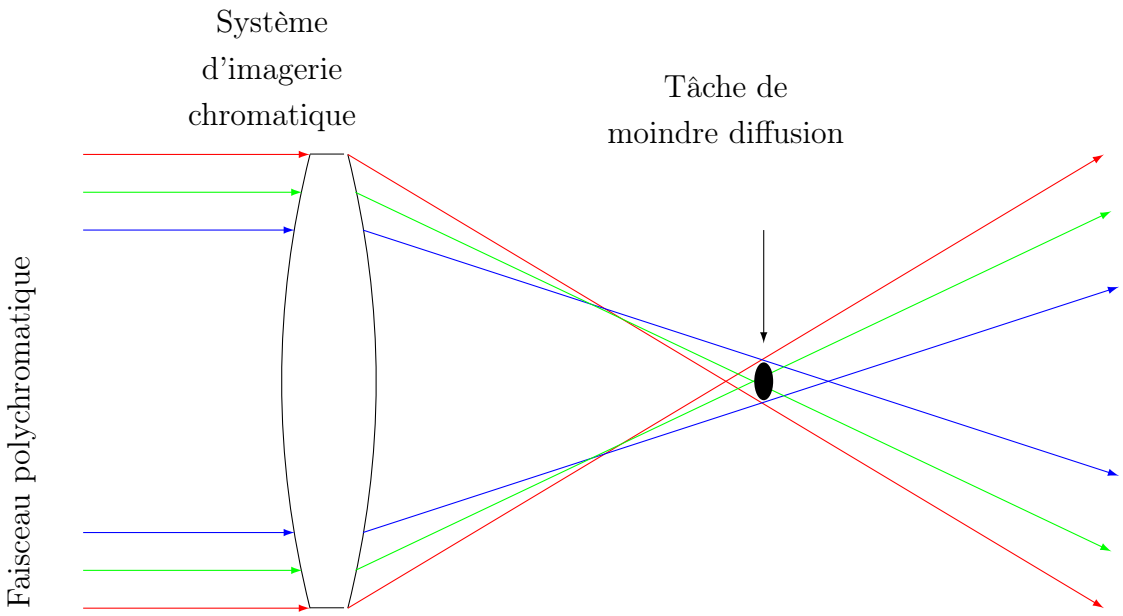


FIGURE 3.7 – *Focalisation d'un rayonnement polychromatique par un système d'imagerie présentant des aberrations chromatiques.*

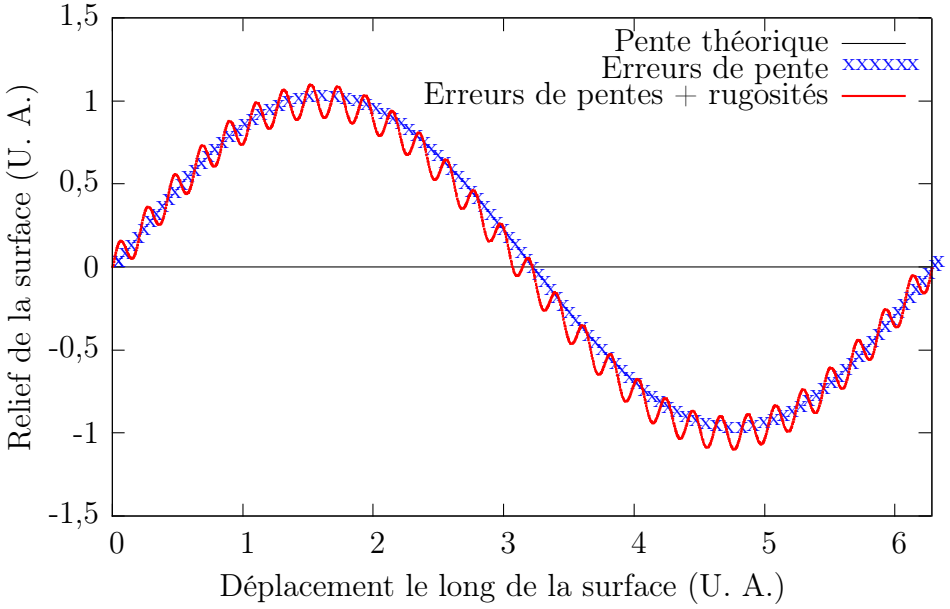


FIGURE 3.8 – *Représentation schématique des deux types de défauts de surface. En noir : pente théorique d'une surface, en bleu : pente d'une surface présentant des erreurs de pente, en rouge : pente d'une surface réelle présentant à la fois des défauts de surface et des rugosités.*

3.3.3.1 Erreur de pente

Les erreurs de pente sont des défauts de surface de grande longueur d'onde spatiale : typiquement 1 mm. Elles sont dues aux conditions de fabrication, à l'usure ou encore aux effets thermiques. Ils sont aléatoires. On les qualifiera en donnant une valeur RMS de leur amplitude.

Ces défauts engendrent des variations locales de la focale. Ils dégradent donc la résolution du système. On les contrôle au moyen d'un interféromètre commercial de type Zygo en faisant interférer un front d'onde issu d'une optique de référence avec la surface créée. La mesure de différence de chemin optique donne la distance locale entre la surface réelle et la surface de référence.

Lorsque l'on simulera les systèmes d'imagerie, on utilisera un défaut aléatoire de période spatiale 1 mm. Cette période est typique des erreurs de pentes induites par les machines utilisées pour le polissage des surfaces.

3.3.3.2 Rugosités

Les rugosités sont des défauts de surface de très faible longueur d'onde spatiale : typiquement 3 - 10 Å. Elles sont dues à des phénomènes microscopiques tels que la tension superficielle du matériau de l'enveloppe externe des optiques ou encore la diffusion intercouche d'atomes dans un dépôt multicouche (cf. paragraphe 3.4.4.2.2).

Etant données leurs longueurs d'onde, les rugosités n'ont pas d'effet hors des domaines optiques X et X-UV. Mais lorsque la longueur d'onde des photons utiles se rapproche de celle des rugosités, ces dernières entrainent de la diffusion et se traduisent par une perte de la réflectivité (dans le cas d'optiques réflectives) ou de la transmission (dans le cas d'optiques en transmission).

Dans les simulations présentées ici, ce phénomène est négligé car il n'impacte pas la résolution. Il faudra, en revanche, s'attendre à des optiques moins réfléchissantes ou moins transparentes que prévues.

3.3.4 Défauts d'alignement

Le défaut d'alignement est un défaut de positionnement d'une optique ou d'un système d'imagerie. Il s'exprimera par un décentrement de l'optique ou du système d'imagerie ou une erreur angulaire de ceux-ci.

Tout défaut d'alignement altère la résolution d'un système d'imagerie. Deux solutions sont mises en place pour minimiser ces défauts :

– une intégration des optiques dans une mécanique respectant des contraintes rigoureuses,
– l'utilisation d'un système, dit d'alignement, qui permet de positionner correctement la mécanique contenant les optiques dans un dispositif expérimental.

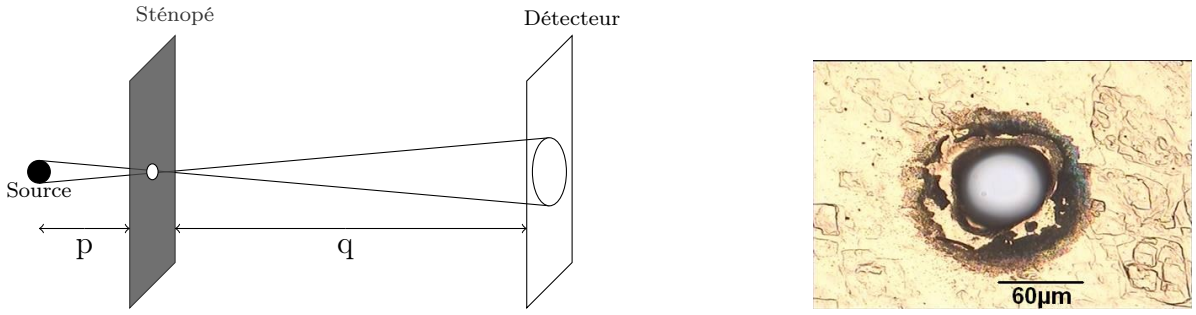
Un système d'alignement est un ensemble optique visible permettant le positionnement du SIX en l'absence de rayons X [3].

3.4 Les optiques des systèmes d'imagerie X

3.4.1 Les optiques par projection

3.4.1.1 Les sténopés simples

Le sténopé est le système d'imagerie le plus utilisé outre-atlantique sur le laser de puissance *National Ignition Facility* (NIF). Il est le système d'imagerie le plus simple dans son principe, en tout cas dans le domaine visible. Il s'agit en effet pour sa plus simple version d'une plaque opaque percée (cf. figure 3.9) et son invention remonte à Aristote (*camera obscura*). Cependant, nous allons voir que des améliorations peuvent y être apportées pour l'adapter aux énergies des rayons X.



(a) Schéma d'un sténopé simple

(b) Photographie de trou de sténopé usiné au laser nanoseconde

FIGURE *3.9 – Principe du sténopé*

La résolution du système est directement reliée au diamètre de l'ouverture [37]. Lord Rayleigh [38] a démontré qu'il existait un diamètre d'ouverture optimal minimisant la résolution d'un sténopé. Le diamètre optimal est un compromis entre la diminution de

3. Pour les diagnostic LMJ, par exemple, le système d'alignement consistera en deux crayons laser se croisant à l'emplacement idéal de la source, et un troisième crayon passant par le centre de l'emplacement idéal de l'image.

l'ouverture, qui améliore la résolution, et les effets de la diffraction lorsque l'ouverture devient trop petite. La figure 3.10 illustre un exemple de sténopé pour lequel réduire l'ouverture entraîne de la diffraction et donc dégrade la réponse percussionnelle du système.

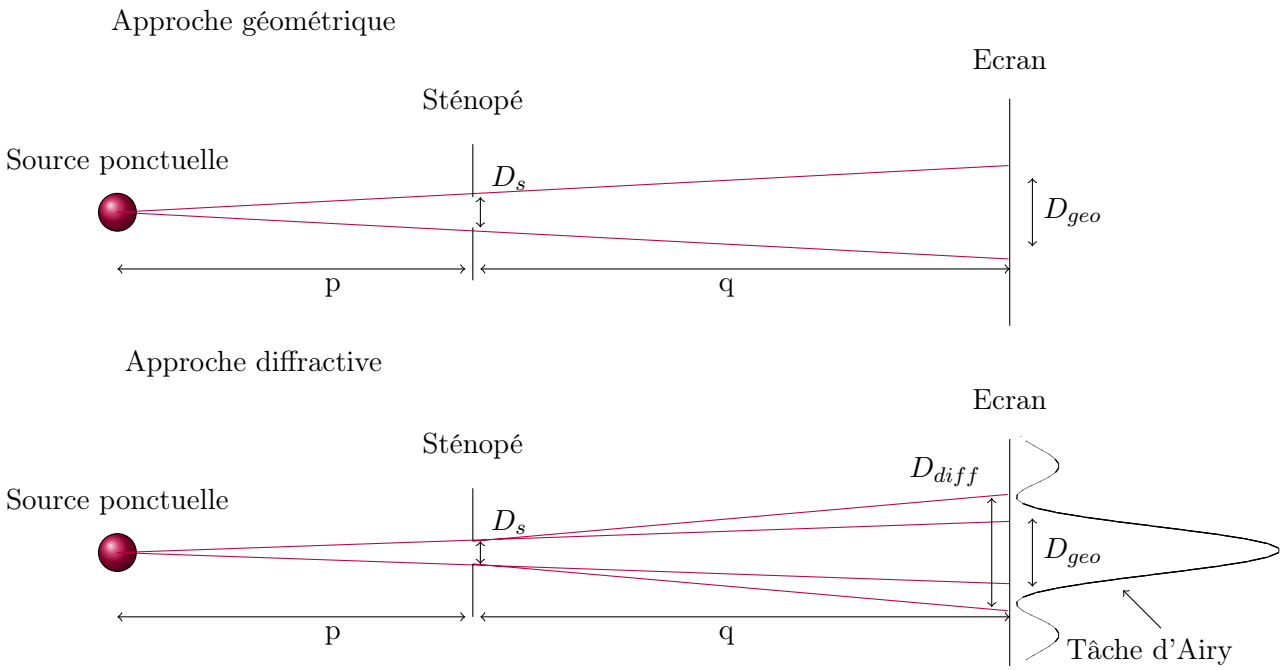


FIGURE *3.10 – Schéma de comparaison de la réponse percussionnelle d'un sténopé entre un sténopé très ouvert et un sténopé de plus petite ouverture où la diffraction ne peut plus être négligée.*

On retiendra les grandeurs suivantes des travaux de Lord Rayleigh :

$$D_{S_{optimal}} = \sqrt{\frac{3f}{E}} \tag{3.6}$$

et pour $D_S \leq D_{S_{optimal}}$:

$$R_{stenope} = \frac{3p}{D_S.E} \tag{3.7}$$

où $D_{S_{optimal}}$ (ouverture optimale du sténopé), D_S(ouverture du sténopé) et $R_{stenope}$ (résolution minimale du sténopé) sont en µm, E est l'énergie des rayons X en keV et f est la "focale" du sténopé :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{q}$$

où f est en mm, p est la distance source-sténopé ou "frontale" en mm.

Calculons l'application numérique appliquée au problème qui nous intéresse :

En combinant les équations 3.6 et 3.7 on obtient la résolution du système d'imagerie (SI) obtenue pour un diamètre d'ouverture optimal en fonction du grandissement transversal G= q/p :

$$R_{SI_{optimale}} = \sqrt{\frac{3p.(p+q)}{E.q}} = \sqrt{\frac{3p^2}{E.q} + \frac{3p}{E}} \tag{3.8}$$

$$R_{SI_{optimale}} = \sqrt{\frac{p}{E}(\frac{3}{G} + 3)} \tag{3.9}$$

Prenons le cas des diagnostics NIF et LMJ. Ces diagnostics travaillent à des énergies autour de 10 keV avec un grandissement de 10. Les sténopés NIF sont placés à une distance frontale de 10 cm [4] (donc 1 m de distance sténopé - A.O.). Leur résolution optimale est donc de :

$$R_{SI_{optimale}NIF} = \sqrt{\frac{100}{10}(\frac{3}{10} + 3)} = 5,7 \text{ µm} \tag{3.10}$$

Pour une ouverture :

$$D_{S_{optimal}} = \sqrt{\frac{3p.G}{E.(G+1)}} = 5,22 \text{ µm} \tag{3.11}$$

Dans le cas d'un diagnostic LMJ, on considère que la distance minimale entre l'imageur et la source à respecter pour se prémunir de dégâts trop importants sur le diagnostic est de 50 cm à cause de la quantité d'énergie et de débris produits par la cible (hors éléments consommables). On ne peut obtenir avec un sténopé sur LMJ qu'une résolution de :

$$R_{SI_{optimale}LMJ} = \sqrt{\frac{500}{10}(\frac{3}{10} + 3)} = 12,8 \text{ µm} \tag{3.12}$$

On ne peut donc obtenir une résolution meilleure que 5,7 µm à 10 keV avec un sténopé à 10 cm de la cible. Pour utiliser ces systèmes dans le cadre de l'imagerie haute résolution, il faudra impérativement approcher le diagnostic à moins de 50 cm. On notera de plus que les valeurs de résolution précédentes sont calculées pour des sténopés parfaits et sans prendre en compte la résolution de l'analyseur optique associé.

En supposant qu'il nous serait permis de mettre un sténopé à une distance $p = 10$ cm de la cible, calculons le flux transmis par un sténopé. En supposant, comme au paragraphe 2.2, que la source X rayonne de façon isotrope un flux de photons Φ_0, le flux Φ transmis par le sténopé est de l'ordre de :

4. Sachant que l'environnement dû aux lasers en FCI prohibe une distance à la source inférieure à 50 cm, le sténopé considéré ici sera détruit à chaque tir.

$$\Phi = \frac{\pi D_{S_{optimal}}^2}{4\pi.2p^2}\Phi_0 \tag{3.13}$$

$$= \frac{3f.10^{-6}}{4E.2p^2}\Phi_0 \quad \text{, en utilisant l'équation 3.6} \tag{3.14}$$

$$= \frac{3G.p^2.10^{-6}}{4(G+1).p.E.2p^2}\Phi_0 \quad \text{, puisque } f = \frac{q.p}{p+q} \text{ et que } q = p.G \tag{3.15}$$

$$= \frac{3G.10^{-6}}{8(G+1)p.E}\Phi_0 \tag{3.16}$$

$$= 3,4.10^{-9}\Phi_0 \tag{3.17}$$

Cette valeur est faible comparé à d'autres systèmes d'imagerie X qui peuvent transmettre un flux 300 fois supérieur pour des résolution et des frontales équivalentes (cf 3.4.4.2).

Enfin un dernier aspect à prendre en compte dans la conception d'un imageur à sténopé est l'épaisseur de la plaque dans laquelle est réalisé le sténopé. En effet, Il est aujourd'hui très difficile de réaliser des perçages avec un rapport d'aspect [5] supérieur à 100. On évitera donc de percer un sténopé de 5,7 µm dans une plaque de plus de 570 µm. Un problème de transparence du sténopé se pose alors.

En résumé, plusieurs points doivent être améliorés pour pouvoir utiliser les sténopés pour l'imagerie X dans notre cas :

- le flux transmis est trop faible
- l'absorption des rayons X par les parties idéalement opaques du sténopé.

À partir de ces constatations, plusieurs solutions ont été imaginées :

- pour arrêter les rayons X de haute énergie, certains sténopés ont une plaque épaissie,
- pour maximiser le flux, certains sténopés ont de multiples ouvertures.

On notera enfin que les sténopé peuvent être placés entre la source de radiographie et la cavité. Cette méthode ne règle ni l'insuffisante résolution des sténopés ni le problème des rayons X durs amenant du bruit dans l'image. On ne l'abordera pas ici puisqu'il ne nous est pas autorisé de modifier la cible.

3.4.1.2 Les sténopés à haut rapport d'aspect

Les sténopés à haut rapport d'aspect sont des sténopés épais développés pour mieux atténuer les rayons X en dehors de l'ouverture. Le principe est illustré figure 3.11. Cette augmentation de l'épaisseur de la plaque permet de réduire efficacement le bruit provenant des rayons X durs dans l'image finale.

5. Le rapport d'aspect est défini comme le rapport entre la taille du trou et l'épaisseur de la plaque dans laquelle celui-ci est percé.

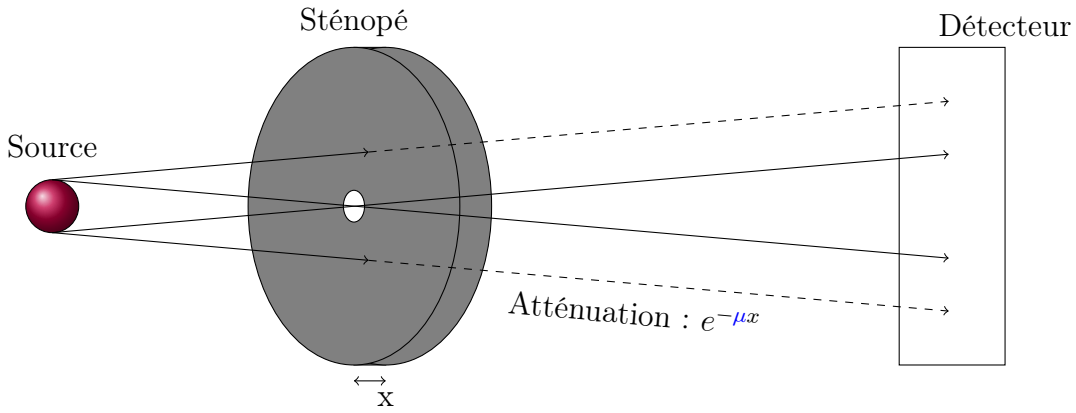


FIGURE *3.11 – Principe d'un sténopé à haut rapport d'aspect*

Nous avons vu au paragraphe 3.4.1.1 que la résolution d'un sténopé est liée au diamètre de son ouverture. Des expériences d'imagerie X par projection (cf. figure 1.4b) mettant en place des sténopés à haut rapport d'aspect ont été réalisées sur OMEGA [39]. Malgré la très faible distance entre la source et le sténopé (3 cm), la résolution reste supérieure à 10 µm.

Dans le cadre du LMJ (50 cm minimum de distance source -sténopé[6]), on obtient l'ouverture optimale suivante :

$$\begin{aligned} D_{S_{optimal}} &= \sqrt{\frac{3f}{E}} \qquad \text{(équation 3.6)} \\ &= \sqrt{\frac{3.500}{10}} = 12,2\ \mu m \end{aligned} \tag{3.18}$$

En suivant la loi d'atténuation du rayonnement X dans la matière, calculons l'épaisseur minimale de tungstène (de densité ρ_W et de cœfficient d'atténuation lineïque μ_W[7]) nécessaire pour atténuer 99 % (soit une transmission T = 0,01) du rayonnement à 100 keV :

$$\begin{aligned} &\frac{\mu_W}{\rho_W}(10\text{ keV}) \simeq 2\ cm^2.g^{-1} \text{ et } \rho_W = 19,3\ g.cm^{-3} \\ &\text{or, } T = e^{-\mu_W x_{min}} = 0,01 \Rightarrow x_{min} = -\frac{ln(0,01)}{\mu_W} \\ &\Rightarrow x_{min} \simeq 1,2\ mm \end{aligned} \tag{3.19}$$

Il faudrait donc idéalement percer un trou de 12,2 µm dans une plaque de 1,2 mm d'épaisseur, ce qui est technologiquement quasiment impossible [41]. Il est alors nécessaire de revoir le diamètre du sténopé en accord avec les limites technologiques, ce qui contribue à la dégradation de la résolution finale des sténopés à haut rapport d'aspect.

6. Sur le NIF, les sténopés peuvent être placés plus près. Mais ceux-ci seront détruits à chaque tir [40].
7. Les valeurs de ces coefficients sont prises du site www.nist.gov.

Le second problème lié à l'utilisation de ces sténopés réside dans le flux transmis par ceux-ci. L'angle solide de collection des photons source est donné par :

$$\Omega \simeq 5.9.10^{-10} \text{ sr}$$

Nous verrons que d'autres systèmes d'imagerie présentent des ouvertures 10 fois supérieures avec des résolutions et des frontales équivalentes.

3.4.1.3 Les systèmes d'imagerie à ouverture codée

Nous avons vu au paragraphe précédent que les sténopés à haut rapport d'aspect améliorent le rapport signal/bruit en épaississant les parties absorbantes du sténopé. Ces sténopés présentent un défaut majeur : leur faible transmittance. Et c'est pour s'affranchir de ce défaut que les multi-sténopés codés ou ouvertures codées ont été conçus.

Le principe d'une ouverture codée est de multiplier les trous de sténopé dans une même plaque absorbante afin de multiplier le flux transmis par le nombre de trous percés dans la plaque. L'inconvénient est qu'il est nécessaire après l'acquisition de déconvoluer numériquement les images brutes obtenues pour remonter aux images désirées.

La théorie de l'imagerie [42] nous permet d'écrire pour tout SIX et pour tout couple de coordonnées (x, y) de l'image :

$$Image(x, y) = Source(x, y) \otimes SIX(x, y) + Bruit(x, y) \tag{3.20}$$

Soit, dans le domaine de Fourier, pour toute fréquence spatiale f :

$$F_{Image}(f) = F_{SIX}(f).F_{Source}(f) + F_{Bruit}(f) \tag{3.21}$$

avec :
- $F_a(f)$ est la transformée de Fourier de a,
- $\otimes$ est l'opérateur produit de convolution,
- $SIX(x, y)$ la réponse impulsionnelle du SIX,
- $Source(x, y)$ l'image parfaite de la source,
- $Bruit(x, y)$ l'image obtenue sans source.

Une solution évidente pour le traitement de l'image est de réduire au maximum le bruit de l'image puis de calculer la transformée de Fourier de l'image "débruitée" afin de la diviser par la transformée de Fourier de l'ouverture codée. Or ceci nous est interdit par les zéros de la transformée de Fourier du SIX. En effet :

$$\exists f, F_{SIX}(f) = 0 \Rightarrow (\frac{F_{Image}}{F_{SIX}})(f) = \infty$$

$$\Rightarrow \exists f, D(f) = \infty$$

où f est une fréquence spatiale complexe absente de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du SIX et D(f) la densité spectrale énergétique d'une fréquence f.

Cela signifie que la fréquence complexe f correspondant aux coordonnées (x,y) dans le domaine de Fourier deviendrait prédominante dans l'image. C'est ce que l'on appelle un *artefact de déconvolution*. Ce type d'artefact peut considérablement dégrader le rapport signal à bruit dans l'image.

Il faut alors mettre en place un filtrage complexe approprié (du type filtre de Wiener) ou changer de méthode de déconvolution des images en utilisant le produit de corrélation de $\mathbb{R}$ dans $\mathbb{R}$ (noté $\odot$ dans la suite de cette thèse). On définit ce produit par :

Soit I_1 et I_2 deux images de dimension (2n,2n) :

$$(I_1 \odot I_2)(x,y) = \sum_{i=0}^{2n-1} \sum_{j=0}^{2n-1} (I_1(x+i, y+j).I_2(x+i-n, y+j-n)) \tag{3.22}$$

On prolonge les images par symétrie pour les indices négatifs ou supérieurs à 2n, par exemple :

$$I_i(-x,y) = I_i(x,y) \quad \text{et} \quad I_i(x, y \geq 2n-1) = I_i(x, 2n-1-y)$$

On notera la distributivité du produit de corrélation devant le produit de convolution :

$$I_1 \odot (I_2 \otimes I_1) = I_2 \otimes (I_1 \odot I_1) \tag{3.23}$$

dans le cas de l'imagerie par ouverture codée, on a l'équation 3.20 :

$$Image(x,y) = Source(x,y) \otimes SIX(x,y) + Bruit(x,y)$$

Si l'on choisit bien l'ouverture codée utilisée pour que l'autocorrélation de la réponse impulsionnelle du SIX soit proche d'une matrice de dimensions (2n,2n) normée nulle partout sauf en son centre, M_{Dirac} :

$$(SIX \odot SIX) = M_{Dirac}$$

on obtient par produit de corrélation entre l'image et la réponse impulsionnelle de SIX :

$$SIX \odot (SIX \otimes Source + Bruit) = Source \otimes (SIX \odot SIX) + (SIX \odot Bruit) \tag{3.24}$$
$$= Source + (SIX \odot Bruit) \tag{3.25}$$

et en filtrant l'image pour minimiser le bruit on se ramène à :

$$SIX \odot Image \simeq Source$$

Pour pouvoir déconvoluer une image par cette méthode, il est donc préférable d'avoir une ouverture codée dont la fonction d'autocorrélation (la corrélation de l'image par elle-même) vaut M_{Dirac}.

Il est en réalité très difficile d'obtenir une ouverture codée satisfaisant cette propriété, et beaucoup d'idées s'en rapprochant ont été proposées. On se contentera de citer ici les suivantes (cf. figure 3.12) :

- les ouvertures aléatoires (RA = Random Array) dont la fonction d'autocorrélation s'approche de la matrice de Dirac avec l'augmentation du nombre de sténopés (cf. figure 3.12a),
- les ouvertures de forme choisie pour leur matrice d'autocorrélation comme l'ouverture annulaire (cf. figure 3.12c),
- les multisténopés non redondants (NRA = Non Redondant Array) calculés pour avoir une fonction d'autocorrélation la plus piquée possible comme les masques de type "Mura" utilisant la méthode des résidus quadratiques [43] (cf. figure 3.12e). Il faut noter que ces masques ont eux une fonction d'autocorrélation parfaite mais qu'il faut deux images pour déconvoluer le signal.

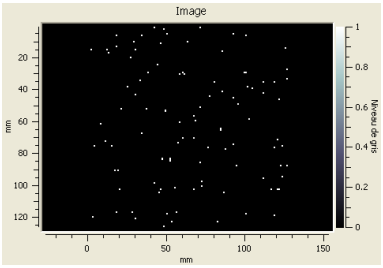
Ces sténopés présentent des avantages certains pour l'imagerie (ouverture, résolution). Mais, de même que pour les sténopés simple, afin d'obtenir un rapport signal à bruit satisfaisant, il est nécessaire que les sténopés de ces ouvertures codées aient un haut rapport d'aspect. Or la multiplication des sténopés dans une plaque rend la fabrication de sténopés à haut rapport d'aspect extrêmement difficile. Il est difficile d'utiliser ces ouvertures codées pour faire de l'imagerie X dans les conditions du LMJ du point de vue de leur usinage.

3.4.2 Les optiques par diffraction

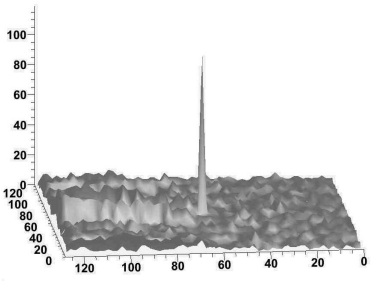
Si les systèmes d'imagerie codés offrent une réponse certaine au problème de flux transmis, nous avons calculé au paragraphe précédent que pour une ouverture parfaite et parfaitement décodée, la résolution ultime d'une telle optique était de 5,7 µm pour les rayons X incidents de 10 keV dans une configuration telle que l'imageur travaille à 10 cm de la cible et avec un grandissement 10. Une façon de contourner ce problème est de concevoir des systèmes d'imagerie focalisant les rayons incidents.

3.4.2.1 Les réseaux à zones de Fresnel et lentilles à zones de Fresnel

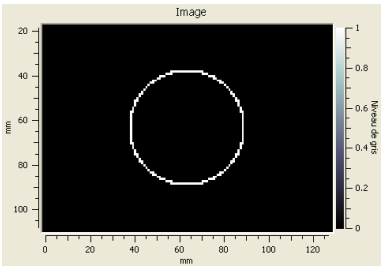
Ainsi que nous l'avons vu dans le préambule, paragraphe 3.2, la conception d'une lentille réfractive dans le domaine des X nécessite d'utiliser de nombreuses lentilles. Une alternative consiste à utiliser une optique faisant "converger" les rayons X par interfé-



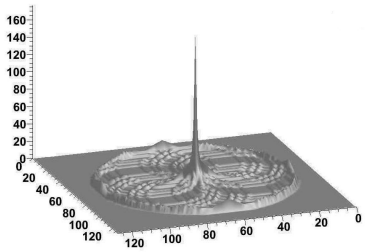
(a) Masque de multi-sténopé aléatoire



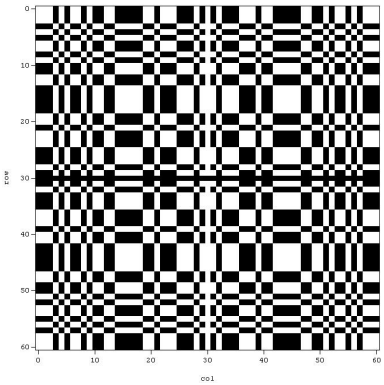
(b) Fonction d'autocorrélation de celui-ci



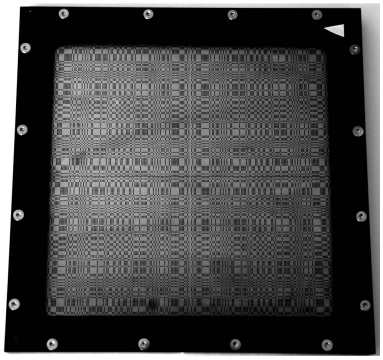
(c) Masque annulaire



(d) Fonction d'autocorrélation de celui-ci



(e) Masque Mura 61



(f) Ouverture codée basée sur un masque Mura 107

FIGURE *3.12 – Plusieurs possibilités d'ouvertures codées*

rences. C'est le cas des Lentilles à Zone de Fresnel (ou LZF, appelée ainsi à cause de sa similarité avec une lentille visible). La théorie de l'optique ondulatoire nous indique que, pour avoir des interférences constructives en un "point focal", la différence de marche entre les rayons issus de la $i^{\text{ème}}$ zone et ceux virtuels issus du centre de la LZF doit être de :

$$\Delta_i = \frac{i.\lambda}{2} \tag{3.26}$$

Pour avoir une différence de marche constante sur un axe optique en transmission, il est nécessaire d'avoir un réseau à géométrie circulaire pour une incidence normale des rayons X. Le réseau est conçu pour provoquer une interférence constructive au niveau du "point focal" (cf. figure 3.13). On le construira avec des cercles alternativement opaques et transparents dont les rayons r_i sont fonction de la distance focale du premier ordre du réseau f_1. Ces rayons suivent les relations suivantes [44] :

$$\begin{aligned} f_1^2 + r_i^2 &= (f_1 + \frac{i.\lambda}{2})^2 \\ &= f_1^2 + \left(\frac{i.\lambda}{2}\right)^2 + i\lambda f_1 \\ &\Rightarrow \begin{cases} r_i^2 \simeq i.f_1.\lambda & \text{au premier ordre du développement limité} \\ r_1^2 \simeq f_1.\lambda \end{cases} \end{aligned} \tag{3.27}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} r_i = \sqrt{i.f.\lambda} \\ r_i = \sqrt{i}.r_1 \end{cases} \tag{3.28}$$

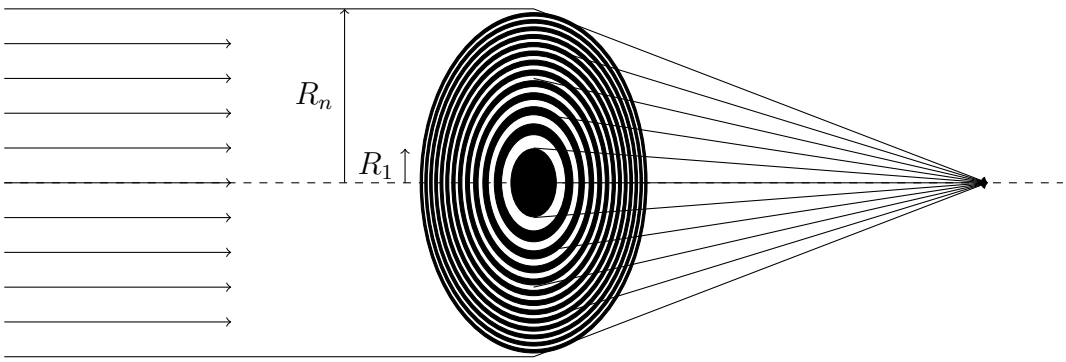


FIGURE *3.13 – Schéma d'une lentille à zones de Fresnel.*

Intéressons-nous maintenant à la résolution optimale d'une LZF. En tant que système diffractant circulaire, l'image d'un point source est une tache d'Airy. Son intensité est donc de la forme :

$$I(r) = I_0 \left(2 \frac{J_0.(\frac{\pi r.D}{\lambda.f_m})}{\frac{\pi r.D}{\lambda.f_m}} \right)^2$$

où I_0 est l'intensité incidente sur la lentille, J_0 la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0, D le diamètre de la lentille et f_m sa focale à l'ordre m. La résolution R est alors donnée par le premier zéro de cette figure d'intensité, soit pour :

$$\begin{aligned} \frac{\pi R.D}{\lambda.f_m} &= 1,22\pi \\ \Rightarrow R_{100} &= \frac{1,22\Delta r_N}{m} \end{aligned} \tag{3.29}$$

où Δr_N est la distance séparant les deux derniers cercles :

$$\begin{aligned} \Delta r_N = r_N - r_{N-1} &= (\sqrt{N} - \sqrt{N-1})\, r_1 \\ &= \sqrt{N}\, r_1 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{N}} \right) \\ &\simeq \frac{r_1}{2\sqrt{N}} \quad \text{Pour N grand} \end{aligned}$$

Ce qui donne pour une lentille type dont la dernière zone a une largeur de 0,1 µm (limite technologique actuelle) :

$$R = 0,122\ \mu m \tag{3.30}$$

On remarquera que ce résultat est indépendant de la longueur d'onde des rayons X incidents. Cependant, une LZF est un réseau, et en tant que tel, présente de fortes aberrations chromatiques. On a ainsi démontré que :

$$f = \frac{r_1^2}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad \left| \frac{\Delta f}{f} \right| = \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| \tag{3.31}$$

Les aberrations chromatiques entachent la résolution puisqu'elles conduisent à de multiples foyers F(cf. figure 3.14).

On veillera, lors de l'utilisation des LZF, à filtrer le rayonnement incident pour le rendre le plus monochromatique possible. On pourra utiliser par exemple un miroir multicouche (cf. paragraphe 3.4.4.2.2).

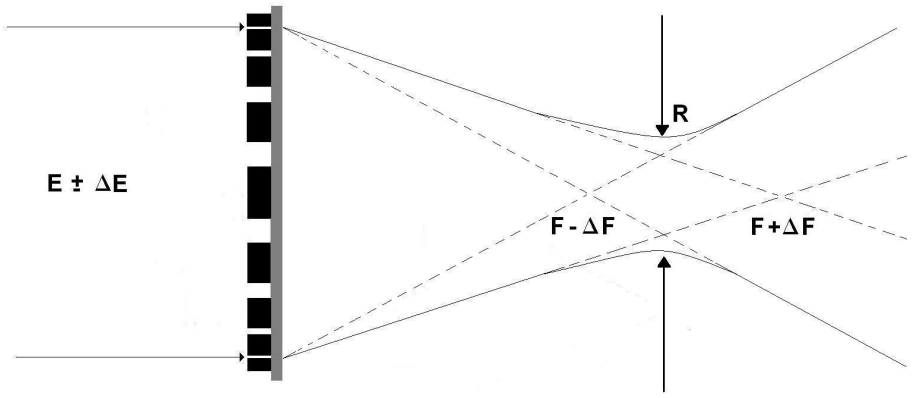


FIGURE *3.14 – Schéma de la dégradation de la résolution d'une LZF par le polychromatisme du rayonnement incident.*

Dans le cas de l'imagerie de plasmas par LZF, il faut aussi prendre en compte le fait que l'on ne peut pas considérer que la source à imager est optiquement à l'infini. On prendra donc une distance source - SIX (ou frontale) finie, ceci entraine notamment une équi-phase non plane et donc une différence de marche entre les rayons non nulle dans le plan de la LZF.

À ces aberrations s'ajoute encore une chute du contraste de l'image à l'ordre 1 due à la superposition des différents ordres du réseau dans le plan image. Bien que l'on puisse théoriquement utiliser ce réseau en transmission hors-axe pour séparer les ordres, en réalité la différence de surface utile entraine une telle chute de flux transmis qu'aucune application n'a encore vu le jour.

On retiendra qu'expérimentalement, de telles lentilles ont réalisé des images ayant une résolution de près de 4 µm [45] avec des sources d'aluminium ou de gadolinium (largeur spectrale de la bande émissive principale de l'ordre de 65 eV).

Il est théoriquement possible de dimensionner une lentille à zones de Fresnel pour le LMJ [8]. Néanmoins, ces lentilles ne survivraient pas à un tir laser. Les lentilles sont chères à réaliser pour les mêmes raisons que les sténopés : pour obtenir les zones opaques il faudrait une grande épaisseur de matière, ce qui est technologiquement difficile à réaliser. Il est donc difficile d'imaginer un diagnostic dont il faudrait changer la LZF après chaque tir.

8. On prendra par exemple une lentille de 1032 zones avec $r_1 = 6,42$ µm, dont le diamètre total serait de 400 µm environ.

3.4.2.2 Les miroirs de Bragg Fresnel

Nous avons vu une application des réseaux de Fresnel dans le cas d'un système d'imagerie en transmission. Une définition plus large des lentilles à zones de Fresnel consiste à les considérer comme une partie d'un hologramme [46].

Prenons l'exemple d'un hologramme que l'on supposera comme étant l'enregistrement d'interférences entre deux ondes sphériques, cohérentes et monochromatiques issues de deux sources ponctuelles A et B. Si l'on illumine cet hologramme avec un point source présentant les mêmes caractéristiques spectrales que A, son image par l'hologramme aura les mêmes caractéristiques que B. Il est donc possible d'utiliser un hologramme comme système d'imagerie en anticipant correctement les conditions expérimentales.

Examinons la forme d'un hologramme tel que celui décrit ci-dessus : soient deux ondes sphériques émises aux points A et B. On considère l'interférence de ces deux ondes en un point Q quelconque de l'espace. Ces interférences sont représentées figure 3.15.

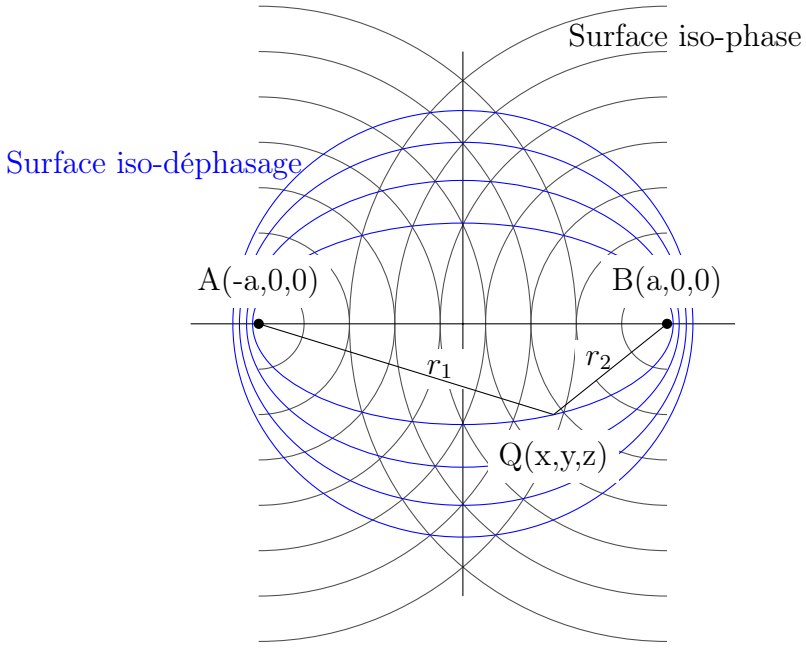


FIGURE *3.15 – Interférences entre deux ondes sphériques : schéma des surfaces iso-phase et iso-déphasage*

$$\Psi_A(Q) = A_1 e^{i(k.r_1+\phi_1)} \qquad \text{et} \qquad \Psi_B(Q) = A_2 e^{-i(k.r_2+\phi_2)} \tag{3.32}$$

Ψ_A et Ψ_B sont cohérentes, on peut donc considérer :

$$\Phi = \phi_1 - \phi_2$$

On prendra pour simplifier $\Phi = 0$ et, $A_1 = A_2 = 1$

L'intensité normalisée en un point Q de l'espace vaut alors :

$$\begin{aligned} I(Q) &= \left[\overrightarrow{\Psi_A}(Q) + \overrightarrow{\Psi_B}(Q)\right]\left[\overrightarrow{\Psi_A}(Q) + \overrightarrow{\Psi_B}(Q)\right]^* \\ &= 2 + 2\cos(k.(r_1 + r_2) + \phi_1 + \phi_2) \\ &= 2\left[1 + \cos(\Delta\phi)\right] \quad \text{avec : } \Delta\phi = k.(r_1 + r_2) + \phi_1 + \phi_2 \end{aligned} \tag{3.33}$$

(3.34)

Les surfaces iso-intensité sont les surfaces iso-déphasage dont l'équation des zones brillantes est :

$$\begin{aligned} \Delta\phi = m.\lambda + 2a &= r_1 + r_2 + \phi_1 + \phi_2 \\ &= \sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2} + \sqrt{(x+a)^2 + y^2 + z^2} + \phi_1 + \phi_2 \end{aligned} \tag{3.35}$$

Cette équation est celle d'une ellipsoïde.

On notera que l'intersection de ces ellipsoïdes avec un plan perpendiculaire à l'axe AB situé entre A et B donne des anneaux identiques à ceux des équations des lentilles de Fresnel (équation 3.28).

Il est donc possible d'utiliser ces ellipsoïdes pour graver un miroir interférentiel multicouche plan périodique ou non afin de focaliser les rayons X sélectionnés par le miroir, comme illustré figure 3.16.

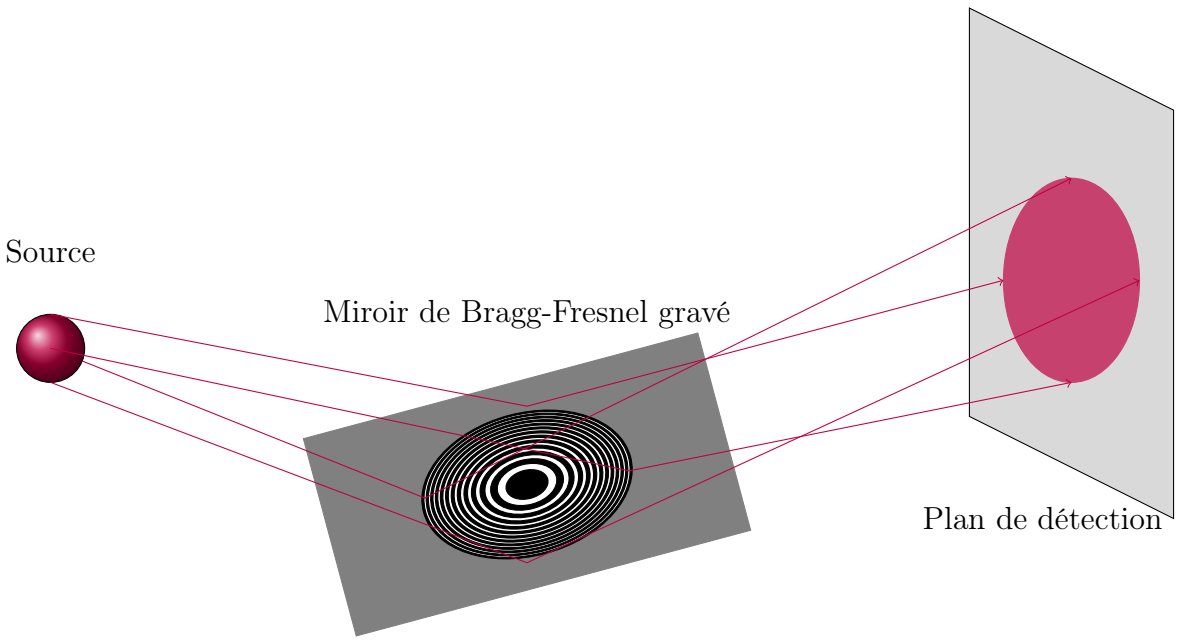


FIGURE *3.16 – Principe d'imagerie par miroir de Bragg-Fresnel.*

Ces miroirs ont été utilisés pendant la thèse de Gilles Cauchon au synchrotron du LURE [47, 48]. Ils ont permis d'imager des plasmas dans des énergies proches d'1,5 keV.

Cependant, l'utilisation de cette technologie présente des inconvénients majeurs liés aux systèmes de Fresnel :

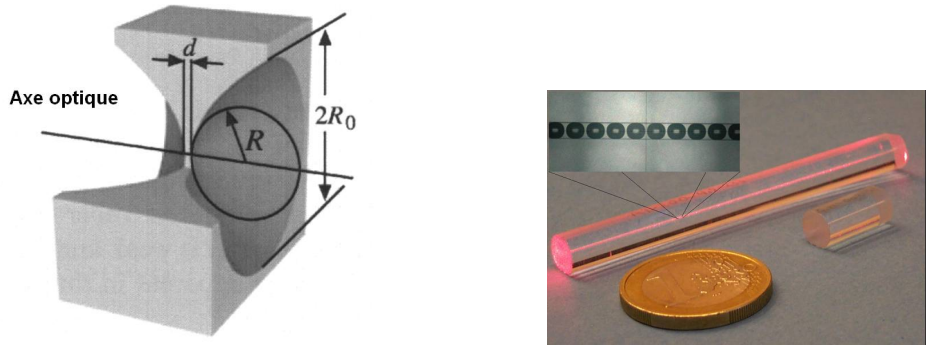
- la superposition d'ordres engendre un mauvais contraste,
- l'alignement d'une ellipse sur un faisceau est très compliqué,
- ces lentilles et miroirs sont très sensibles aux largeurs spectrales : il est nécessaire de changer entièrement le dispositif lorsque la longueur d'onde à imager change.

3.4.3 Les optiques par réfraction

Pour qu'une lentille réfractive focalise les X, il faut en pratique que celle-ci :

- ait un faible rayon de courbure,
- ait un indice optique le plus différent de 1 possible,
- soit bi-concave.

Dans un premier temps, des lentilles réfractives [49] ont été conçues en imprimant par compression un profil parabolique à des couches successives d'aluminium, de béryllium ou de bore. Plus tard, on a injecté des microbulles d'air à profil sphérique [9] [50] dans une résine Epoxy $C_{100}H_{200}N$ (cf. figure 3.17). Ces bulles engendrent alors une série de lentilles paraboliques bi-concaves de faible rayon de courbure. La succession de celles-ci permet d'obtenir des distances focales raisonnables (de l'ordre de 1 m) à condition de choisir un matériau de Z suffisamment faible pour limiter l'absorption liée à l'épaisseur d séparant deux bulles (cf. figure 3.17a).



(a) Schéma d'une tranche de lentille à bulles.

(b) Photographie d'une lentille à bulles.

FIGURE 3.17 – *Schéma et photo d'une lentille à bulles.*

L'ensemble des N lentilles paraboliques de rayon au sommet R a une focale f de :

$$f = \frac{R}{2\delta.N} \quad \text{, avec } \delta \propto \frac{1}{\lambda^2} \tag{3.36}$$

9. Cette technique a valu à ces lentilles l'appellation de "lentilles à bulles".

Le décrément à l'unité de l'indice δ induit un fort chromatisme de la lentille puisqu'il dépend fortement de la longueur d'onde. La résolution du système sera donc directement dégradée par la largeur de la bande spectrale du flux incident. Dans le cas d'une source spectralement étendue, il faudra filtrer le rayonnement incident pour le rendre le plus monochromatique possible comme pour l'imagerie par LZF.

La transmission du système est liée au nombre de "bulles" et au matériau utilisé pour la lentille. Pour une lentille constituée de N bulles, on obtient :

$$\Phi_t = \Phi_0 e^{-\mu N.d}\left(\frac{1-e^{-2a_p}}{2a_p}\right) \qquad (3.37)$$
$$\text{avec } 2a_p = \frac{\mu.N.R_0^2}{R} \simeq (\mu/\rho)\frac{R_0^2}{f}$$

Où μ est le coefficient d'absorption linéaire du matériau de la lentille, ρ la masse volumique de celui-ci, R_0 le rayon de courbure de la bulle en son centre, d l'épaisseur de matière subsistant entre deux bulles adjacentes et f la focale de la lentille.

Pour faire une image à 8 keV avec une focale de l'ordre de 40 cm (ce qui serait compatible avec un imageur placé à 50 cm de la cible), il faut donc 34 bulles, ce qui impose une transmission de 60 % pour une lentille Epoxy, soit un flux transmis pour l'ensemble du système d'environ $6.10^{-10}\Phi_0$.

Avec ce type de lentille, des résolutions de l'ordre de 50 µm ont été mesurées en laboratoire avec une source X continue filtrée par 10 µm de nickel.

Deux prototypes de diagnostics pour le LMJ utilisant ces lentilles sont en cours de fabrication pour profiter de la grande ouverture numérique de ces systèmes. Ces diagnostics seront des diagnostics d'imagerie à grand champ et basse résolution pour le LMJ. [51].

3.4.4 Les optiques réflectives : les miroirs

3.4.4.1 Les miroirs à incidence normale

Afin d'améliorer encore l'angle solide de collection, il est possible d'utiliser des miroirs de grande taille en incidence normale. Le microscope de Schwarzschild [52],composé de deux miroirs sphériques se faisant face, (cf. figure 3.18), encore aujourd'hui utilisé sur certains synchrotrons, en est un exemple.

Un miroir constitué d'un unique matériau en incidence normale n'aurait qu'un très faible pouvoir réflecteur dans le domaine des X (de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5}).

Pour augmenter ce pouvoir réflecteur, il est nécessaire d'utiliser les miroirs en incidence rasante.

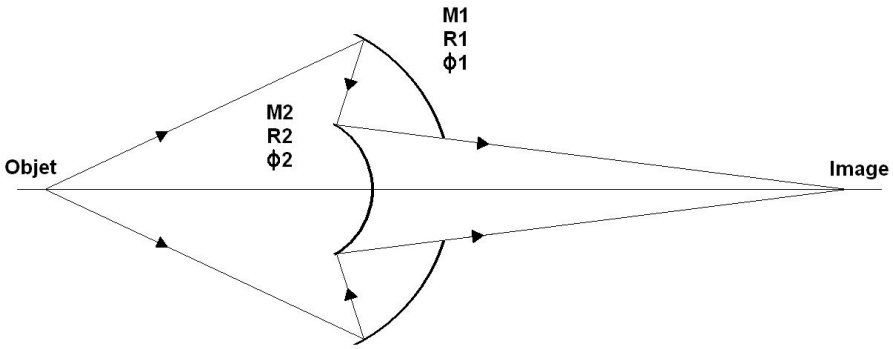


FIGURE *3.18 – Schéma d'un microscope de Schwarzschild.*

3.4.4.2 Les miroirs à incidence rasante

Lorsque l'on s'écarte de l'incidence normale sur un miroir, la distribution des angles d'incidence sur la surface du miroir devient dépendante du plan contenant l'axe optique considéré. Il est alors impossible d'utiliser des miroirs sphériques ou asphériques qui seraient très astigmatiques (cf. 3.3.1.1). Tous les concepts de microscopes présentés ici partent donc tous d'un calcul de focale différent selon le plan d'incidence des rayons. On distinguera :

- le plan tangentiel du miroir (plan comprenant la normale au miroir et l'axe optique),
- le plan sagittal (plan orthogonal au plan tangentiel)

Depuis 1948 et la conception du microscope de Kirkpatrick-Baez, plusieurs concepts de microscope utilisant des miroirs à incidence rasante ont vu le jour. Nous en aborderons en particulier trois utilisés au CEA pour la microscopie à haute résolution.

Le premier concept de microscope est attribué à Kirkpatrick et Baez en 1948 [33]. Dans ce microscope appelé KB la focalisation est réalisée par un miroir par plan de focalisation. Les miroirs sont donc de courbure cylindrique et croisés comme montré figure 3.19.

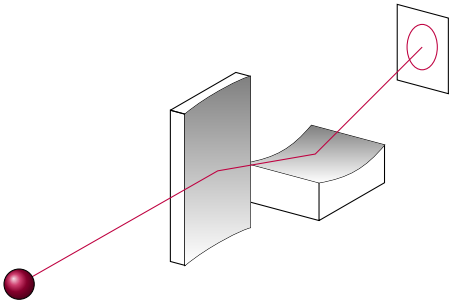


FIGURE *3.19 – Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez (KB)*

Ce microscope présente une très bonne résolution en centre de champ. La taille des miroirs pouvant être importante, il est aussi plus efficace que la plupart des systèmes

optiques de microscopie en terme de collection de photon. En revanche la forme cylindrique de ses miroirs lui confère une courbure de champ importante : la résolution d'un tel microscope peut descendre sous 3 µm mais à 200 µm du centre champ elle atteindra déjà 10 µm.

Pour pallier à cette aberration, Richard Sauneuf du CEA a créé un concept dit de Kirkpartrick-Baez Amélioré (KBA) [32]. Dans ce type de microscope, chacun des miroirs du KB a été associé à un second miroir cylindrique comme montré figure 3.20. Les paires de miroirs cylindriques ont un centre de courbure commun afin de corriger la courbure de champ.

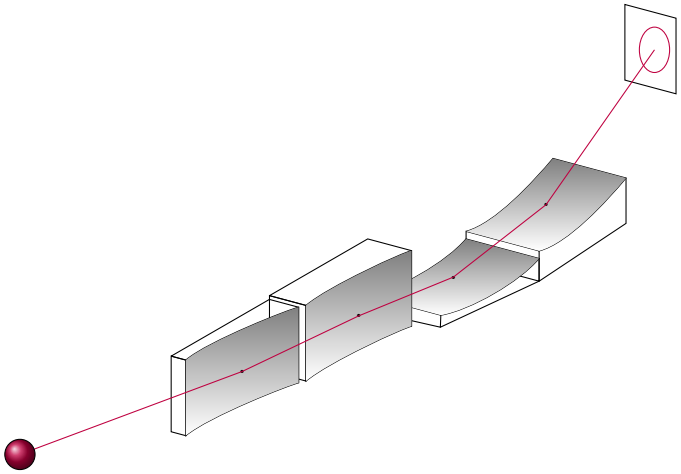


FIGURE *3.20 – Schéma de principe d'un microscope de Kirkpatrick-Baez Amélioré (KBA)*

Il est possible avec ce type de miroir d'atteindre des champs s'étendant sur 1 mm de rayon mais l'augmentation du nombre de miroirs fait que la réflectivité globale du microscope diminue par rapport au KB. De plus, chaque miroir étant par définition imparfaitement poli, l'augmentation du nombre de miroirs diminue la résolution au centre champ et il n'a jamais été mesuré de résolution meilleure que 10 µm avec ce type de microscope.

Pour combiner les avantages des microscopes KB et KBA, il est donc nécessaire d'utiliser 2 miroirs uniquement, dont chacun compense la courbure de champ induite par l'autre, et ce dans chaque plan de focalisation. Les surfaces des miroirs doivent donc être courbées dans les deux dimensions. C'est le principe du microscope de Wolter. Ce microscope est constitué de deux miroirs de surface quadrique. En calculant les courbures des quadriques de façon à faire se superposer leurs points focaux, on obtient une haute résolution et un champ de grande dimension. En pratique, il est très difficile (et onéreux) de polir un miroir en forme de quadrique et les appareils de polissage sont mieux adaptés pour des surfaces à symétrie centrale. Pascal Munsch [53] a donc approximé les quadriques du microscope

de Wolter par des tores pour aboutir à un microscope dit pseudo-Wolter comme montré figure 3.21.

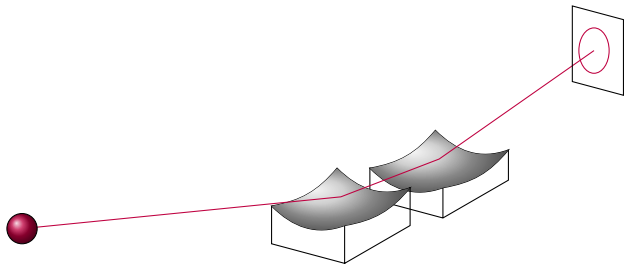


FIGURE *3.21 – Schéma de principe d'un microscope pseudo-Wolter*

Ce type de microscope a montré dans le passé des résolutions meilleures que 5 µm dans un champ de l'ordre de 1 mm par 1 mm [35].

Les microscopes à miroirs ont un avantage supplémentaire sur les autres types de microscope : il n'ont pas de bande spectrale intrinsèque et il est possible dans un certaine mesure de modeler celle-ci selon le type de miroir utilisé.

3.4.4.2.1 Les miroirs simples

Les miroirs "simples" [54] sont constitués d'un matériau réflecteur unique (soit le matériau brut constituant le miroir, soir un dépôt déposé sur le substrat en couche épaisse). Ces miroirs utilisés en incidence rasante exploitent la loi de Snell-Descartes :

$$n_1.sin(i_i) = n_2.sin(i_r) \tag{3.38}$$

où n_i est l'indice réel du milieu i, θ_i l'angle formé par le rayon incident et la normale à l'interface entre les milieux et θ_r l'angle formé par les rayons réfractés et la normale à l'interface entre les milieux, comme montré figure 3.22.

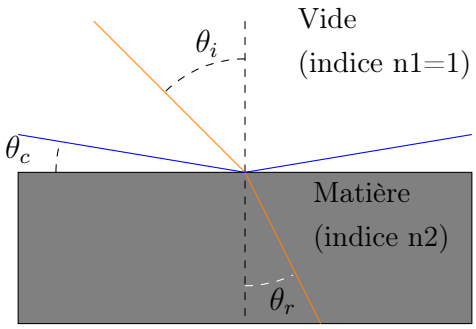


FIGURE *3.22 – Schéma de définition des angles incident, réfracté et critique.*

Cette loi implique que, pour des rayons X se propageant dans le vide et rencontrant une surface matérielle de décrément δ, il existe un angle d'attaque limite θ_c au delà duquel les rayons X sont réfléchis. Cet angle vérifie :

$$\begin{aligned} &\text{En négligeant l'absorption :} && cos(\theta_c) \simeq 1 - \delta \\ &\text{soit, pour les petits angles :} && \theta_c \simeq \sqrt{2\delta} \\ &\text{or :} && \delta \propto \frac{1}{\lambda^2} \end{aligned} \tag{3.39}$$

Il existe donc une énergie de coupure E_c en deçà de laquelle les rayons X sont réfléchis et :

$$E_c \propto \frac{1}{\theta_c} \tag{3.40}$$

On obtient, avec ce type de miroir, une réponse spectrale plate — aux raies d'absorption près — analogue à celle d'un filtre passe-bas en énergie dont la dérivée de la coupure dépend d'un numéro atomique du matériau constituant le miroir. On retiendra qu'en général plus un matériau est "lourd", moins sa coupure est franche. La figure 3.23 montre deux exemples de ces réflectivités pour du Si, de numéro atomique très faible, et du W, de numéro atomique très élevé. Cette caractéristique spectrale est exploitée tant dans des

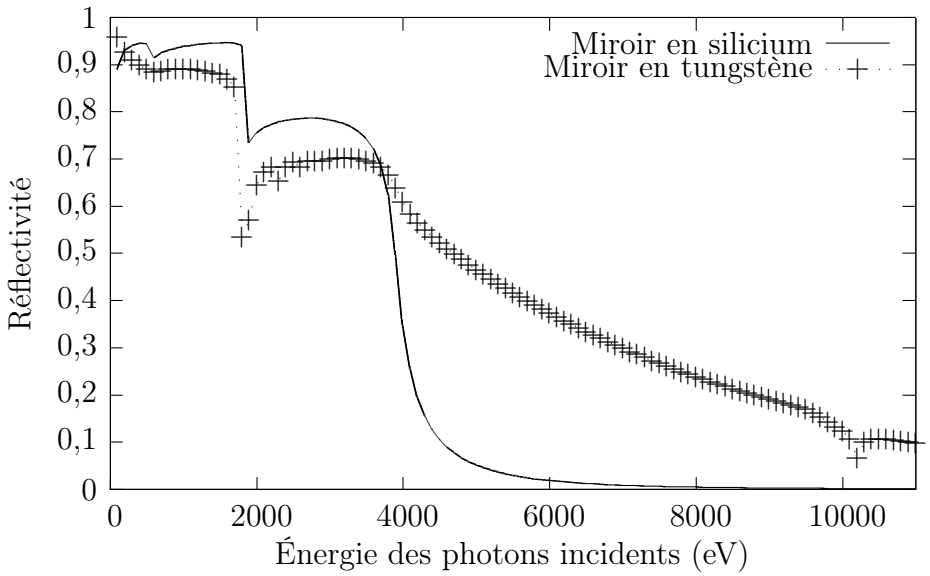


FIGURE *3.23 – Réflectivités simulées d'un miroir de Si et d'un miroir de W en fonction de l'énergie des rayons X à un angle d'attaque de 0,45 ° .*

spectromètres [1] en association avec un filtre (pour définir une bande spectrale) que dans des imageurs basse énergie [35, 55].

Ces miroirs présentent donc trois caractéristiques méritant d'être mentionnées :
- ils permettent d'obtenir un filtre passe-bas mais pas un filtre passe-bande,
- l'énergie de coupure de ces miroirs est d'autant plus basse que leur Z est faible, mais les matériaux lourds tel le tungstène ne présentent pas de coupure franche,
- pour explorer les hautes énergies, il est nécessaire de diminuer l'angle d'attaque, ce qui pose des problèmes technologiques et optiques pour les très petits angles.

Pour obtenir un miroir simple utilisable pour l'imagerie X à haute énergie (20 keV), il faudrait pour utiliser un miroir simple en tungstène, le placer à un angle extrêmement faible (0,125 °). Cet angle nécessiterait alors de concevoir un système d'imagerie très grand pour pouvoir collecter suffisamment de photons pour l'imagerie. Cela rendrait le système difficile à aligner et difficilement compatible avec les spécifications LMJ en terme d'encombrement.

3.4.4.2.2 Les miroirs multicouches

Les miroirs multicouches [56] exploitent les réflexions partielles successives des photons X sur les interfaces d'un milieu stratifié périodique rencontrées au fur et à mesure de la pénétration du rayonnement dans le milieu (cf figure 3.24).

Il existe deux modèles (chacun ayant ses limitations) pour aborder les miroirs multicouches :

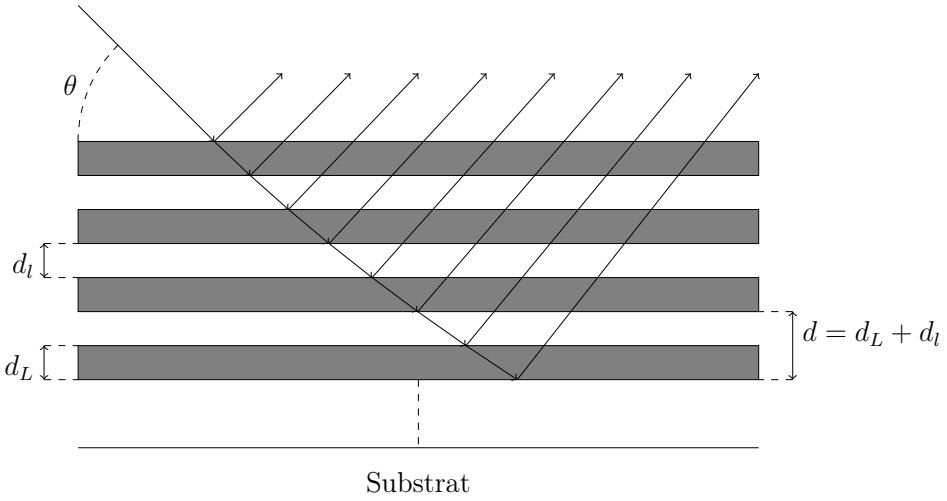


FIGURE *3.24 – Schéma de principe d'un miroir multicouche.*

- le principe du premier est de considérer le miroir multicouche comme l'extension d'un cristal. Les plans cristallins correspondraient avec les interfaces entre les couches et les espaces inter-plans cristallins correspondraient aux épaisseurs des couches. Les dépôts multicouches permettent alors d'accéder à des espaces inter-plans supérieurs aux limites naturelles,
- l'autre façon d'aborder le problème est de considérer le miroir comme un réseau stratifié composé de lames quart d'onde, les réflexions aux interfaces interférant donc de manière constructive entre elles.

Ces deux modèles sont contradictoires puisque le premier induit des couches absorbantes idéalement très fines par rapport aux couches transparentes et que le second modèle implique un cas idéal tel que les épaisseurs optiques $(e_i.\delta_i)$ des deux matériaux soient égales. En réalité, l'épaisseur idéale des couches absorbantes est un compromis entre leur absorption et leur réflectivité, comme le montre la figure 3.25. En effet, plus il y a de couches dans un dépôt, plus l'on a de paramètres sur lesquels jouer pour définir sa bande passante. Il faut donc maximiser le nombre de couches en gardant une bonne réflectivité par couche.

Pour comprendre le phénomène de réflexion on s'appuiera sur la loi de Bragg simplifiée, qui n'est valable que sous deux conditions : $\delta << 1$ et $\beta << 1 - \delta$, ce qui n'est pas toujours vérifié dans le domaine X. On utilisera donc cette formule avec précaution pour avoir un ordre de grandeur des angles mis en jeu, mais pour la conception d'un système réel, on préférera utiliser des logiciels de simulation faisant appel à un calcul récursif des réflexions sur chaque interface [57]. La loi de Bragg relie l'épaisseur de la bicouche, d, à l'angle de rasance, θ, à la longueur d'onde réfléchie, λ, et à l'ordre de cette réflection, k :

$$2d.sin(\theta) = k.\lambda \tag{3.41}$$

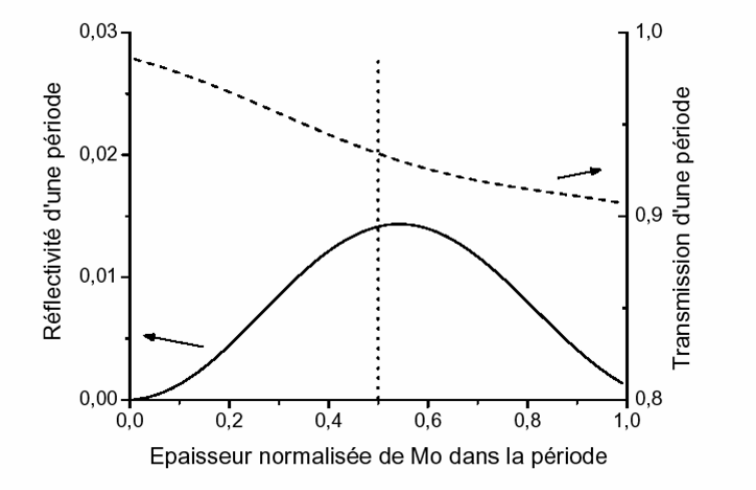


FIGURE *3.25 – Réflectivité et transmission d'une bicouche de Mo/Si de 8 nm d'épaisseur totale en fonction de l'épaisseur normalisée de la couche de matériau absorbant [2] ($\lambda = 15,5$ nm).*

La loi de Bragg nous indique qu'en choisissant soigneusement la période du réseau et en contrôlant l'angle d'attaque des rayons X, il est possible d'obtenir une sélection spectrale du rayonnement réfléchi par le miroir multicouche. On peut alors faire le rapprochement avec une cavité interférentielle de Fabry-Pérot dans laquelle le milieu de propagation serait absorbant. La réflectivité obtenue due aux interférences en fonction de l'énergie des rayons X incidents est de la forme :

$$R(E) = \frac{1}{(1 + F_{forme} * sin^2(E/E_0)} Att(E) \tag{3.42}$$

oùF_{forme} est un facteur de forme lié à l'atténuation dans la bi-couche et aux coefficients de réflectivité partielle des interfaces de la bi-couche, E_0 l'énergie centrale du pic de réflectivité et $Att(E)$ une fonction d'atténuation due à l'absorption des couches traversées. La figure 3.26 montre le filtre passe-bande obtenu avec un dépôt de Gd/Si de 100 périodes de 20 µm de Gd et 30 µm de Si à un angle d'attaque de 0,4 ° .

En réalité le réseau étant inhomogène par définition, il faut prendre en compte les épaisseurs de chaque matériau, l'absorption et la réfraction et apporter une correction à la formule de Bragg :

$$2d_l\sqrt{sin^2\theta - (1 - n_l^2)} + 2d_L\sqrt{sin^2\theta - (1 - n_L^2)} = n\lambda \tag{3.43}$$

où l'indice L fait référence au matériau "lourd" (à indice optique élevé) et l'indice l fait référence au matériau "léger".
Cette correction induit un décalage angulaire du pic de Bragg vers les grands angles [58].

On peut définir quatre paramètres fondamentaux pour caractériser ou concevoir un miroir multicouche :

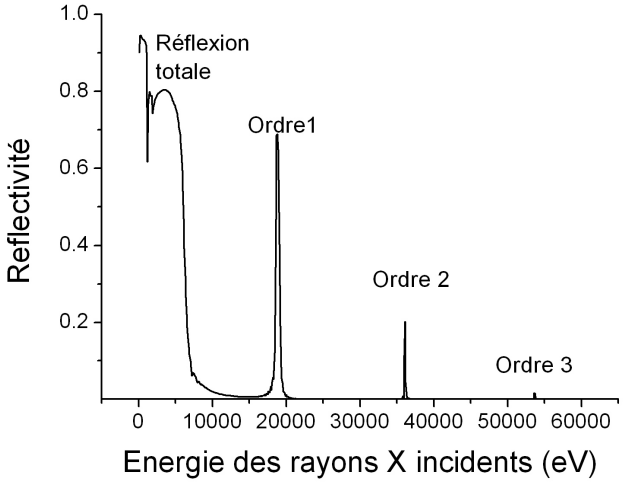


FIGURE *3.26 – Réflectivité d'un miroir multicouche Gd/Si de 100 périodes de 20* µm *de Gd et 30* µm *de Si à un angle d'attaque de 0,4* °.

- les matériaux composant le miroir ou plus précisément leur contraste d'indice [59],
- l'énergie du pic fondamental de Bragg fixant $d_L + d_l$ et θ,
- la proportion relative du matériau lourd $\Gamma = \dfrac{d_L}{d_l + d_L}$ qui, bien choisi, permet de supprimer des ordres non désirés comme illustré sur la figure 3.27,
- le nombre N de bicouches composant le miroir dont l'augmentation permet de diminuer la largeur spectrale des pics de Bragg comme montré sur la figure 3.28.

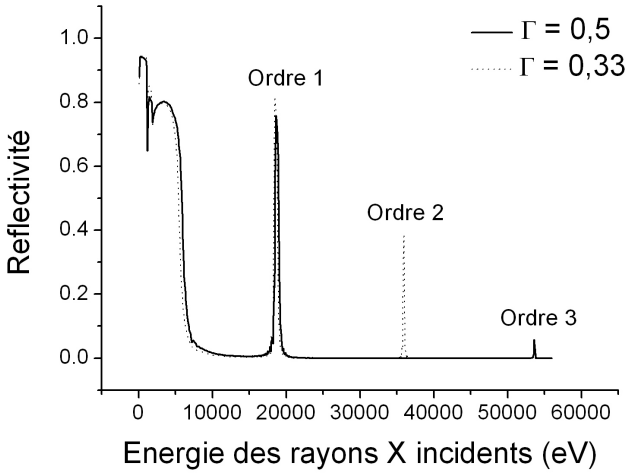
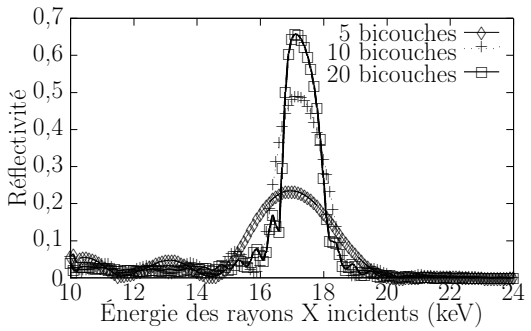
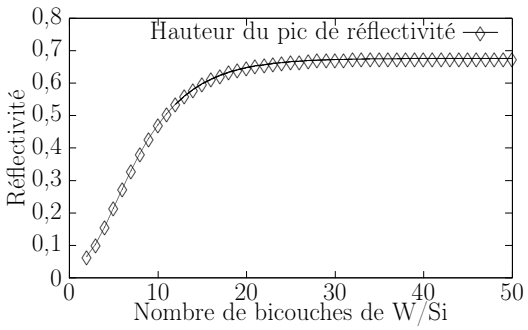


FIGURE *3.27 – Influence du rapport* Γ *sur les ordres de réflexion de Bragg d'un miroir multicouche Gd/Si de 100 périodes de 20* µm *de Gd et 30* µm *de Si à un angle d'attaque de 0,4* °*.Pour* $\Gamma = 1/3$*, les ordres pairs disparaissent.*

La figure 3.28a montre qu'un nombre plus important de bicouches favorise la sélection spectrale ainsi que la réflectivité du pic de Bragg, ce qui s'explique par l'augmentation du nombre de réflexions cohérentes aux interfaces. Il existe cependant un effet de saturation pour ce phénomène d'interférences dû à la profondeur maximale de pénétration des rayons X dans le miroir, comme le montre la figure 3.28b.



(a) Diminution de la largeur du pic de Bragg avec l'augmentation du nombre de bicouches



(b) Saturation de la réflectivité du pic de Bragg avec l'augmentation du nombre de bicouches du miroir

FIGURE *3.28 – Effets de la variation du nombre de bicouches d'épaisseur 5* nm *de W/Si composant un miroir multicouche optimisé à 0,45 ˚.*

Un dernier paramètre à prendre en compte lors de la réalisation d'un miroir multicouche ou de tout miroir interférentiel est la rugosité des interfaces. En effet, celle-ci, correspondant à une variation statistique (dont la distribution est souvent considérée comme gaussienne) de l'épaisseur des couches, influe directement sur la qualité de réflexion du miroir [60] (cf figure 3.29). Le modèle de Debye-Waller donne la réflectivité du pic en tenant compte de la rugosité R_σ en fonction du coefficient de réflectivité en amplitude DW :

$$R_\sigma = R.DW^2 \tag{3.44}$$

$$\text{avec : } DW = exp\left[-2\left(\frac{2\pi\sigma.sin\theta}{\lambda}\right)^2\right] \tag{3.45}$$

L'utilisation de dépôts multicouches périodiques sur les miroirs permet d'obtenir des imageurs monochromatiques [10] [61]. On se souviendra de ce principe pour l'obtention d'un caractère accordable ou pour l'obtention d'une sélection spectrale.

3.4.4.2.3 Les miroirs multicouches apériodiques

10. On coupera alors la contribution spectrale de la réflection totale avec un filtre adapté.

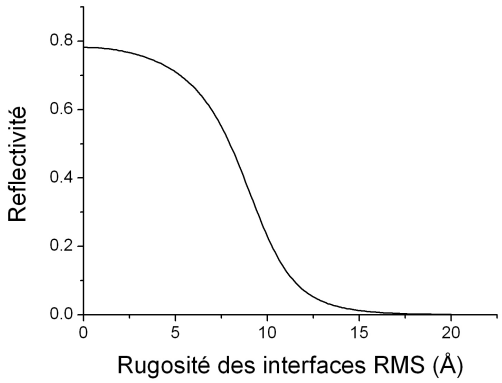


FIGURE *3.29 – Dégradation de la réflectivité du miroir par la rugosité RMS aux interfaces à 15 keV.*

Les miroirs multicouches apériodiques sont basés sur le même principe que les miroirs multicouches : il s'agit de réseaux de Bragg mais dont la période (d) n'est pas constante selon la profondeur de la couche par rapport à la surface. Il sont utilisés pour obtenir une extension de la réflectivité d'un miroir bien au-delà de la réflexion totale.

Ils ont été originellement utilisés pour des mesures neutroniques [62] de magnétisation spontanée dans les ferro-magnétiques et l'étude de structures magnétiques complexes. Ils ont ensuite trouvé une application sur les lignes synchrotron [63] où ils ont permis d'étendre les bandes spectrales de réflectivités des monochromateurs, comme c'est le cas sur certaines lignes de l'European Synchrotron Radiation Facility à Grenoble. Ces miroirs ont aussi aujourd'hui trouvé leur application dans l'imagerie X satellitaire [64]. Les miroirs multicouches apériodiques ont alors connu un véritable essor et la communauté des chercheurs dont les travaux concernent le rayonnement X a développé des méthodes de calcul permettant de maîtriser leur réponse spectrale [65]. On les retrouve aujourd'hui dans des spectromètres pour compenser les défauts de leur bande passante ou encore associés à un canon à électrons dans des générateurs X monochromatiques par rayonnement paramétrique.

Les dépôts multicouches apériodiques peuvent être considérés comme un empilement de miroirs multicouches à une seule bi-couche. Il en résulte pour chaque bi-couche une réponse fréquentielle de la forme de celle donnée dans l'équation 3.42 avec un facteur de forme petit et donc une grande largeur de pic. On peut alors par le calcul [66] choisir la position de chaque réponse fréquentielle en changeant la période de la bi-couche. La somme de ces réponses peut donc prendre la forme que l'on désire (au détriment de la réflectivité moyenne). Par exemple, on pourra obtenir une réponse totale plate sur l'ensemble de la bande spectrale utile d'un SIX ou d'un spectromètre : on parlera alors de supermiroirs

ou de miroirs large bande. La réponse typique de ce genre de miroir est présentée sur la figure 3.30.

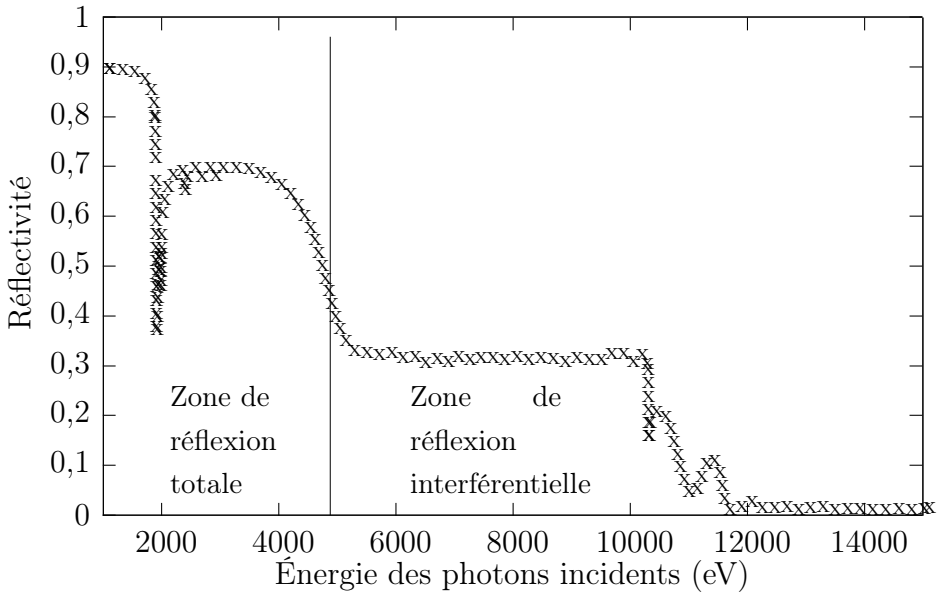


FIGURE *3.30 – Exemple de réponse de supermiroir de 32 couches en W/Si à 0,7 ° optimisé avec TFCalc^{TM} [3].*

Le calcul de chaque bi-couche et de la diaphonie entre chaque bi-couche est très complexe et l'optimisation d'une réponse spectrale est en pratique impossible sans l'aide de la simulation numérique. Les calculs présentés dans cette thèse sont issus de plusieurs algorithmes dont les logiciels TFCalc^{TM} et X-Ray Vision software© [67].

Nous avons choisi de concevoir nos microscopes avec des miroirs multicouches afin de pouvoir adapter notre imageur aux bandes spectrales désirées tout en pouvant aboutir à un microscope capable de haute résolution.

3.5 Résumé des performances des optiques présentées

Le tableau 3.1 résume les performances des optiques abordées ci-dessus. Pour concevoir notre diagnostic, on ne peut utiliser les optiques dégradant la résolution de plus de 5 µm. Le faible pouvoir réflecteur des miroirs à incidence normale exclut leur utilisation. La fragilité et la difficulté d'emploi des optiques de Fresnel nous ont fait renoncer à leur emploi.

Notre microscope utilisera donc des miroirs à incidence rasante.

Optique	Résolution	Flux transmis	Gamme spectrale	Inconvénient
Sténopé	> 6 µm	$3,4.10^{-9}$	∞	résolution
Sténopé épais	> 10 µm	$7.4.10^{-11}$	∞	résolution
Lentille de Fresnel	> 4 µm	faible [11]	faible [11]	fragilité
Miroir de B.-F.	> 4 µm	faible [11]	faible [11]	contraste
Lentille réfractive	> 50 µm	6.10^{-10}	faible [11]	résolution
Miroir inc. normale	qq µm	$< 10^{-6}.ouverture$	$0 - 30$ keV	flux
Miroir inc. rasante	> 3 µm	10^{-5}	$0 - 30$ keV	multi-miroir

TABLE *3.1 – Récapitulatif des performances des optiques présentées.*

11. À cause des aberrations chromatiques de ces optiques, le flux transmis et la gamme spectrale accessible à ces optiques, le spectre doit être filtré de façon importante au détriment du flux.

Chapitre 4

État de l'art des analyseurs optiques employés pour l'imagerie X en physique des plasmas

---

4.1 Préambule

Nous avons abordé dans le chapitre 3 les différents imageurs X permettant de focaliser le rayonnement X de façon plus ou moins efficace et nous avons quantifié cette efficacité grâce à un paramètre : la résolution. La résolution d'un système d'imagerie X n'est cependant pas égale à la résolution de l'imageur $R_{imageur}$. Il faut prendre en compte la résolution $R_{A.O.}$ de l'analyseur optique qui fournira l'image finale du système. On supposera toujours que les résolutions se somment quadratiquement et la résolution de l'imageur sera donnée en fonction du grandissement G par :

$$R_{imageur} = \sqrt{R_{SIX}^2 + \frac{R_{A.O.}^2}{G^2}} \tag{4.1}$$

Dans ce chapitre, nous passerons en revue les analyseurs optiques employés pour l'imagerie X et nous les qualifierons par un certain nombre de paramètres :

- leur résolution, en utilisant la définition donnée au chapitre 3 dans le plan image,
- leur bande passante spectrale, c'est-à-dire la gamme d'énergie des rayons X générant un signal avec un rapport signal/bruit intrinsèque meilleur que 2,
- leur linéarité, qui traduit en pourcentage la conservation de la résolution sur toute la gamme d'énergie de la bande passante spectrale.

Lors du choix effectif d'un analyseur optique pour une expérience, certains autres paramètres seront à prendre en compte, car ils peuvent varier d'un composant à un autre pour

un même type d'analyseur optique :

- la plage dynamique, c'est-à-dire le rapport entre le flux maximal permettant de conserver les caractéristiques nominales de l'A.O. (charge unitaire, réponse impulsionnelle, etc.) et le flux minimal incident sur l'analyseur optique permettant de distinguer le signal du bruit,
- l'homogénéité de l'analyseur optique, c'est-à-dire la réponse du système à un éclairement spatialement homogène [1],
- la taille de la partie sensible de l'analyseur optique qui peut être rédhibitoire dans le cas d'une imagerie d'un objet de grande taille à grand grandissement,
- la facilité de mise en œuvre de l'A.O.,
- la résistance de l'A.O. à un environnement radiatif rude.

On ne discutera pas en revanche les résolutions temporelles des A.O. présentés puisqu'aucun A.O. résolu temporellement n'a été utilisé dans cette thèse. Ces paramètres seront récapitulés en fin de chapitre dans le tableau 4.1.

4.2 Les films X

Les films X sont probablement les analyseurs optiques X les plus simples et les plus économiques. Comme son nom l'indique, un film X est un film photographique sensible au rayonnement X. Á la manière d'un film photographique argentique noir et blanc, il s'agit d'un dépôt chimique noircissant lorsqu'il est exposé au rayonnement X. Un film X est donc un élément passif intégrant l'éclairement qu'il reçoit pendant un temps d'exposition donné. Le développement se fait dans un second temps.

Le grand intérêt de ces films est de pouvoir les fixer sur des surfaces non planes pour corriger, par exemple, les courbures de champ éventuelles (cf. paragraphe 3.3.1.4). Un film X peut aussi être de grande taille, ce qui permet de l'utiliser à fort grandissement ou pour des grands champs objets.

La résolution des films est limitée par la taille des éléments chimiques enregistrant le passage des rayons X. Il faut de plus qu'un nombre statistiquement assez élevé de ces éléments soit exposé pour enregistrer un signal clairement différentiable du bruit. Dans le cas d'un film X dur DEF, les éléments en question sont des grains (agglomération de molécules) de bromure d'argent (AgBr), d'une taille moyenne estimée à 1 µm. La résolution mesurée pour ces films par Henke et al. [68] est d'environ 5 µm pour une source de 1,254 keV. Cette valeur est un ordre de grandeur de la résolution réalisable avec un film X, puisqu'il faut savoir que celle-ci dépend évidemment du film lui-même, mais aussi

1. Une fois celle-ci connue, il est presque toujours possible de la corriger en post-traitement, mais certaines dérives peuvent entraîner une perte d'information

de l'énergie de la source et du microdensitomètre utilisé pour développer le film.

La bande passante des films X est, elle, imposée par le coefficient d'atténuation linéïque μ du dépôt sur le film et par l'épaisseur de celui-ci. On considérera ici une épaisseur caractéristique de 200 µm : la bande passante d'un tel film X en AgBr s'étend jusqu'à 60 keV, avec toutefois un défaut à prendre en compte lié à la raie d'absorption de l'argent à 24 keV comme le montre la figure 4.1.

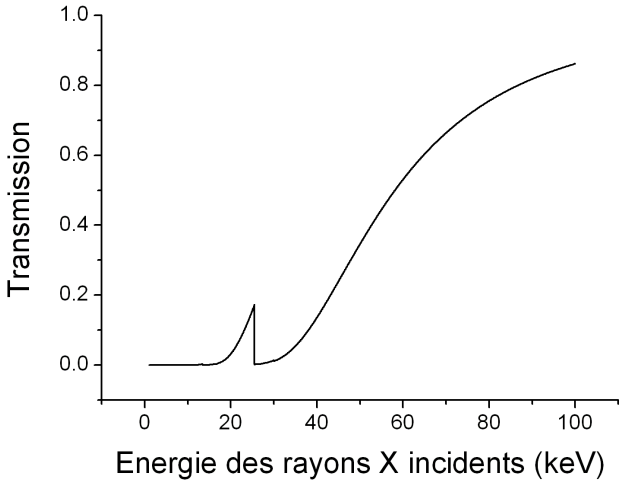


FIGURE *4.1 – Transmission d'un film de 200 µm en AgBr entre 0 et 100 keV.*

Si le concept du film X est simple, son utilisation l'est beaucoup moins en pratique. En effet, comme le montre la figure 4.1, un film X n'a pas une absorption linéaire avec l'énergie. Par ailleurs, un film X n'est linéaire avec l'éclairement que dans une plage d'éclairement limitée. L'utilisation d'un tel film requiert donc une calibration complexe *in situ*. De plus, un film X est sensible à la lumière : son transport et son développement doivent se faire dans le noir et avec précaution (pour éviter notamment les décharges électrostatiques). Ces inconvénients ont mené les films X à leur déclin puisqu'aujourd'hui ils sont de moins en moins utilisés et l'on privilégie d'autres analyseurs optiques plus pratiques.

Malgré tous ces inconvénients, il faut noter que les films X pourraient prochainement reprendre leur essor. En effet, puisqu'un film X ne requiert aucune électronique de contrôle pendant l'acquisition et qu'il est insensible aux rayonnements non ionisant, les films X peuvent être utilisés dans des environnements radiatifs et électromagnétiquement rudes [69].

4.3 Les films photostimulables

Un autre type d'A.O. simple est le film photostimulable. Les films photostimulables, plus couramment appelés *image plates* ou IP, fonctionnent sur le même principe que les films X à ceci près que l'excitation des grains n'entraîne pas une coloration du film mais une transition vers un état excité métastable du grain. Cet état excité des électrons du grain peut ensuite être révélé par émission photostimulée selon le schéma de l'émission PSL (photostimulated luminescence) donné figure 4.2. La relecture d'un film photostimulable s'effectue directement avec un scanner numérique et ne nécessite pas, contrairement aux films X, de traitements chimiques en bain, ce qui rend leur relecture plus reproductible que celle d'un film.

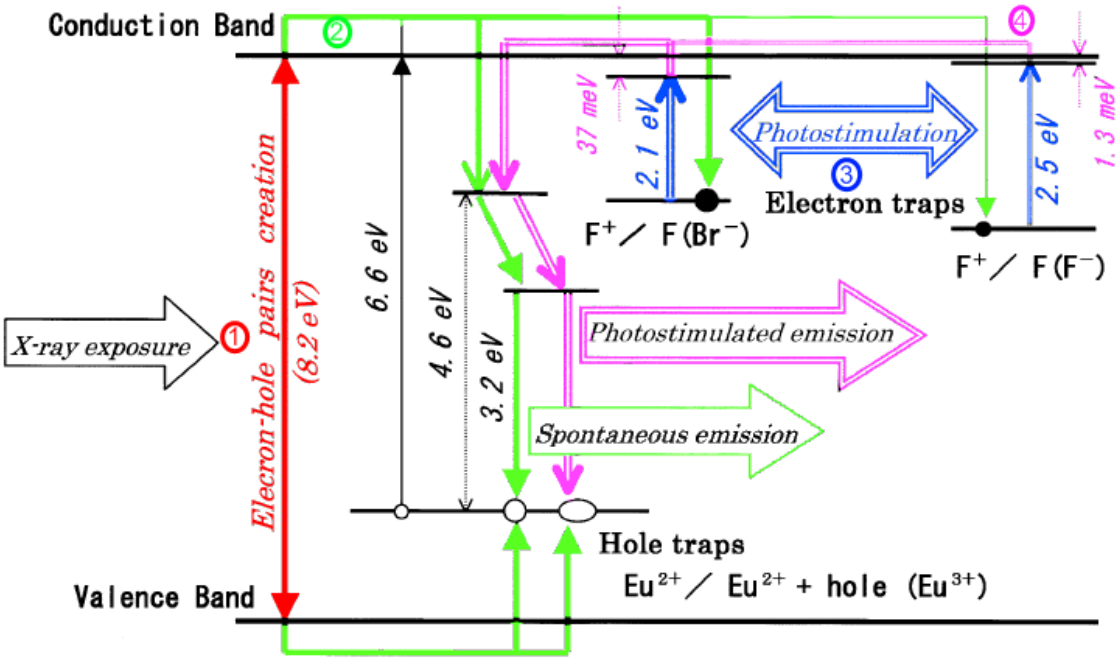


FIGURE 4.2 – *Schéma de niveaux d'un photostimulable BaFBr :Eu^{2+} [4].*

Kenji Takahashi[4] explique le mécanisme d'écriture-lecture de l'image ainsi : lorsque l'on expose un grain à un rayonnement ionisant un nombre de paires électron-trou proportionnel à l'énergie absorbée se forme dans le grain (1). Ces paires se recombinent immédiatement et émettent depuis les ions d'europium ou forment des centres F(2) [2]. Lorsque l'on illumine le grain par une lumière rouge (que l'on utilise pour la lecture des images et qui peut être absorbée par les centres F), l'électron capturé remonte sur un état excité (3) où il s'excite thermiquement pour atteindre la bande de conduction. Il peut

2. un centre F est un électron capturé par un centre F+ et un centre F+ est une vacance dans le cortège électronique d'un ion halogène

alors se recombiner avec un trou capturé par un ion Eu^{2+} pour émettre de la lumière à la longueur d'onde de 387 nm correspondant à une transition 5d-4f (4).

Ce que l'on retiendra de ce mécanisme est qu'un film photostimulable se désexcite spontanément au cours du temps avec un temps caractéristique de l'ordre de la semaine en l'abscence de lumière. Cela implique qu'un film photostimulable est effaçable et réutilisable[70] contrairement à un film X.

Par ailleurs, la linéarité des films photostimulables est très bonne, puisque S.G. Gales a mesuré une réponse linéaire entre 10 et 10^5 photons/50 μm^2 de ces filtres qu'il a comparée à celle des films X, linéaires uniquement entre 7.10^3 à 7.10^4 photons/50 μm^2. M. Thoms a quant à lui exploré plus avant la plage de dose dans laquelle un film photosensible est linéaire[71] et il a mesuré une bonne linéarité de 10^{-8} à 1 Gy (soit environ 10^7 photons K_α du cuivre par 100 μm^2), pour un spectre de générateur X à anode en cuivre portée à 75 kV.

On retrouve dans un autre article de M. Thoms[72] des mesures montrant, qu'en utilisant des temps de développement et des instruments de développements suffisamment efficaces le rendement quantique d'un film photostimulable peut atteindre 100 % pour les rayons X de moins de 20 keV [73].

Le principal inconvénient de ces films tient en la taille de leur grains : ceux-ci peuvent atteindre quelques microns [4] et S.G. Gales a mesuré des résolutions à 84 % de l'ordre de 30 µm à 1,498 keV [74]. Il est à noter que cette valeur est une limite basse de la résolution puisque celle-ci dépend, tout comme les films X de la relecture du film photostimulable.

4.4 Les *Charge Coupled Devices* (CCD) ou Dispositif à Transfert de Charge (DTC)

4.4.1 Les dispositifs à transfert de charge simples

Nous n'avons vu jusqu'à maintenant que des analyseurs optiques dits passifs, c'est à dire dont l'enregistrement de l'image se fait sans apport d'énergie autre que le signal lui-même. La conséquence en est que l'écriture et la lecture de l'image sont deux étapes effectuées par l'utilisateur bien distinctes. Les Dispositifs à Transferts de Charge (DTC), plus communément appelés caméras CCD (Charge Coupled Device), sont eux des analyseurs optiques actifs permettant une écriture, une lecture et une numérisation de l'image par un unique appareil. Cela permet d'obtenir un résultat définitif de façon bien plus rapide qu'avec les analyseurs optiques précédents. Il existe différentes technologies dérivées des CCD (CMOS-APS, CCD dites durcies aux rayonnements...), dont on ne parlera pas

ici.

Les caméras CCD classiques sont constituées d'une juxtaposition de transistors appelés pixels (picture element) polarisés en inverse dont la structure est montrée figure 4.3.

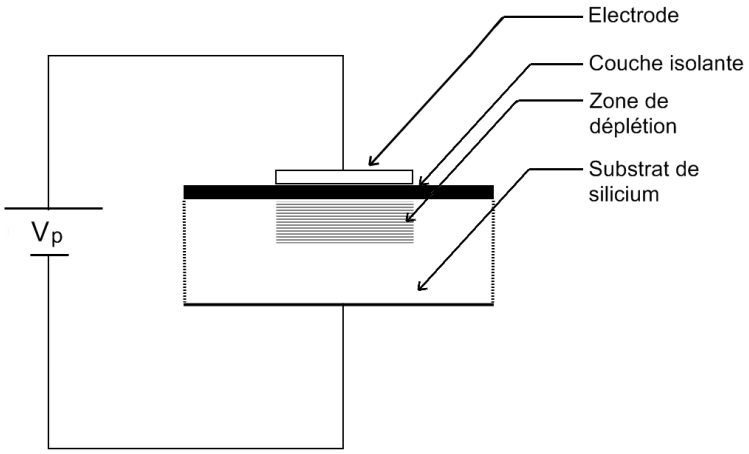


FIGURE *4.3 – Schéma simplifié d'un transistor élémentaire de caméra CCD*

La polarisation du substrat de silicium crée un volume près de l'électrode de polarisation dans lequel les porteurs de charges sont absents : il s'agit de la zone de déplétion ou zone utile, puisque c'est celle-ci qui sera sensible aux rayonnements. Lorsqu'un rayon X vient frapper un pixel de camera CCD, il crée un nombre de paires électron-trou proportionnel à son énergie, dans la mesure où son énergie est suffisante pour créer une paire (seuil de l'ordre de 3,61 eV) et que la dose de rayonnement déposée est suffisamment faible pour ne pas saturer le puits de potentiel créé dans la zone de déplétion. Sous l'action du champ électrique intense, les porteurs de charge migrent vers les bords du pixel, qui se charge comme une capacité. Une fois l'image acquise et donc les pixels chargés, il suffit alors d'ajuster les tensions de polarisation des pixels pour transférer les charges vers un registre de lecture[3]. Le transfert des charges montré figure 4.4 se fait en deux étapes successives :

- transfert vertical des lignes vers le registre de lecture,
- transfert horizontal des charges de chaque pixel du registre vers l'électronique de relecture.

Si la caméra CCD présente beaucoup d'avantages à l'utilisation, elle présente aussi des inconvénients. En effet, puisque celle-ci est constituée de pixels qui enregistrent un signal intégré sur leur surface, la taille d'un pixel limite la résolution ultime de la caméra. Mais ce n'est pas le seul facteur limitant la résolution : les porteurs peuvent diffuser dans le

3. On ne détaillera pas plus ici sur modes de transfert qui ne font pas l'objet de cette thèse mais sont en revanche très bien décrit dans la thèse du Dr. Clément Chollet [75].

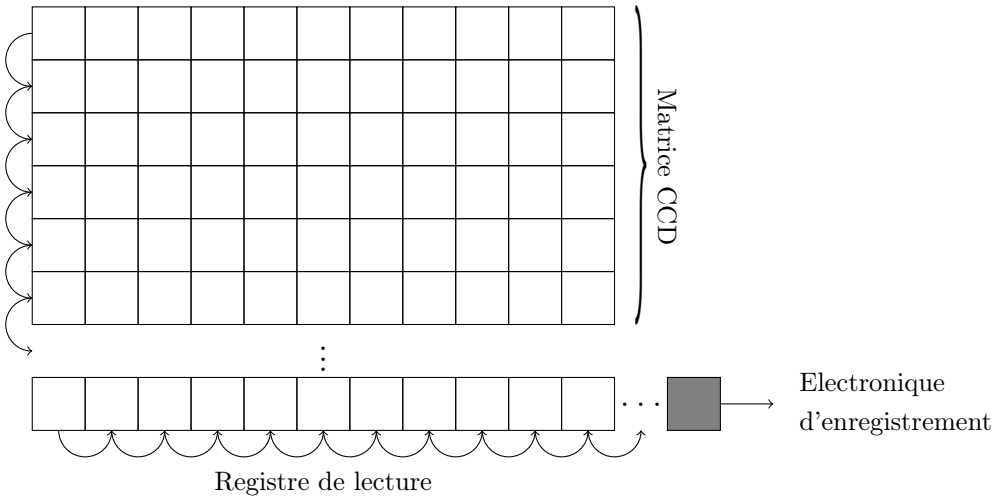


FIGURE *4.4 – Principe de relecture des charges accumulées dans la matrice CCD.*

silicium pendant le stockage des charges ou être perdus lors du transfert. Pour déterminer la résolution effective d'une caméra CCD il faudra donc faire des mesures expérimentales. C'est ce qu'a fait C. Chollet dans sa thèse [75]. Il a, par exemple, mesuré une résolution effective de 23,2 paires de ligne/mm pour un contraste de 50 % (soit $R_{94} = 21,6$ µm) pour une caméra THOMSON TH7896A-(H) dont la taille du pixel est de 19 µm de côté. On gardera donc en tête que la résolution d'une caméra CCD est supérieure à la taille de son pixel mais proche de celle-ci, aujourd'hui typiquement de 19 à 20 µm de côté. Celle que nous avons utilisée au cours de cette thèse avait des pixels de 13,5 µm de côté. Cette valeur est tout à fait raisonnable en comparaison des analyseurs optiques vus précédemment.

Un dernier inconvénient des caméras CCD doit être mentionné : nous avons vu que la partie sensible de la caméra est sa matrice de pixels. Or celle-ci est extrêmement compliquée à fabriquer et on ne trouve aujourd'hui que peu (et le coût s'en ressent dans le cas contraire !) de caméra dont la taille de la matrice dépasse les 2048*2048 pixels. La taille usuelle des matrices CCD est donc de environ 28*28 mm, pour un pixel de 13,5 µm. Cette taille limite impose le produit grandissement*champ objet maximal du SIX.

Dans les paragraphes suivants (4.4.2 et 4.4.3), nous présenterons deux analyseurs optiques mettant en jeu une CCD. Ces analyseurs optiques possèdent chacun un dispositif placé devant la matrice CCD permettant de changer les propriétés de celle-ci.

4.4.2 Les Caméras à Balayage de Fente (CBF)

Une caméra à balayage de fente (ou CBF) présente en amont de la matrice CCD un système appelé tube CBF X. Ce tube permet :

– de convertir l'image X incidente en image visible,
– de sacrifier une des deux dimensions spatiales pour obtenir une dimension spatiale et une dimension temporelle.

Un tube X, dont un schéma de principe est montré figure 4.5, est composé :
– d'une photocathode,
– d'une fente,
– d'une accélératrice (souvent une grille comme sur la figure 4.5),
– d'une lentille (ou d'un ensemble de lentilles) électrostatique focalisatrice,
– d'un diaphragme,
– d'un système de déviation électrostatique,
– et d'un écran luminophore.

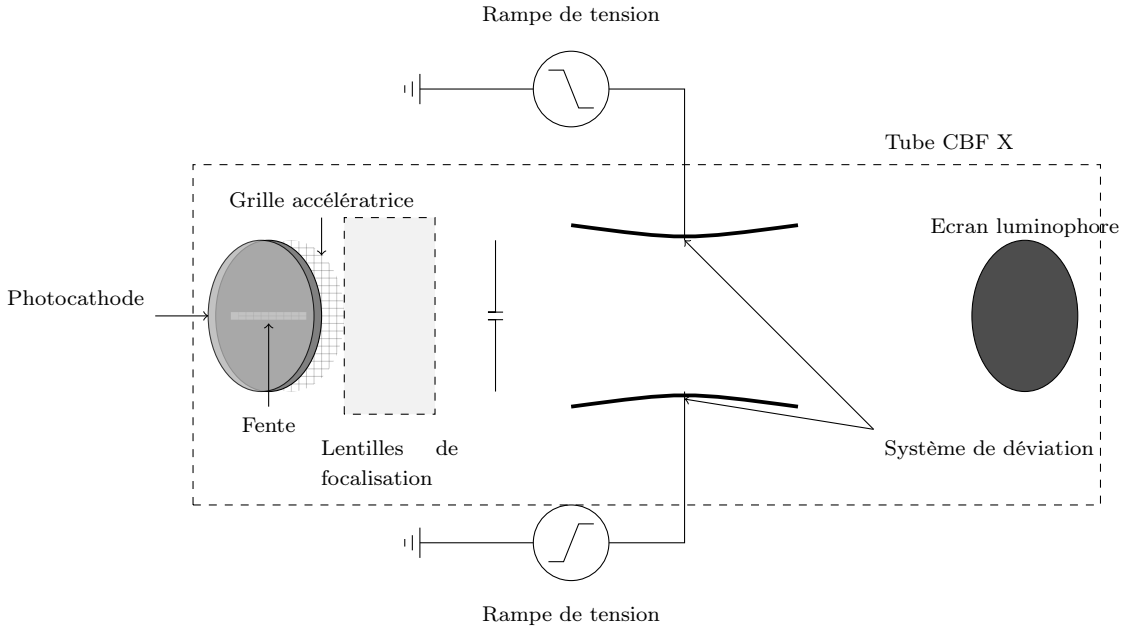
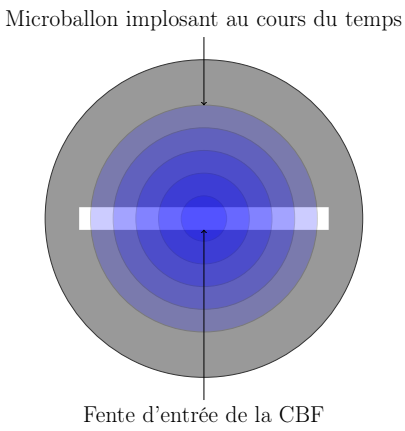


FIGURE 4.5 – *Schéma de principe d'un tube CBF X*

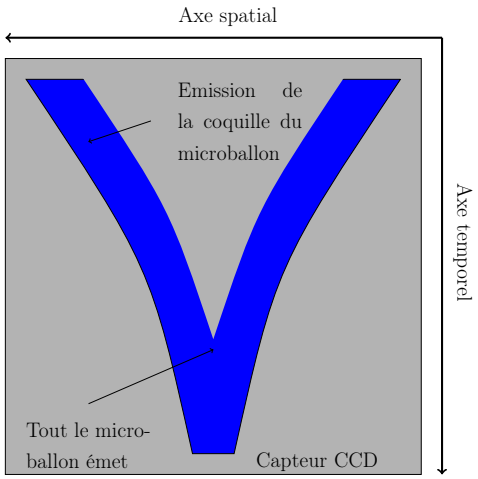
La photocathode est composée d'un ensemble de matériaux remplissant trois fonctions : ionisation, conduction et support. Par effet photoélectrique, les rayons X incidents vont arracher des électrons à cette photocathode. Les électrons générés sont alors accélérés dans le gradient électrostatique créé par la polarisation entre la grille accélératrice et la photocathode. Seuls les électrons produits en face de la fente sortent de la grille (à l'acceptance angulaire du tube près). Les électrons entrent ensuite dans un champ électrostatique produit par un ensemble de lentilles, qui les empêchent de trop diverger (effet de charge d'espace, multiplicité des trajectoires de sortie de la photocathode, ...). Ils sont ensuite spatialement filtrés pour réduire les aberrations électrostatiques dues à leur dispersion angulaire. Ils sont enfin guidés par le système de déviation vers l'écran luminophore qui convertit les électrons en photons visibles.

La focalisation des électrons issus de la photocathode induit la perte d'une dimension spatiale. Mais pendant l'arrivée des rayons X (dans le cas du laser MégaJoule : quelques ns) on fait varier le potentiel aux bornes du système de déviation électrostatique. Cela implique qu'en fonction du moment d'arrivée des rayons X, les électrons générés n'ont pas la même trajectoire. On obtient un balayage de l'écran luminophore par le faisceau d'électrons en fonction du temps.

Considérons l'implosion d'un microballon au cours du temps. Supposons que l'on fasse l'image d'une tranche passant par le centre de celui-ci sur la face d'entrée d'une CBF comme montré figure 4.6a. On obtiendra en sortie de la CCD une image ressemblant à celle schématisée figure 4.6b.



(a) Image de l'implosion d'un microballon sur la face d'entrée d'une CBF



(b) Image obtenue sur la CCD en sortie du tube CBF X

FIGURE *4.6 – Schéma d'une image obtenue avec une caméra à balayage de fente.*

Dans le cas d'une CBF, ce n'est pas la matrice CCD qui fixe la résolution ultime mais le tube CBF. En effet, puisqu'il y a un transport d'électrons entre la photocathode et l'écran luminophore, des aberrations dues aux effets de charge d'espace ou aux aberrations optiques des lentilles électrostatiques [4] apparaissent. Les spécifications des tubes CBF pour le projet LMJ indiquent que des résolutions de l'ordre de 45 µm seront atteintes. Quant à la résolution temporelle, dépendante de la pente de la rampe de polarisation, de la hauteur de fente et de la nature de la photocathode en particulier, celle-ci devrait atteindre au mieux 12 ps pour un balayage de l'écran luminophore en 2 ns.

4. La résolution spatiale est donc très dépendante du système de lentilles électrostatiques utilisée.

La bande passante en énergie des CBF est fixée par la réponse spectrale de la photocathode utilisée (section efficace pour l'effet photoélectrique, épaisseur ...). Les spécifications pour le projet LMJ donnent une bande passante de 0,1 à 15,0 keV.

Les CBF permettent l'observation d'un phénomène variant sur un temps très court. Cependant, le sacrifice d'une dimension spatiale est parfois gênant en particulier si le système observé ne présente pas de symétrie particulière. Nous allons donc aborder un autre analyseur optique permettant de suivre un phénomène au cours du temps, mais cette fois en conservant une image bidimensionnelle.

4.4.3 Les Caméras à images intégrales (CII)

De la même façon que pour les CBF, les caméras à images intégrales (ou CII) sont constituées d'un tube CII X en amont de la matrice CCD. Ces tubes, dont un schéma est montré sur la figure 4.7a, sont constitués de :

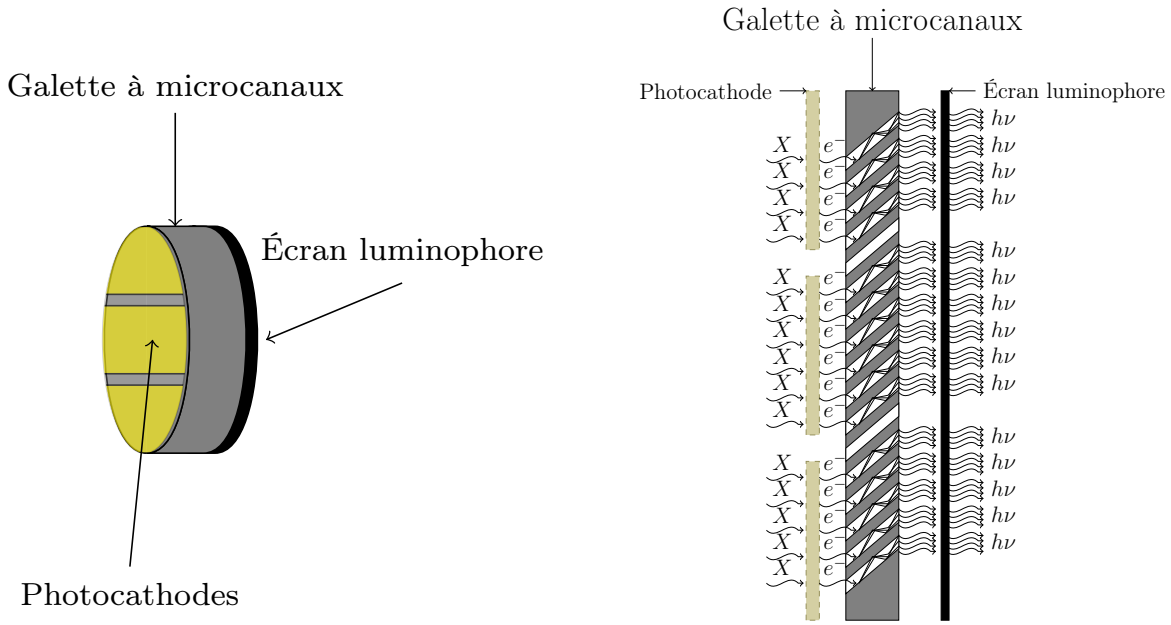
- une photocathode déposée en pistes où chacune des pistes représente la partie active d'une ligne de transmission hyperfréquence dont le diélectrique est une galette à microcanaux,
- une galette à microcanaux,
- un écran luminophore.

Le principe de conversion des rayons X incidents en électrons est le même que précédemment :

- les rayons X incidents arrachent, par effet photoélectrique, des électrons à une photocathode déposée directement à l'entrée des microcanaux,
- les électrons arrachés entrent dans la galette à microcanaux,
- si la photocathode est polarisée, les électrons sont accélérés et entrent en collision avec les parois des microcanaux et sont multipliés à chaque impact (cf. figure 4.7b),
- en sortant de la galette, les électrons sont convertis en photons visibles par un écran luminophore.

La galette joue alors un rôle d'amplificateur électronique puisque chaque canal est un photomultiplicateur à dinode continue.

Contrairement à celle d'une CBF, la photocathode d'une CII n'est pas polarisée en permanence. En effet, plutôt qu'une simple polarisation, on applique un créneau haute tension de faible durée (quelques dizaines de ps) à l'entrée des pistes photocathodes. L'arrière de la galette à microcanaux est laissée à la masse. Cela a pour effet de n'accélérer et amplifier les électrons émis par la photocathode que pendant la durée du créneau. Le créneau étant de faible durée, celui-ci ne polarise qu'une partie de la piste photocathode à la fois et l'on obtient une amplification par la galette que sur une durée dépendante de la position d'incidence des rayons X.

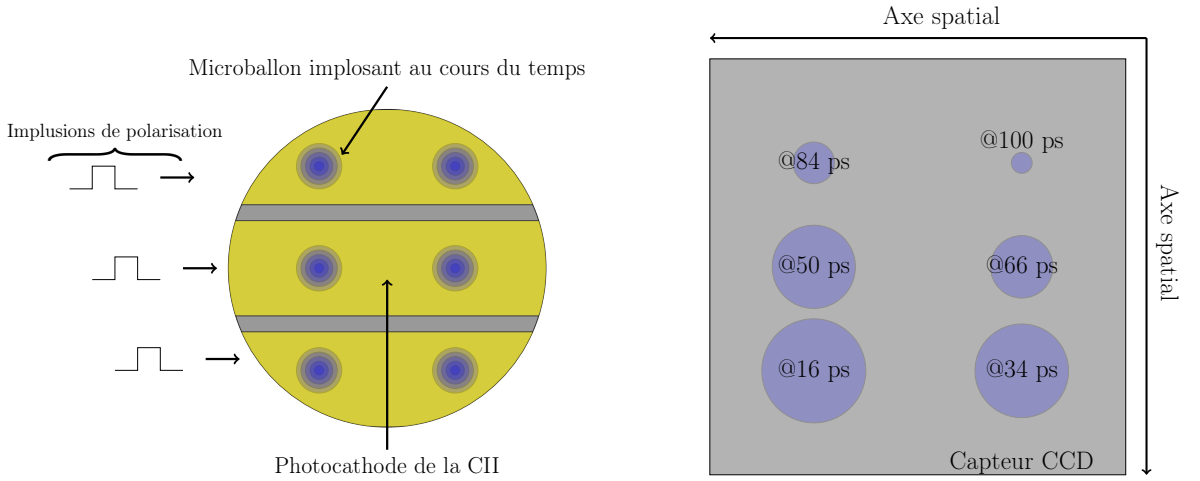


(a) Schéma d'agencement des éléments constitutifs d'un tube CII X

(b) Schéma éclaté de principe de la trasformation des X en photons visibles par une galette à microcanaux (vue en coupe)

FIGURE *4.7 – Schéma de principe d'un tube CII X.*

Cet analyseur optique est le plus souvent utilisé avec des diagnostics multi-voies produisant plusieurs images de la même source à différentes positions sur la photocathode (cf. figure 4.8a) : l'image résultante ressemble à la figure 4.8b.



(a) Images de l'implosion d'un microballon sur la face d'entrée d'une CII

(b) Image obtenue sur le luminophore en sortie du tube CII X.

FIGURE *4.8 – Schéma d'une image obtenue avec une caméra à images intégrales.*

La résolution spatiale des CII est ultimement limitée par l'ouverture numérique des canaux de la galette à microcanaux. Les limitations technologiques actuelles font que la résolution spatiale des CII du projet LMJ est de 90 µm. Mais il existe un autre problème à prendre en compte vis à vis des CII : puisqu'il faut pouvoir faire plusieurs images de la source sur une photocathode de taille comparable à une matrice CCD, le grandissement du diagnostic doit être limité [5]. La contribution de l'analyseur optique à la dégradation de la résolution est donc plus grande. Ceci explique pourquoi les CII sont le plus souvent utilisées dans des diagnostics basse résolution.

Une dernière limitation de l'utilisation des CII X tient à la capacité d'écrantage du tube CII. En effet, pour obtenir un bruit de fond raisonnable sur l'image, il faut que les rayons X incidents sur le tube CII soient au maximum absorbés par le tube en dehors de l'instant de polarisation. Cette fonction est majoritairement assurée par la galette à microcanaux. Or celle-ci est le plus souvent faite de verre dopé au plomb et a une épaisseur de 500 µm. On considère donc que les CII X sont inutilisables au delà de 15 keV.

La résolution temporelle des CII est limitée par la nature du diélectrique propageant le créneau haute tension. Pour les CII LMJ (dont la photocathode est composée de 4 pistes)

5. Il est aussi possible d'utiliser des tubes CII X de grande taille pour travailler à grand grandissement. Mais dans ce cas, puisqu'il faut utiliser un matrice CCD en sortie, on utilise un réducteur optique à fibre, ce qui ne change rien au raisonnement suivant sur la résolution.

celle-ci est d'environ 75 ps.

4.5 Les *Charge Injection Devices* (CID)

Un dernier analyseur optique utilisable est la CID ou *Charge Injection Device*. Le principe de la CID est quasiment le même que celui de la CCD : le capteur est une matrice de silicium polarisée en inverse. La différence principale avec la CCD est le mode de relecture des données de la CID. En effet, la matrice CID n'est pas relue par transfert successifs des lignes puis des pixels d'une ligne, mais par un adressage (x,y) des pixels, comme montré figure 4.9. Cet adressage plus complexe que celui des CCD, implique une taille de pixel plus importante (40 µm au mieux) et donc une résolution plus basse. Typiquement, la résolution d'un CID est de 50 µm. L'augmentation de la taille des pixels implique aussi un bruit thermique plus grand par pixel pendant un même temps de pose.

La possibilité d'un adressage pixel par pixel permet, entre autres, de ne relire que des parties données du capteur. De plus, puisque deux pistes se croisent sur chaque pixel, les possibilités de polarisation sont multiples. Cela permet notamment une lecture non destructive des données et donc un contrôle de l'image pendant l'acquisition.

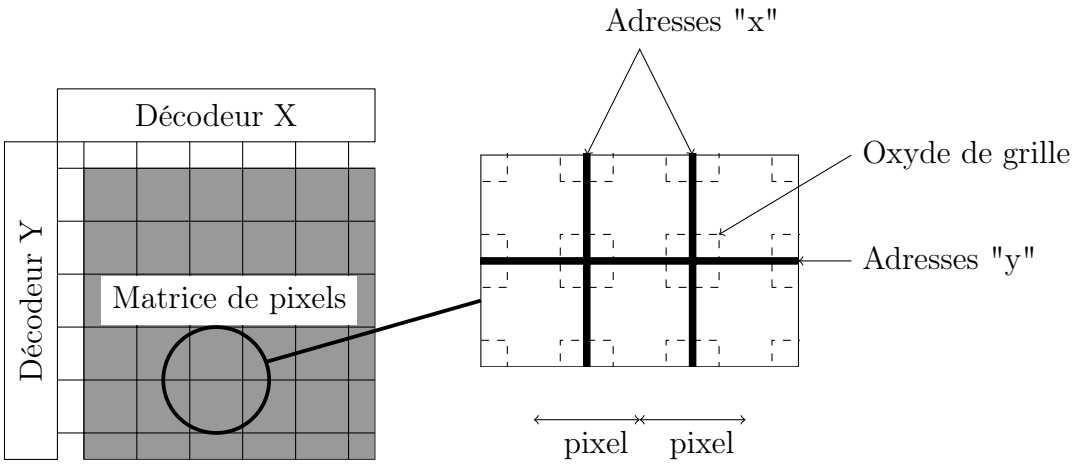


FIGURE *4.9 – Schéma de principe de l'architecture d'un capteur CID. À gauche : principe d'adressage, à droite : vue grossie de deux pixels.*

Il est à noter que le volume des pixels des CID leur permet de mieux résister aux conditions radiatives extrêmes (utilisation avec 10^6 rayons γ émis [76], une dose d'1 Mrad [77], etc.). C'est à dire deux ordres de grandeur au-dessus des conditions limites d'utilisation des CCD classiques.

On notera enfin qu'il existe un analyseur optique hybride entre les CID et les CCD : le CMOS APS. Ce dernier encore peu employé dans notre domaine offre un bon compromis

entre les deux technologies. Certains pensent même qu'il sera appelé dans un futur proche à remplacer totalement les CCD.

4.6 Résumé des performances

Voici un tableau résumant les performances citées ci-dessus afin de mieux les comparer.

	Résolution spatiale	Résolution temporelle	Bande passante	Linéarité en énergie
Film X	5 µm	—	jusque 60 keV	dans une bande restreinte
Photostimulable	30 µm	—	1 à 20 keV sans problème [6]	très bonne
CCD X	13,5 µm	—	1,17 eV à 10,0 keV	100 % [7]
CCD fibrée	dépendant des fibres	—	visible	100 % [7]
CBF	45 µm	>12 ps	0,1 à 15,0 keV	100 % [7]
CII	90 µm	75 ps	0,1 à 15,0 keV	100 % [7]
CID	50 µm	—	3,5 eV à 10,0 keV	100 % [7]
CMOS APS	15 µm	—	3,5 eV à 10,0 keV	100 % [7]

TABLE *4.1 – Tableau récapitulatif des performances des analyseurs optiques utilisables.*

6. Celle-ci peut être étendue en épaississant le film au détriment de la résolution
7. Dans la bande passante

Chapitre 5

Exemples d'imageurs X pour la physique des plasmas

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, la réussite de l'ignition est conditionnée par la maîtrise et donc la mesure d'un certain nombre de grandeurs. Les systèmes (optiques, analyseurs optiques) abordés dans le chapitre précédent sont donc mis en oeuvre tant sur le NIF que sur le LMJ pour déterminer entre autres :

- la vitesse d'implosion du microballon pendant un tir,
- la symétrie de cette implosion,
- la croissance d'instabilités hydrodynamiques à la surface du microballon.

Nous n'aborderons ici que les différents diagnostics NIF ou LMJ permettant d'obtenir des mesures des grandeurs citées ci-dessus et non les imageurs spécifiques à certaines applications (SXI, Supersnout, imageur de DMX, etc).

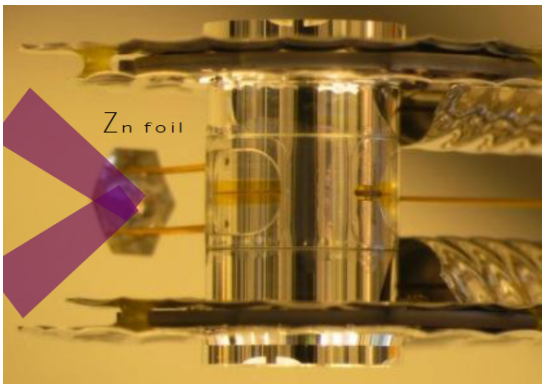
5.1 Diagnostics de mesure de vitesse d'implosion

5.1.1 SXD

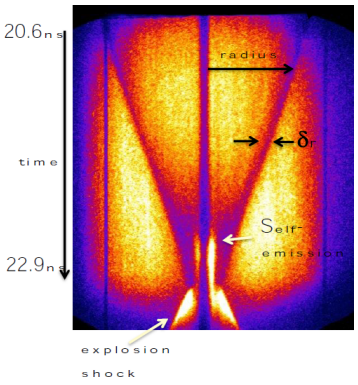
Le NIF est doté du SXD (Streaked X-ray Detector) [78] pour mesurer la vitesse d'implosion sur un diamètre du microballon. SXD est un diagnostic résolu temporellement et résolu dans une dimension spatiale. Son objectif est de faire une image 1D continûment résolue en temps du microballon pendant son implosion. Il est aussi utilisé pour caractériser la synchronisation des faisceaux laser. Il est constitué de :

- une ouverture en forme de fente (similaire à un sténopé 1D),
- une CBF.

L'ouverture en forme de fente permet de sélectionner un diamètre du microballon ou une ligne contenant toutes les tâches focales en gardant une bonne ouverture optique. Ce diagnostic est utilisé en radiographie pour l'imagerie du microballon comme montré figure 5.1a. L'image obtenue, dont un exemple est présenté figure 5.1b, a une résolution spatiale de 10 µm. et une résolution temporelle de 25 ps.



(a) Cavité avec sa cible de radiographie utilisée entre autres pour SXD



(b) Image issue de la CBF de SXD

FIGURE 5.1 – *Photographie de la cible de radiographie utilisée pour l'utilisation du diagnostic NIF SXD et image d'un diamètre du microballon au cours de son implosion enregistrée par la BCF du diagnostic.*

5.1.2 IXDGC1t

Le pendant de SXD sur LMJ est un **i**mageur **X** **d**urs à **g**rand **c**hamp résolu spatialement dans **1** dimension et résolu **t**emporellement (IXDGC1t) [51]. Il a pour mission de mesurer de la synchronisation des faisceaux lasers du LMJ et d'imager le microballon pendant l'implosion. Pour accomplir ces deux missions, l'imageur est constitué de quatre voies :

- la première à miroir permet de travailler à un grandissement de 1,
- la seconde à miroir permet de travailler à un grandissement de 3,
- la troisième à miroir est une voie de contrôle utilisant une CID,
- la dernière à sténopé permet de faire de l'imagerie au dessus de 8 keV.

Chacune des voie est constituée de :

- un pare-éclat,
- un filtre,
- un miroir torique pour la focalisation,
- un analyseur optique (CBF ou CID).

Les miroirs toriques utilisés dans les voies sont recouverts d'un dépôt multicouche ayant une réflectivité supérieure à 25 % de 500 eV à 8 keV.

Un barillet porte-filtre contenant des caches situé en amont de toutes les voies permet de sélectionner la voie travaillant au grandissement désiré.

Pour synchroniser les faisceaux laser du LMJ, on pourra donc utiliser le diagnostic avec un grandissement de 1 (résolution spatiale de 150 µm) sur une CBF ce qui conférera au diagnostic un grand champ (15 mm[1]) avec une bonne résolution temporelle.

Pour imager le microballon, on préfèrera travailler avec un grandissement de 3 offrant une meilleure résolution (50 µm) dans un champ de 3 mm.

Le schéma de principe d'IXDGC1t avec les crayons optiques servant à son alignement est montré sur la figure 5.2.

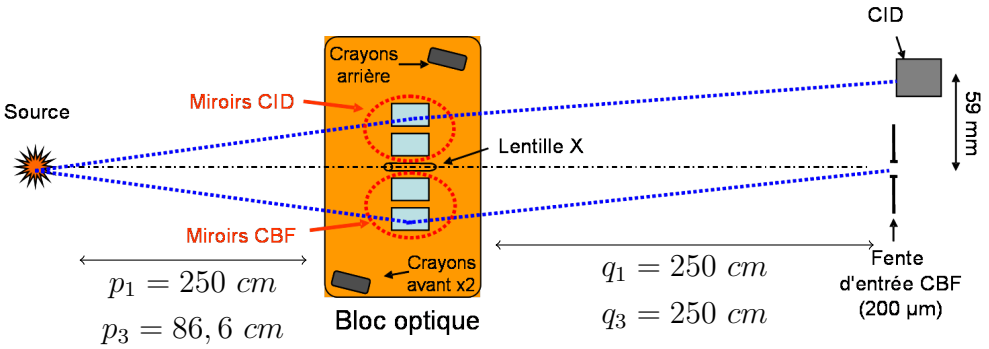


FIGURE *5.2 – Schéma de principe des voies du diagnostic IXDGC1t aux deux grandissements possibles avec les crayons du système d'alignement du diagnostic.*

5.2 Diagnostics de mesure de symétrie d'implosion

Si la mesure de la vitesse d'implosion du microballon est cruciale pour l'atteinte de l'ignition, elle n'est pas suffisante. En effet, on ne peut considérer l'implosion du microballon comme ayant une symétrie sphérique parfaite. Il est donc nécessaire de mesurer en plus de cette vitesse la déformation du microballon pendant l'implosion.

1. Les champs donnés dans ce sous-chapitre sont des longueurs et non des surfaces puisque les images produites n'ont qu'une dimension spatiale.

5.2.1 GXD, hGXI, Ariane

Le NIF est donc aussi équipé d'imageurs résolus dans deux dimensions spatiales. Ceux mis en œuvre aujourd'hui sont des GXD (Gated X-ray Detector) [69]. Ils sont composés de :

- une matrice de sténopés (quelques dizaines à quelque centaines de sténopés dans une plaque),
- un tube CII,
- une caméra CCD.

L'ensemble du diagnostic (sténopés et caméra) est inséré dans la chambre NIF dans un DIM (Diagnostic Inserter Manipulator, équivalent du SID LMJ). Cet ensemble est représenté sur la figure 5.3.

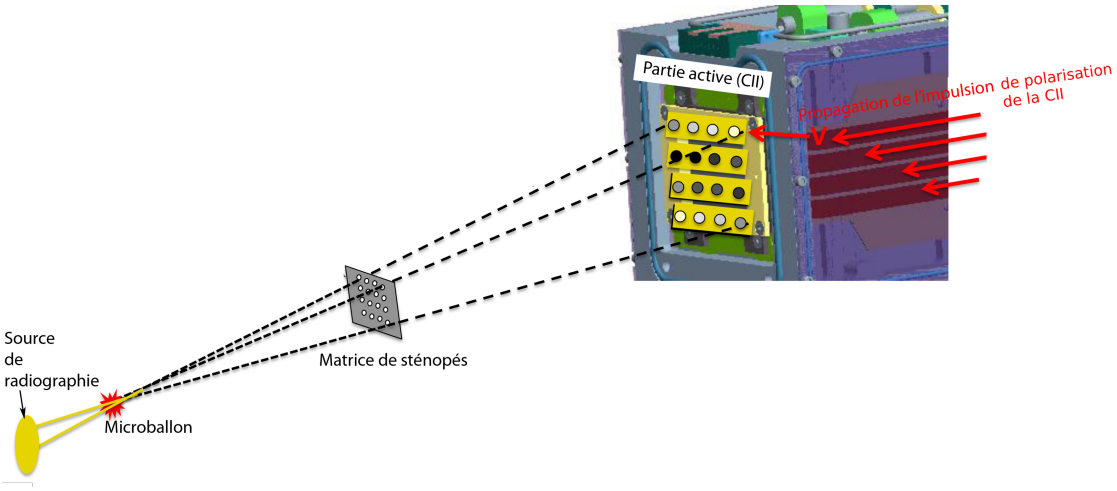


FIGURE 5.3 – *Schéma du diagnostic NIF GXD.*

L'utilisation de beaucoup plus de sténopés que nécessaire permet à ce diagnostic d'être aisément alignable. Ce diagnostic permet d'obtenir des images 2D du microballon au cours de son implosion avec une résolution temporelle entre les images entre 50 et 100 ps. Les sténopés utilisés ont un diamètre de 10 µm, la CII a une résolution de 50 µm et le grandissement de l'imageur est de 15. La résolution de ce diagnostic est donc de l'ordre de 12 µm.

Avec la montée en puissance du NIF et les flux de particules associés (neutrons, gammas, rayons X très durs...), les GXD vont subir des évolutions vers les diagnostics hGXI (flux neutrons $< 10^{15}$) et Ariane (flux neutrons $< 10^{17}$). L'évolution de GXD en hGXi consiste en le remplacement de la caméra CCD par un film X, moins sensible aux neutrons qu'une CCD. Pour une utilisation de ce diagnostic à des flux neutroniques encore plus importants, la matrice de sténopés sera sortie du DIM est placée à l'extérieur de celui-ci et l'analyseur optique sera sorti de la chambre comme montré figure 5.4. cette configuration

est appelée Ariane. La possibilité de dévier le faisceau X avec un miroir multicouche plan est envisagée pour une configuration appelée m-Ariane. Cette déviation permettrait de protéger plus encore l'analyseur optique en utilisant la chambre d'expérience elle-même.

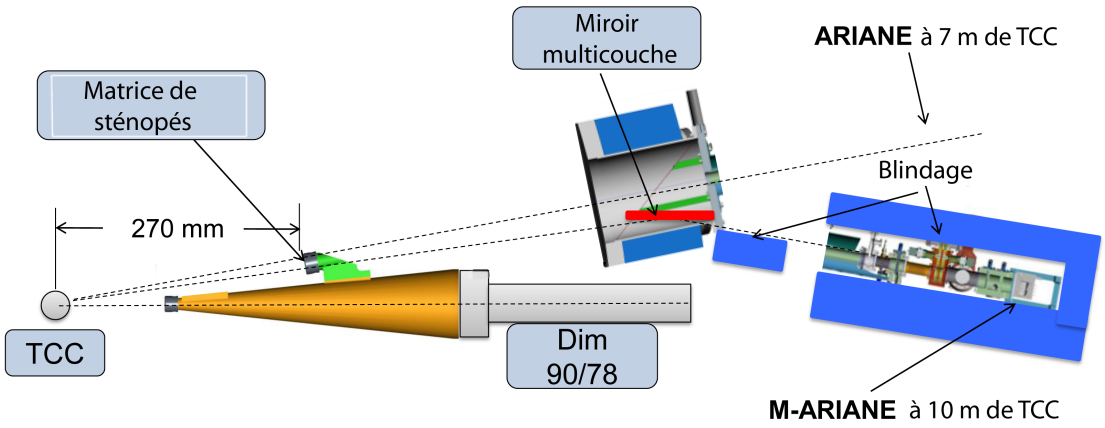


FIGURE *5.4 – Schéma du diagnostic NIF (m-)Ariane.*

5.2.2 IXDCM2t

L'imagerie des déformations du microballon pendant l'implosion pourra aussi être faite sur le LMJ avec un **i**mageur **X** **d**urs à **c**hamp **m**oyen résolu spatialement dans **2** dimensions et résolu **t**emporellement (IXDCM2t) [51]. Cet imageur est une réplique du précédent avec des sténopés en lieu et place des lentilles réfractives. Il est lui aussi constitué de 13 voies de mesure :

- huit de ces voies sont constituées d'un filtre et d'un miroir torique produisant une image sur une partie de la photocathode de la CII de l'imageur,
- quatre voies sont constituées d'un filtre et d'un sténopé produisant une image sur une partie de la photocathode de la CII,
- la dernière voie est une voie à miroir torique faisant l'image sur une CID.

La répartition de ces voies dans l'espace est présentée figure 5.5. Cet imageur travaillera à courte frontale pour compenser l'ouverture des sténopés. Les optiques utilisées dans IXDCM2t permettent d'obtenir une résolution spatiale d'environ 30 µm et une gamme spectrale étendue de 0,5 à 15,0 keV grâce aux sténopés.

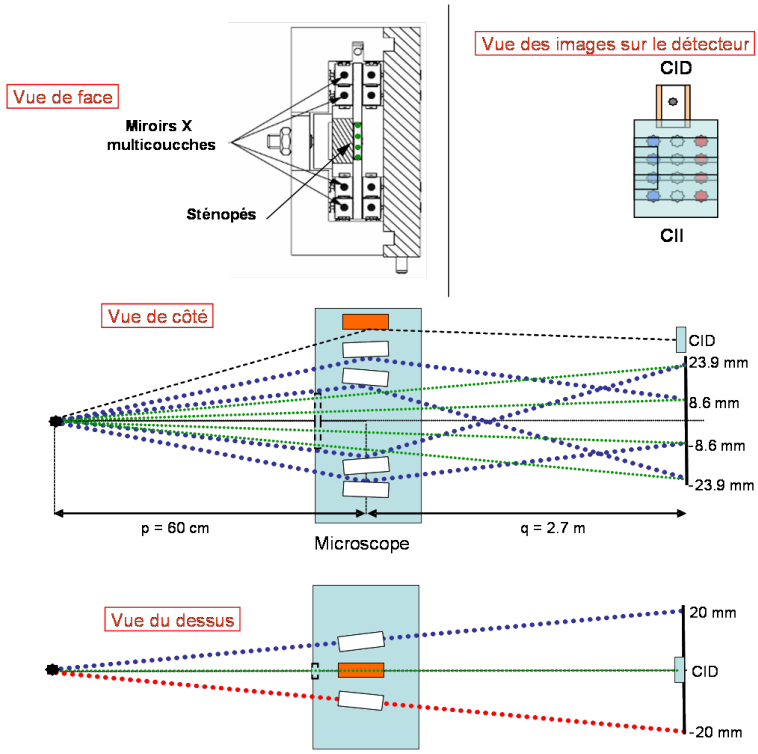


FIGURE 5.5 – *Schéma de principe des voies du diagnostic IXDCM2t.*

5.2.3 IXDGC2t

Un autre imageur pouvant servir aux mesures de symétrie d'implosion sur LMJ est un **i**mageur **X** **d**urs à **g**rand **c**hamp résolu spatialement dans **2** dimension et résolu **t**emporellement (IXDGC2t) [51]. Ce diagnostic permettra de mesurer la répartition des tâches focales dans la cavité et de décomposer les déformations du microballon sur les bas modes des polynômes de Legendre. Pour obtenir un grand champ objet des lentilles réfractives ont été employées. IXDGC2t est constitué de 13 voies de mesure :

- huit de ces voies sont constituées d'un filtre et d'un miroir torique produisant une image sur une partie de la photocathode de la CII de l'imageur,
- quatre voies sont constituées d'un filtre et d'une lentille réfractive à bulles produisant une image sur une partie de la photocathode de la CII,
- la dernière voie est une voie à miroir torique faisant l'image sur une CID.

Ces voies sont disposées dans l'espace de la même manière que pour IXDCM2t : les sténopés sont remplacés par des lentilles à bulles. Les voies à miroir [2] permettent d'obtenir des images ayant une résolution de 150 µm dans un champ de 15 mm et de 100 µm dans un champ de 10 mm. Les voies à lentille permettent, elles, d'obtenir des résolutions de 150 µm dans ces champs. Les miroirs d'IXDGC2t ont été recouvert d'un traitement multicouche

2. Un seul miroir : les aberrations non corrigées.

travaillant à 0,7 °. Les voies à miroirs sont réflectives sur une gamme spectrale s'étendant de 0,5 à 10,0 keV. Les lentilles réfractives sont dimensionnées pour travailler dans une gamme spectrale s'étendant de 6 à 15 keV.

5.3 Diagnostic de mesure des ruptures de symétrie de faible longueur d'onde : Chandra

Aucun des diagnostics présentés précédemment ne permet d'observer le microballon avec une résolution suffisante pour mesurer la croissance d'instabilités hydrodynamiques à la surface de celui-ci (cf. paragraphe 1.2.2). Des diagnostics supplémentaires sont donc à l'étude pour le NIF. Le candidat le plus sérieux est Chandra [78], dont le schéma de principe est présenté figure 5.6. Il s'agit d'un diagnostic à très haute résolution ($\simeq 2$ µm) dont le microscope est de type Kirkpatrick-Baez avec plusieurs voies d'imagerie. Il serait utilisé avec une CII ou un analyseur optique plus évolué de type DIXI [79].

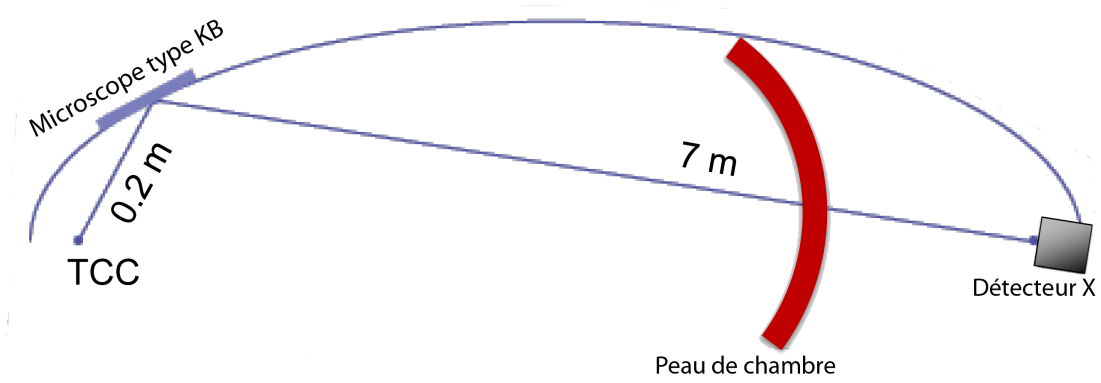


FIGURE *5.6 – Schéma de principe du diagnostic NIF Chandra.*

5.4 Résumé des performances des diagnostics

Les performances des diagnostics présentés précédemment ainsi que notre imageur idéal sont résumées tableau 5.1. Chandra n'y figure pas puisqu'aucun prototype de ce diagnostic n'a encore été fabriqué.

Il apparait à la lecture du tableau 5.1 qu'aucun diagnostic NIF ou LMJ existant n'est en mesure d'imager le développement d'instabilités hydrodynamiques de faible longueur d'onde puisqu'aucun n'a une résolution inférieure à 10 µm (cf. paragraphe 1.2.2). Cela

Imageur	1D / 2D	Résolution spatiale (µm)	Résolution temporelle (ps)	Champ (diamètre en mm)	Gamme spectrale (keV)
IXDGC1t	1D	50/150	12	3/15	0,5 - 15
IXMCM1t	1D	30/50	12	5/15	0,05 - 2
IXDGC2t (miroirs)	2D	150	100	15	0,5 - 10,0
IXDGC2t (lentilles)	2D	150	100	15	6 - 15,0
IXDCM2t	2D	30	100	3	0,5 - 15,0
SXD	1D	10	25	2	limité par le tube CBF
GXD	2D	>12	50 - 100	6	limité par le tube CII
Ariane	2D	>15	50 - 100	4	limité par le tube CII
Idéal	2D	<5	–	0,5	1 - 20

TABLE *5.1 – Résumé des performances spatiales, temporelles et spectrales des imageurs NIF et LMJ.*

tient en partie au fait qu'aucun de ces imageurs n'a de système optique permettant une résolution suffisante.

Pour concevoir l'imageur dont cette thèse fait l'objet nous nous sommes tourné vers le principe du microscope dit pseudo-Wolter présenté paragraphe 3.4.4.2. Nous avons commencé par l'étude et l'optimisation d'un diagnostic préexistant : HRXI.

Troisième partie

EHRXI, un diagnostic pour l'imagerie de source plasma laser de faible intensité

Chapitre 6

Étude et optimisation d'EHRXI

6.1 Étude d'HRXI, un diagnostic existant

Philippe Troussel et son équipe [53] ont conçu pour des expériences plasma un microscope à haute résolution initialement appelé BIMITOX [35] (BI-MIroir TOrique pour l'imagerie X). Celui-ci était utilisé pour des expériences d'observation d'instabilités hydrodynamiques de Rayleigh-Taylor [80, 81] avec un grandissement 40 et une caméra CCD. Il fut ensuite utilisé avec une CBF sur le laser Phébus puis sur Omega à Rochester (USA) pour devenir le diagnostic HRXI [82](High Resolution X-ray Imaging).

Les expériences menées par J.-L. Bourgade et son équipe avaient montré alors qu'HRXI permettait d'obtenir une image X dans un champ de 1 mm par 1 mm avec une résolution de 5 µm. Le champ d'imagerie réel d'HRXI est bien supérieur à 1 mm par 1 mm mais lorsque l'on s'écarte d'avantage du centre champ, des aberrations importantes apparaissent notamment l'astigmatisme et la distorsion comme illustré sur l'image faite d'une grille avec HRXI par radiographie présentée figure 6.1. Les miroirs d'HRXI était recouvert d'un dépôt de nickel leur conférant une réflectivité de 0,65 entre quelques 100 eV et 6 keV.

Ce diagnostic a servi de point de départ pour les études d'optimisation d'imageurs X haute résolution destinés au projet LMJ.

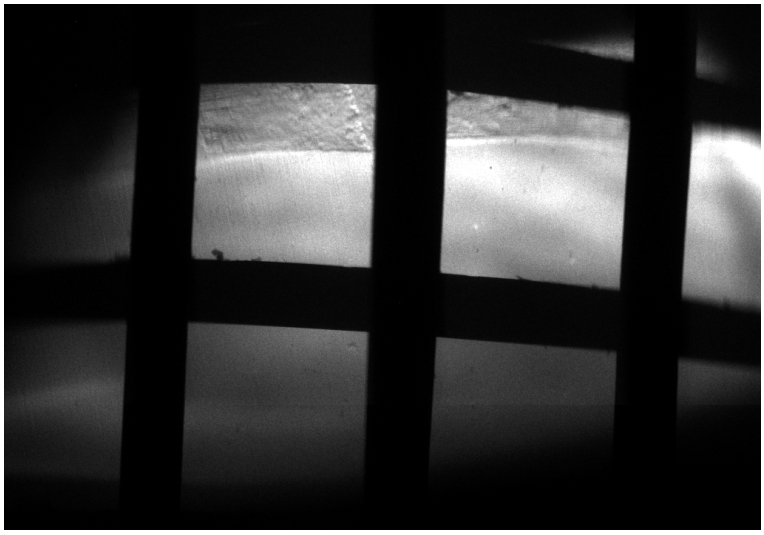


FIGURE *6.1 – Image de grille obtenue par radiographie avec EHRXI. Paramètres de la grille : période 1 mm, fils d'épaisseurs 100* µm*. Une dégradation asymétrique de la résolution est observée en s'éloignant de la zone de meilleure résolution (astigmatisme) ainsi qu'une déformation de la grille sur les bords (distorsion).*

6.1.1 Principes de conception d'HRXI

6.1.1.1 Aspects spatiaux

Le principe d'imagerie qui avait été choisi à la conception d'HRXI s'inspirait des microscopes de Kirkpatrick-Baez [32] (KB) et de Wolter [83]. Le microscope de Kirkpatrick-Baez utilise deux miroirs cylindriques croisés pour focaliser les rayons X dans les directions sagittale et tangentielle. Celui de Wolter utilise le principe de conjugaison des focales des coniques (tout rayon issu d'un point focal se reflétant sur la conique passe par le second point focal). Pour gagner en compacité, les miroirs cylindriques croisés ont été remplacés par des miroirs toriques. En effet, une surface torique présente deux rayons de courbures différents selon le plan d'incidence des rayons et est géométriquement proche d'une conique.

Le problème principal d'un système torique est la coma (cf. paragraphe 3.3.1.3). Pour réduire l'importance de celle-ci, il est nécessaire de respecter la condition des sinus d'Abbe. Cette condition peut s'énoncer ainsi : "les sinus des angles de sortie se doivent d'être proportionnels aux sinus des angles d'incidence". Soit :

$$\frac{sin(\alpha)}{sin(\alpha')} = \frac{sin(A)}{sin(A')}$$

Où α, α', A et A' sont les angles représentés sur la figure 6.2.

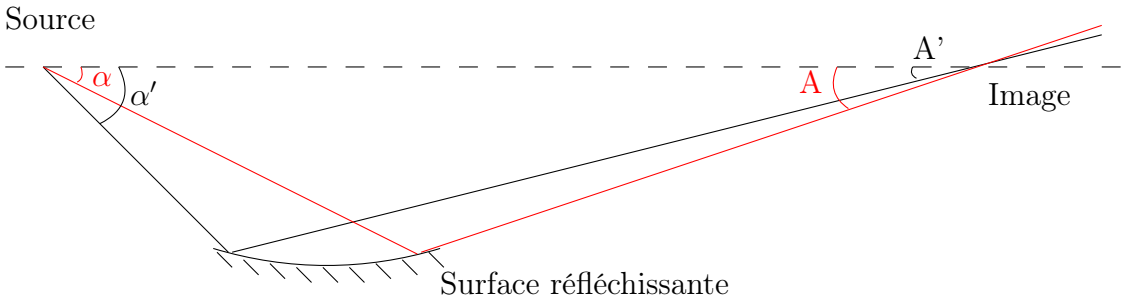


FIGURE *6.2 – Les angles de la condition des sinus d'Abbe.*

Avec un seul miroir, les angles A et α varient en sens inverse. On observe qu'avec deux surfaces réfléchissantes les angles A et α varient dans le même sens. L'exactitude de proportionnalité entre ces variations dépendra de la forme des miroirs. HRXI utilise donc deux miroirs toriques pour la focalisation.

Les plasmas pour lesquels était dimensionné HRXI étaient moins intenses que ceux qui seront générés par le LMJ. Ils émettaient peu de de rayons X. Afin de maximiser le flux de rayon X entrant dans l'ouverture du diagnostic et de pouvoir travailler à un grandissement supérieur à 10, une distance frontale faible avait été choisie. Parmi les objectifs fixés on trouvait :

- une distance objet-image de 4000 mm pour tenir compte des spécifications d'encombrement d'OMEGA sur lequel HRXI a été implanté,
- un grandissement de plus de 10 pour s'affranchir de la résolution de l'analyseur optique utilisé.

Ces caractéristiques nous donnent les focales des miroirs toriques. En effet on peut montrer que les focales des miroirs s'écrivent en fonction de l'angle de rasance des rayons X incidents θ :

$$f_s = \frac{R_s}{2sin(\theta)} \tag{6.1}$$

$$\text{et, } f_t = \frac{R_t.sin(\theta)}{2} \tag{6.2}$$

où $f_{s/t}$ est la focale sagittale / tangentielle d'un miroir et $R_{s/t}$ son rayon de courbure sagittal / tangentiel. En considérant les miroirs comme des lentilles minces, on obtient la

focale totale, f_T, de l'ensemble des deux miroirs :

$$\begin{cases} \frac{1}{p} + \frac{1}{q} & = \frac{1}{f_T} \\ p + q & = 4000 \\ G = \frac{q}{p} & = 15 \end{cases}$$

$$\text{On obtient : } \begin{cases} q = 3750 \text{ mm} \\ p = 250 \text{ mm} \\ f_T = 234,375 \text{ mm} \end{cases}$$

Dans l'approximation des lentilles minces (distance e entre deux miroirs identiques très inférieure à la somme de leur focale, f), on a :

$$f_T = \frac{f^2}{2f + e}$$

Pour deux miroirs idéaux séparés de 44 mm :

$$f = f_s = f_t = 468,75 \text{ mm}$$

$$\text{Soit : } \begin{cases} R_t = 89529 \text{ mm} \\ R_s = 9,81 \text{ mm} \end{cases}$$

Des simulations réalisées avec un code de tracé de rayons ont montré qu'il est avantageux d'utiliser deux miroirs de rayons de courbure différents. La mesure des rayons de courbure réels est donnée tableau 6.1.

	Miroir 1	Miroir2
R_t	85000 mm	88310 mm
R_s	9,1836 mm	9,1836 mm
Dimensions	48×20 mm	34×20 mm
e	44 mm	
f_T	233,33 mm	

TABLE *6.1 – Caractéristiques géométriques des miroirs d'HRXI.*

6.1.1.2 Aspect spectral

HRXI était originellement destiné à être utilisé sur le laser Phébus. L'énergie des photons sources était alors comprise entre 0,1 et 6,0 keV. Pour obtenir une bonne réflectivité sur de si "faibles" énergies un miroir simple en incidence rasante suffisait (cf. paragraphe 3.4.4.2.1).

Les miroirs toriques d'HRXI avaient été recouverts d'un dépôt de nickel pour obtenir une réflectivité totale jusqu'à 6 keV à un angle inférieur ou égal à 0,6 ° . Cette configuration donne la réflectivité présentée figure 6.3 pour chaque miroir.

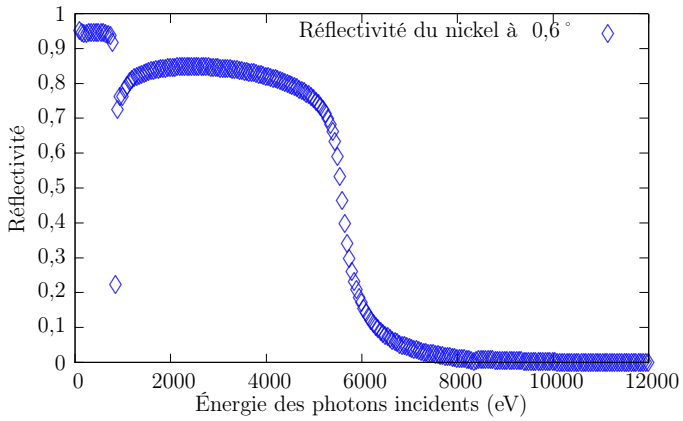


FIGURE *6.3 – Réflectivité totale des miroirs en nickel d'HRXI en fonction de l'énergie des rayons X incidents à un angle de rasance de 0,6 ° .*

6.1.1.3 Système d'alignement

Afin de positionner correctement le microscope dans une expérience, il est nécessaire d'utiliser des références de positionnement appelées système d'alignement.

Le système d'alignement d'HRXI modifié pour les expériences à Rochester est représenté sur la figure 6.4. Il intègre une source de lumière visible composée de :

- une diode laser verte,
- une mire en forme de croix,
- une lentille faisant l'image de la mire au centre de la cible,
- une lame séparatrice,
- un miroir de renvoi vers le détecteur,
- une lentille faisant l'image de la mire au centre du plan image.

Ce système projette des croix vertes à l'avant et à l'arrière du microscope. On règle alors les focales des optiques du système de façon à obtenir les croix nettes aux bonnes longueurs de tirage objet et image correspondantes au grandissement désiré.

Ce système doit être réglé avant les expériences laser dans les conditions de tirage objet et image nominales. La première partie de ce réglage se résume en quelques étapes :

- on fait entrer un faisceau laser rouge par le collimateur d'entrée du microscope pour trouver la conjugaison de deux points dans le plan objet et dans le plan image,
- on minimise les dissymétries de la tâche rouge observée dans le plan image en changeant l'angle d'incidence du faisceau rouge,

– on allume la diode verte du système d'alignement intégré à EHRXI,

– on centre les croix projetées dans le plan image et le plan objet sur les tâches rouges.

Cette opération dite de préalignement est illustrée figure 6.5. Le reste de l'alignement se fait sous X : HRXI est utilisé pour radiographier un objet et on localise le centre du champ objet (défini par un point de meilleure résolution) et celui du champ image (le conjugué du centre du champ objet). On repère leurs positions dans le plan par rapport aux croix précédemment réglées et on déplace ces dernières pour les superposer aux centres objet et image.

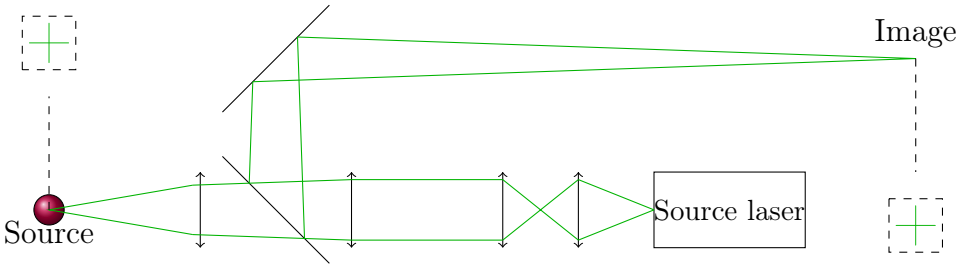


FIGURE *6.4 – Schéma de principe du système d'alignement d'HRXI.*

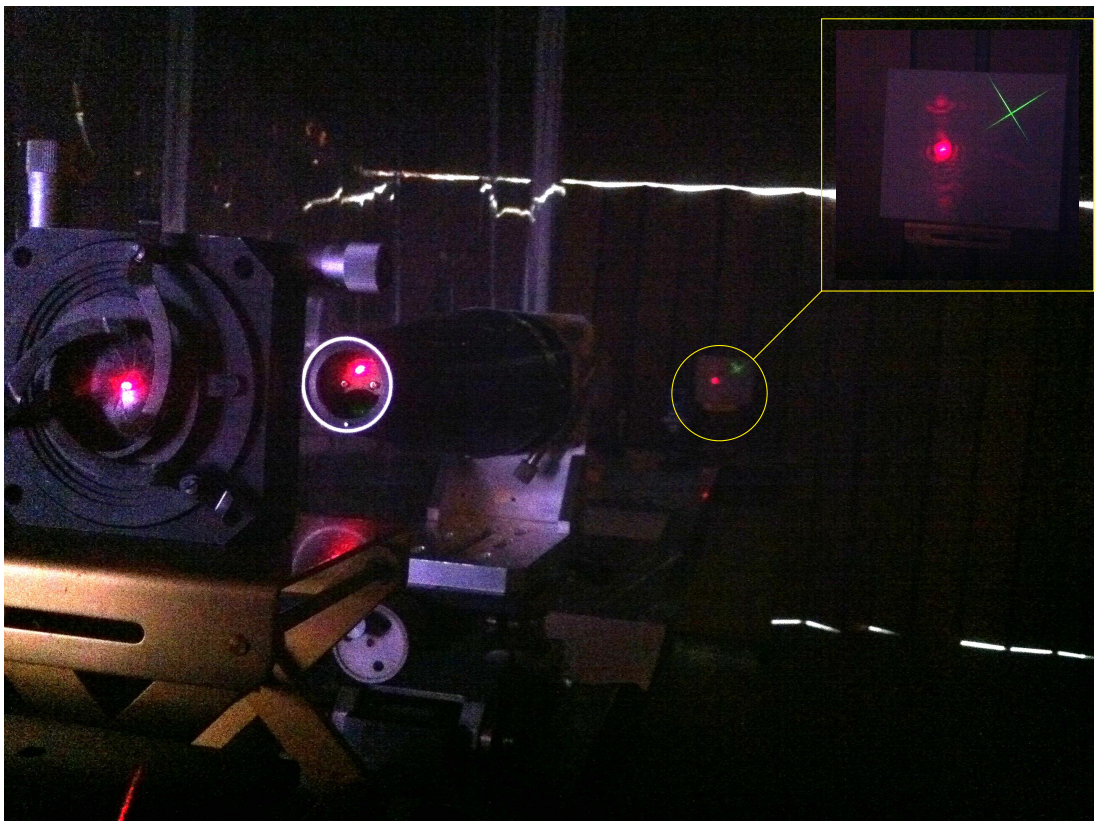


FIGURE *6.5 – EHRXI dans son banc de préalignement à l'air.*

6.2 Optimisation d'HRXI : projet EHRXI

6.2.1 Extension de la bande spectrale d'HRXI

Comme nous l'avons vu au 2.1, dans notre cas, l'imagerie du microballon se fera par radiographie. Les cibles solides utilisées pour produire la source de radiographie peuvent être de différents matériaux en fonction des conditions expérimentales. Les spectres sources seront donc multiples. Pour obtenir un imageur prêt pour le LMJ, il faut soit :

- obtenir une bande passante étroite adaptable à chaque cible avec des miroirs interchangeables ou mobiles,
- ou obtenir une bande passante large permettant de réfléchir l'ensemble des sources utilisables.

Positionner deux miroirs toriques de façon à obtenir un microscope haute résolution requiert des précisions sur le positionnement des optiques de l'ordre de la dizaine de microns et des procédures d'alignement contraignantes : nous avons choisi la seconde solution.

Nous avons remplacé les miroirs d'HRXI par des miroirs en Zérodur recouverts d'un dépôt large bande (cf. 3.4.4.2.3) dont une représentation graphique est montrée figure 6.6.

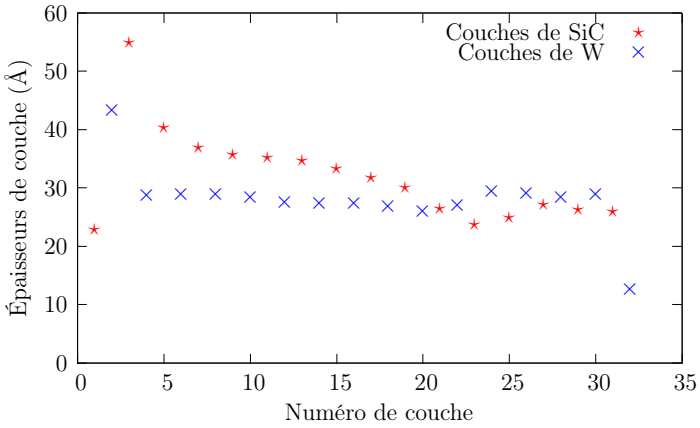


FIGURE *6.6 – Evolution des épaisseurs des couches de SiC (en rouge) et de W (en bleu) en fonction du numéro de la couche. La couche n° 1 est à l'interface entre le dépôt et l'air, la couche n° 32 est à l'interface entre le dépôt et le substrat.*

Des études préparant les diagnostics LMJ ayant été déjà menées, nous avons utilisé le dépôt réalisé par H. Maury [84] à 0,6 ° au lieu de 0,7 ° . Ce dépôt multicouche apériodique en W/Si devait nous permettre d'obtenir une réflexion supérieure à 30 % sur la bande 1 - 10 keV. Le changement d'angle devait ajouter un rebond de réflectivité de 10 à 12 keV, comme montré figure 6.7. Ceci n'est pas suffisant pour couvrir l'ensemble des spectres de radiographie utilisables sur le LMJ, mais il s'agissait de la première utilisation d'un tel dépôt pour des expériences de microscopie de plasma. L'objectif du développement

d'EHRXI étant de se confronter avec les problèmes pouvant survenir dans la conception et la réalisation d'un imageur LMJ, nous avons choisi ce dépôt pour limiter les sources d'erreur.

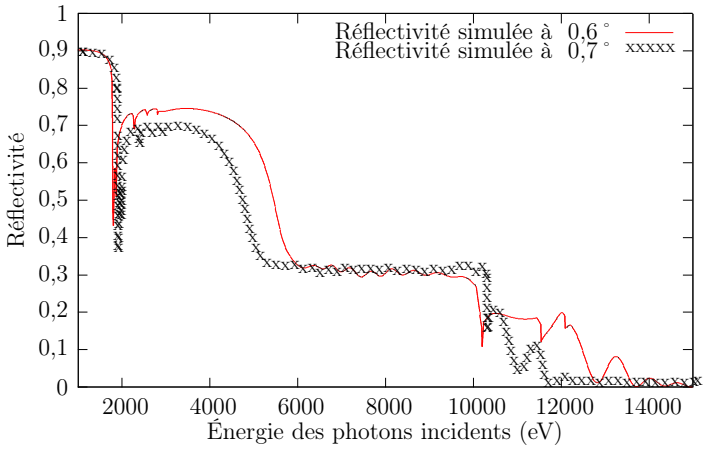


FIGURE *6.7 – Réflectivité simulée du dépôt réalisé par H. Maury et F. Bridou.*

6.2.2 Métrologie des miroirs d'EHRXI sur synchrotron

Avant de pouvoir intégrer les nouveaux miroirs d'EHRXI dans la mécanique, nous avons qualifié leur réflectivité sur la ligne de métrologie X du Physikalische Technische Bundesanstalt (PTB) du synchrotron BESSY II de Berlin. La réflectivité de chacun des deux miroirs d'EHRXI a été mesurée ainsi que celle d'un miroir témoin sur lequel le LCFIO a déposé un échantillon du traitement des miroirs toriques d'EHRXI. Ce miroir témoin servira au fil des années à estimer le vieillissement du dépôt. Le miroir témoin est un disque de 25 mm de diamètre pour 5 mm d'épaisseur de SiO_2. Les trois miroirs sont présentés dans leur support sur la figure 6.8

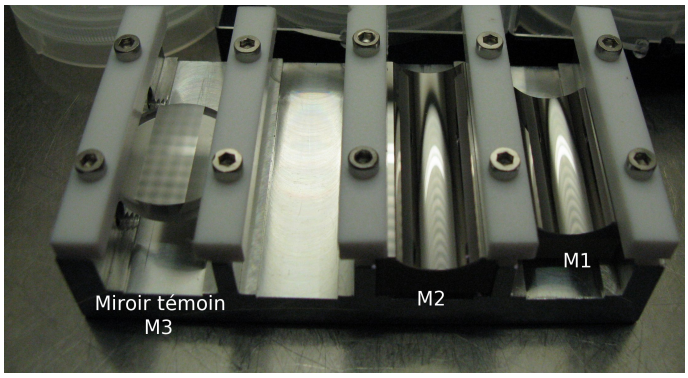


FIGURE *6.8 – Photographie des trois miroirs testés dans leur support. M1 et M2 sont les miroirs toriques d'EHRXI et M3 le miroir témoin*

6.2.2.1 Conditions expérimentales

6.2.2.1.1 La ligne FCM de métrologie X au PTB

La ligne X durs FCM de métrologie X du PTB est équipée d'un monochromateur 4 cristaux. Elle couvre le domaine spectral [1,8 keV - 11 keV]. La résolution intrinsèque du monochromateur est de 250 meV. Le goniomètre dans lequel ont été placés les miroirs possède des mouvements de rotation de l'échantillon et du détecteur, dont les résolutions angulaires sont de 0,001 $^\circ$.

6.2.2.1.2 Principes de mesures

Le principe de la mesure de réflectivité des miroirs dépend de l'énergie à laquelle la mesure s'effectue. On distinguera deux cas :

- les mesures en dessous de 3 keV,
- et celles au-dessus de 3 keV.

Cette distinction est due à l'impossibilité d'intercaler dans le faisceau une diode silicium en transmission pour les rayons X de faible énergie ($<$ 3keV).

Le schéma de principe de la mesure est présenté sur la figure 6.9.

6.2.2.2 Mesures en dessous de 3 keV

Les mesures de réflectivité en dessous de 3 keV se déroulent en plusieurs temps :

1. on mesure un courant de référence d'une diode en silicium (i_{d1}) et le courant synchrotron ou courant machine (i_{d0}),
2. on intercale le miroir et on refait la mesure du courant de la diode (i_{r1}) et du courant synchrotron (i_{r0}).

Le bruit de fond des diodes étant négligeable, la réflectivité est donnée par :

$$R = \frac{\left(\frac{i_{r1}}{i_{r0}}\right)}{\left(\frac{i_{d1}}{i_{d0}}\right)}$$

6.2.2.3 Mesures au-dessus de 3 keV

La mesure de réflectivité, pour les énergies supérieures à 3 keV, se déroule aussi en plusieurs temps :

1. on mesure le courant (i_{d0}) correspondant au faisceau direct sur une diode silicium (1) et le courant sur une photodiode en silicium (2) placée en amont qui opère en

transmission. Cette dernière mesure un courant localement proportionnel au courant synchrotron (i_{t0}) au point de la mesure.

2. l'échantillon est placé dans le faisceau. Le faisceau réfléchi (i_{r1}), ainsi que le courant (i_{t1}) de la diode opérant en transmission sont alors enregistrés.

Le schéma de principe de la mesure est présenté sur la figure 6.9.

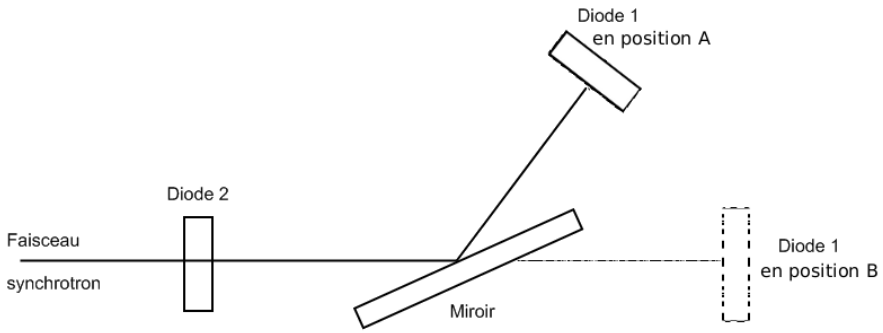


FIGURE *6.9 – Schéma de principe de la mesure de réflectivité X d'un miroir sur la ligne métrologie du PTB. Pour des énergies de plus de 3 keV, la diode 1 est placée en position A, en dessous de 3* keV *celle-ci est placée en position B et la diode 2 est enlevée.*

En se plaçant dans un domaine pour lequel le bruit de fond des diodes est négligeable devant la mesure ($E < 11$keV), la réflectivité absolue est calculée comme le rapport du faisceau réfléchi au faisceau direct, tous deux normalisés par le courant mesuré sur la photodiode 2.

$$R = \frac{\left(\frac{i_{r1}}{i_{t1}}\right)}{\left(\frac{i_{d0}}{i_{t0}}\right)}$$

6.2.2.3.1 Balayages en énergie

La fente de collimation utilisée pour toutes les mesures a une hauteur de 150 µm et une largeur de 2 mm. Ceci permet d'avoir une longueur du miroir éclairée de 14,32 mm.

Nous avons effectué les balayages en énergie avec les pas donnés dans le tableau 6.2 pour retrouver les réflectivités théoriques en fonction de l'énergie présentées figure 6.10. Nous avons diminué le pas de balayages autour de la discontinuité de réflectivité afin de mieux décrire celle-ci.

Nous avons choisi d'effectuer les balayages à trois angles donnés :
- 0,6 ° puisque c'est l'angle auquel ces dépôts seront utilisés dans EHRXI,
- 0,7 ° puisqu'il s'agissait de l'angle initial utilisé dans le calcul de ce dépôt par H. Maury,

– 0,5 ° pour explorer le comportement du dépôt (et surtout du second plateau de réflectivité) à un angle plus faible encore.

	M1			M2			M3		
	0,5 °	0,6 °	0,7 °	0,5 °	0,6 °	0,7 °	0,5 °	0,6 °	0,7 °
1,75 - 3 keV	n/a	50 eV	n/a	n/a	50 eV	n/a	n/a	n/a	n/a
3 - 10 keV	50 eV	50 eV	50 eV	50 eV	50 eV	50 eV	n/a	50 eV	50 eV
10,1 - 11 keV	10 eV	10 eV	10 eV	10 eV	10 eV	10 eV	n/a	10 eV	10 eV

TABLE *6.2 – Pas employés pour les balayages en énergie pour chaque miroir.*

Remarques :

– Le miroir M3 présente une longueur apparente vue de la fente de 220 µm à 0,5 °. Un balayage en énergie de ce miroir à 0,5 ° aurait nécessité une fente en bout de ligne plus fine. Il aurait été impossible de maintenir un alignement stable entre le faisceau et la fente pendant toute la mesure en raison des déformations thermiques du monochromateur de la ligne.

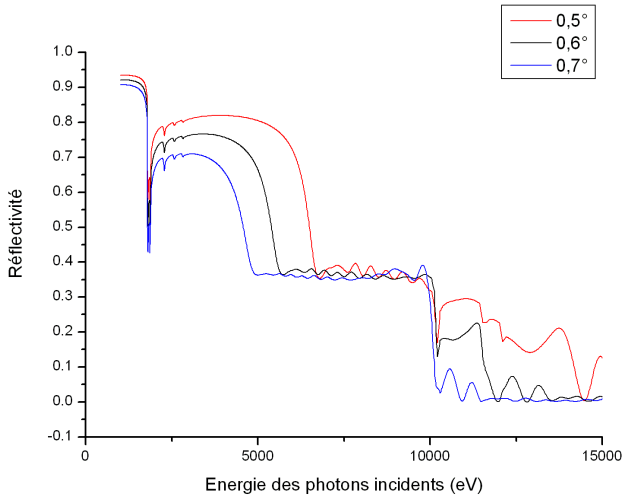


FIGURE *6.10 – Réflectivités théoriques du traitement multicouche à 0,5 °, 0,6 ° et 0,7 ° en fonction de l'énergie.*

Les mesures des réflectivités des miroirs en fonction de l'énergie sont présentées sur les figures 6.11, 6.12 et 6.13.

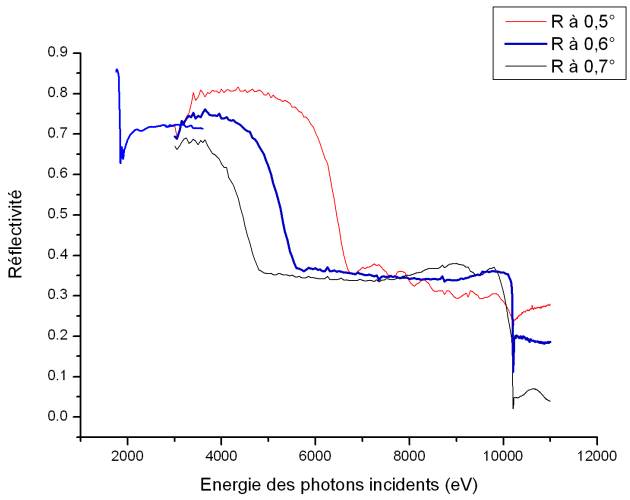


FIGURE *6.11 – Réflectivités mesurées du traitement multicouche du miroir M1 en fonction de l'énergie à 0,5 °, 0,6 ° et 0,7 °.*

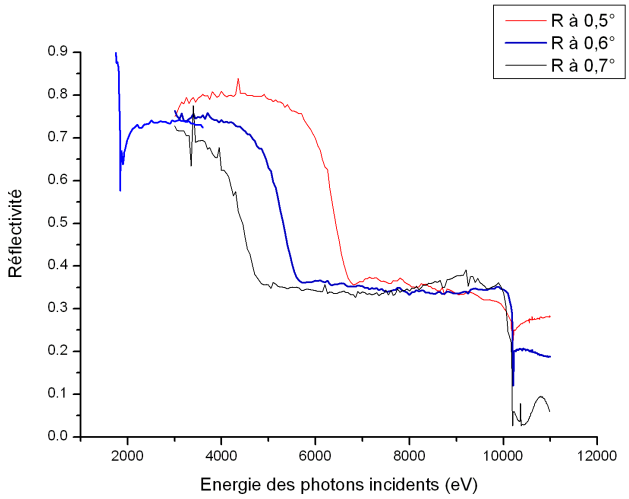


FIGURE *6.12 – Réflectivités mesurées du traitement multicouche du miroir M2 en fonction de l'énergie à 0,5 °, 0,6 ° et 0,7 °.*

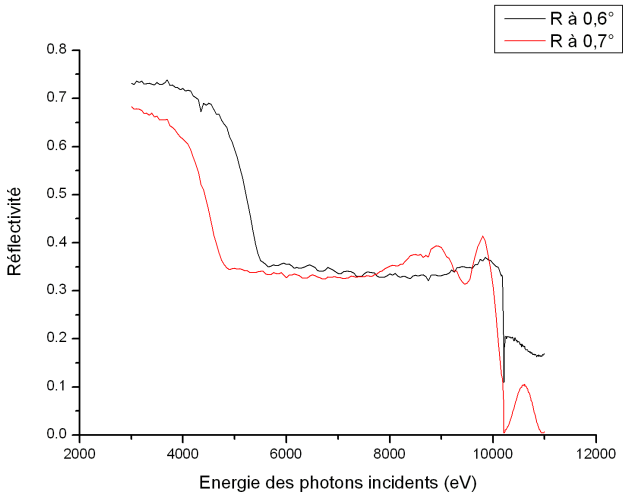


FIGURE *6.13 – Réflectivités mesurées du traitement multicouche du miroir M3 en fonction de l'énergie à 0,6 ° et 0,7 °.*

6.2.2.4 Analyse des résultats

Les différentes réponses spectrales mesurées à 0,6 ° des dépôts des miroirs M1, M2 et M3 sont superposées sur la figure 6.14. On note que la réponse spectrale est plane à 35 % entre 6 et 10 keV, conformément à ce que nous attendions. On note une très bonne reproductibilité des dépôts.

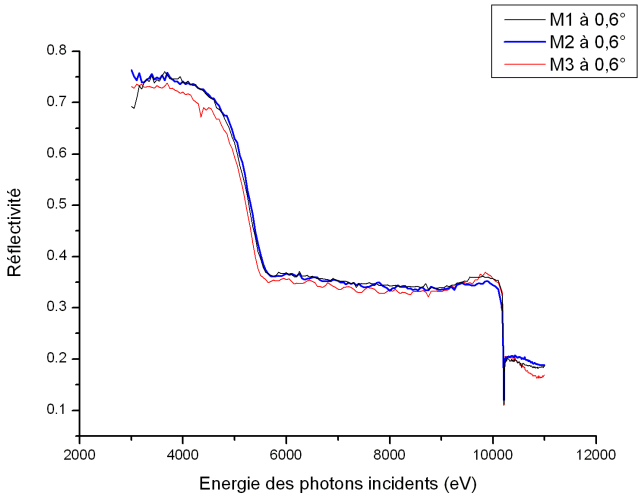


FIGURE *6.14 – Comparaison des réponses spectrales des 3 miroirs à 0,6 °.*

Nous avons reporté sur la figure 6.15 la réponse spectrale du traitement théorique

(courbe bleue), la réponse spectrale mesurée du traitement du miroir M1 (courbe noire) à 0,6 °. On note un bon accord global entre la réponse spectrale du traitement théorique et la réponse spectrale mesurée du traitement du miroir M1 avec toutefois de petites différences. Celles-ci ont pu être corrigées *a posteriori* par le LCFIO. Le LCFIO propose les corrections suivantes :

- Prise en compte des variations des indices optiques des matériaux déposés par rapport aux données tabulées (tables de Henke). Ces variations ont été mises en évidence par Hélène Maury et Françoise Bridou [84]. Il a donc fallu corriger les valeurs de δ et β des indices des matériaux ($n = 1 - \delta + i\beta$) en les multipliant par les facteurs donnés dans le tableau 6.3.
- Augmentation de la couche de surface à cause de la pollution par diffusion : celle-ci grossit de 2,3 à 2,8 nm.
- Les rugosités interfaciales entre les couches ont par ailleurs pu être estimées à 0,498 nm.

Tous ces paramètres pris en compte, nous avons pu corriger le traitement théorique grâce au logiciel IMD de D. Windt (seul logiciel permettant de modifier et les indices optiques et les rugosités interfaciales d'un dépôt). La réponse spectrale de ce traitement théorique corrigé est présentée en rouge sur la figure 6.15.

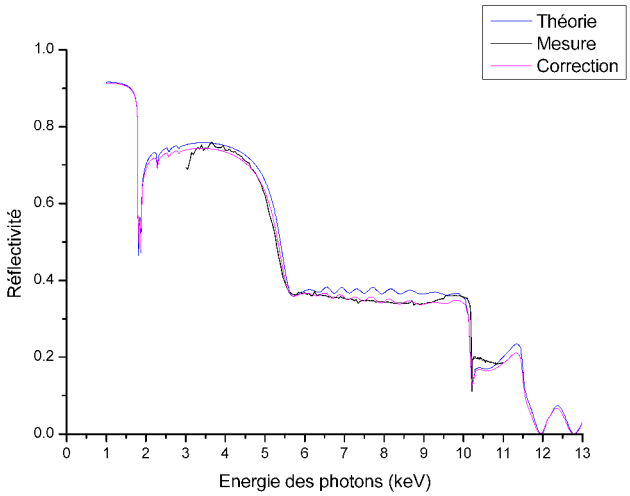


FIGURE *6.15 – Comparaison des réponses spectrales du miroir M1 à 0,6 °. En bleu : réflectivité théorique du traitement initial ; en noir : réflectivité mesurée ; en rouge : réflectivité théorique du traitement une fois les corrections proposées par le LCFIO apportées.*

	δ	β	Rugosité
W	0,975	1,032	4,98Å
SiC	0,984	1,3	4,98Å

TABLE *6.3 – Coefficients correctifs des indices optiques tabulés et rugosités estimées.*

6.2.2.5 Conclusion

La réflectivité de 35 % que nous avons mesurée sur la bande [6 keV - 10 keV] est particulièrement plane spectralement et ne souffre quasiment pas d'oscillations. Ceci démontre l'expertise de notre partenaire l'Institut d'Optique en matière de calibration et de dépôt des traitements multicouches.

La réflectivité des miroirs d'EHRXI étant qualifiée, nous avons pu faire monter ceux-ci dans la mécanique du microscope. Cette opération est réalisée par la société Winlight X qui s'est occupée du polissage des miroirs.

6.2.3 Caractérisation spatiale du nouveau système sur un générateur X continu

Les performances optiques du microscope modifié ont été mesurées sur un générateur continu X de type Riber. Le générateur était utilisé avec une tension filament-anode de 15 kV et une émission filament de 15 mA. L'anode utilisée est en cuivre. Le spectre des rayons X émis a une énergie moyenne de 2 keV. Le dispositif expérimental est celui montré sur la figure 6.16.

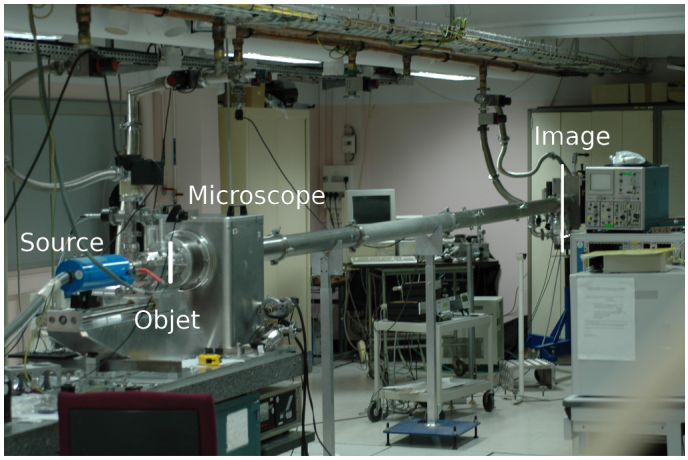


FIGURE *6.16 – Photo du montage expérimental utilisé pour qualifier spatialement EHRXI. EHRXI est placé sous vide dans une mécanique de support et fait la radiographie d'un objet sur une CCD. La source utilisée est un générateur X 15 kV.*

EHRXI image un bord franc constitué de deux feuilles croisées de nickel de 100 µm d'épaisseur. L'objectif est d'imager une source possédant une transition d'un niveau de blanc à un niveau de noir sur une distance la plus faible possible. La fonction de transfert modulation (cf. annexe B) du diagnostic est obtenue par le traitement de l'image enregistrée montrée figure 6.17 suivant :

- sélection d'une ligne de l'image contenant le bord [1] (cf. figure 6.18a),
- dérivée du profil obtenu,
- transformée de Fourier de la courbe obtenue (cf. figure 6.18b).

Nous avons choisi de prendre comme critère de résolution 50 % de la fonction de transfert de modulation soit une résolution à 70 %. La résolution mesurée d'EHRXI est de 4 µm au centre du champ.

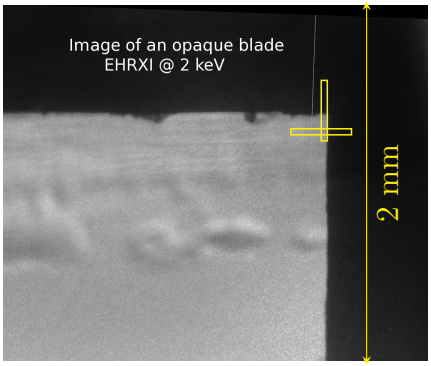
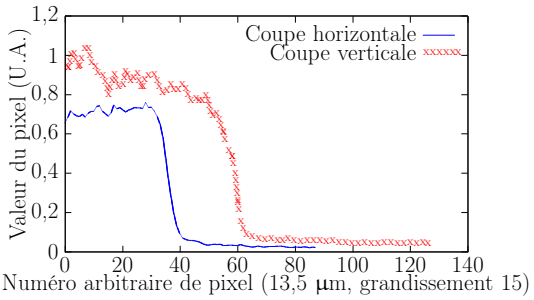
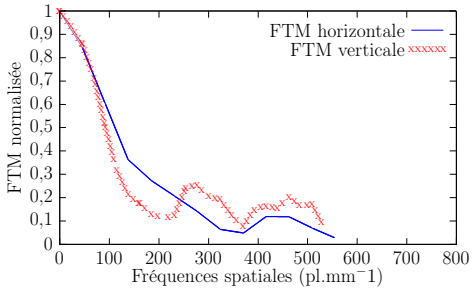


FIGURE 6.17 – *Image obtenue grâce au montage présenté figure 6.16. L'image montrée ici est corrigée de l'image de blanc et de l'image de noir et enregistrée avec un grandissement de 15. Les lignes et colonnes utilisées pour extraire les FTM sont encadrées en jaune.*



(a) Profils moyennés sur quelques ligne/colonnes tirés de l'image (proches du coin)



(b) Modules des transformées de Fourier des profils

FIGURE 6.18 – *Obtention de la fonction de transfert de modulation du diagnostic*

1. Ici, on a pris les lignes et colonnes immédiatement adjacentes au coin formé par les lames.

On notera toutefois deux défauts à la mesure :

- la pente de la FTM à fréquence nulle n'est pas nulle,
- la courbe de FTM présente des rebonds à hautes fréquences.

Ces défauts sur la FTM s'expliquent par des défauts de l'objet imagé. On observe deux types de défauts sur l'image :

- la partie "blanche" de l'image est inhomogène car la source RIBER n'est pas stable dans le temps,
- la transition entre les parties "noire" et blanche" présente des granulosités à cause des imperfections des lames de nickel utilisées.

Ces défauts conduisent à une légère surestimation de valeur de la résolution.

Enfin, on notera la très faible luminosité des parties noires de l'images. Cette faible luminosité n'est pas un signe de faible diffusion du traitement des miroirs contrairement à certains systèmes à miroirs classiques puisque la CCD et les miroirs sont séparés de 4 m.

Chapitre 7

Déploiement d'EHRXI sur ELFIE 100 TW au LULI

7.1 Introduction

En avril 2011, EHRXI a été déployé sur une campagne laser au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) sur l'une des deux installations [85] de ce laboratoire, ELFIE.

7.1.1 L'installation ELFIE 100 TW

L'installation ELFIE couple un espace expérimental à un système laser titane : saphir / verres mélangés. Quatre faisceaux laser sont disponibles sur l'installation :

- deux faisceaux ultra-intenses comprimés sous vide jusqu'à 20 J en typiquement 0,3 ps à 2ω,
- un faisceau non comprimé d'environ 80 J en 0,6 ns,
- un faisceau sonde de faible énergie : 100 mJ en 0,3 ps accordable en longueur d'onde (de 1 à 4ω).

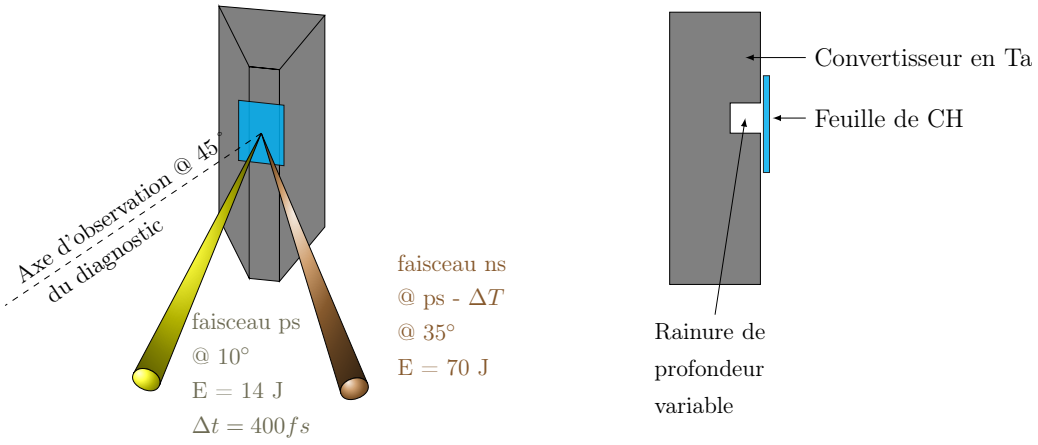
On appellera faisceau "ns" le faisceau non comprimé et faisceau "ps" les faisceaux comprimés.

Le taux de répétition est d'un tir toutes les 20 minutes.

7.1.2 Présentation de la campagne de génération d'X multi-MeV

L'objectif de la campagne [86, 87] était de quantifier le spectre et l'efficacité de la génération de sources X de très haute énergie (> 1 MeV) grâce à un laser.

Les cibles [1] étaient composées d'une feuille de plastique et d'un convertisseur trapézoïdal en tantale. La feuille de plastique était épaisse de 1 µm et le convertisseur en tantale de 3 mm. La feuille de plastique était collée sur une rainure dans le tantale de profondeur variable entre 0 et 700 µm. Deux faisceaux lasers étaient focalisés sur le centre de la feuille de plastique : le faisceau "ns" de l'installation et un des faisceaux "ps". Le faisceau ns était défocalisé pour obtenir un plasma étendu alors que le faisceau ps était focalisé sur la cible et déclenché avec un retard ΔT par rapport au faisceau ns. Cette configuration est présentée figure 7.1



(a) Vue en perspective *(b) Vue de profil*

FIGURE *7.1 – Schéma de la cible utilisée sur ELFIE 100 TW et des positions des faisceaux laser par rapport à celle-ci (hors échelle).*

Deux configurations de tirs ont été utilisées : l'une avec faisceau ns suivi du faisceau ps avec un retard variable et l'autre avec le faisceau ps seul. Le retard du faisceau ps sur le faisceau ns, le cas échéant, était réglé entre 0 et 3 ns. Les impulsions lasers étaient gaussiennes.

Phénoménologiquement, les X multi-MeV étaient générés selon le principe suivant :
- le faisceau ns crée un plasma explosé en impactant la feuille de plastique,
- le plasma se détend pendant un temps variable,
- le faisceau ps accélère des électrons par force pondéromotrice et les arrache au plasma de plastique,

1. D'autres cibles ont été tirées pendant cette campagne, mais elle ne généraient pas d'X dans notre bande spectrale dans notre axe de visée. Elles ne sont donc pas présentées ici.

– le faisceau d'électrons impacte le tantale et crée une source X de très haute énergie.

Les différentes configurations possibles permettaient la qualification spatiale et spectrale de la source X en fonction de deux paramètres :

– la distance entre le plasma de plastique et le convertisseur,

– le retard du faisceau ps sur le faisceau ns.

La variation de ces deux paramètres permettait d'accéder à différentes densités du plasma de plastique.

L'émission X dans le tantale se fait par bremsstrahlung, les rayons X sont donc émis de façon isotrope. Les électrons de haute énergie pénètrent plus loin dans le tantale : les rayons X de "basse énergie", c'est à dire dans notre bande passante, sont donc émis par la face avant [2].

Nous supposions en début de campagne que la taille de la source X en face avant serait comparable à la taille du faisceau d'électrons la générant. Ce faisceau d'électrons étant généré par le faisceau laser "ps", la tâche focale du faisceau "ps" a été mesurée par le LULI en début de campagne et est montrée figure 7.2. Elle mesure en moyenne 20 µm de diamètre à mi-hauteur.

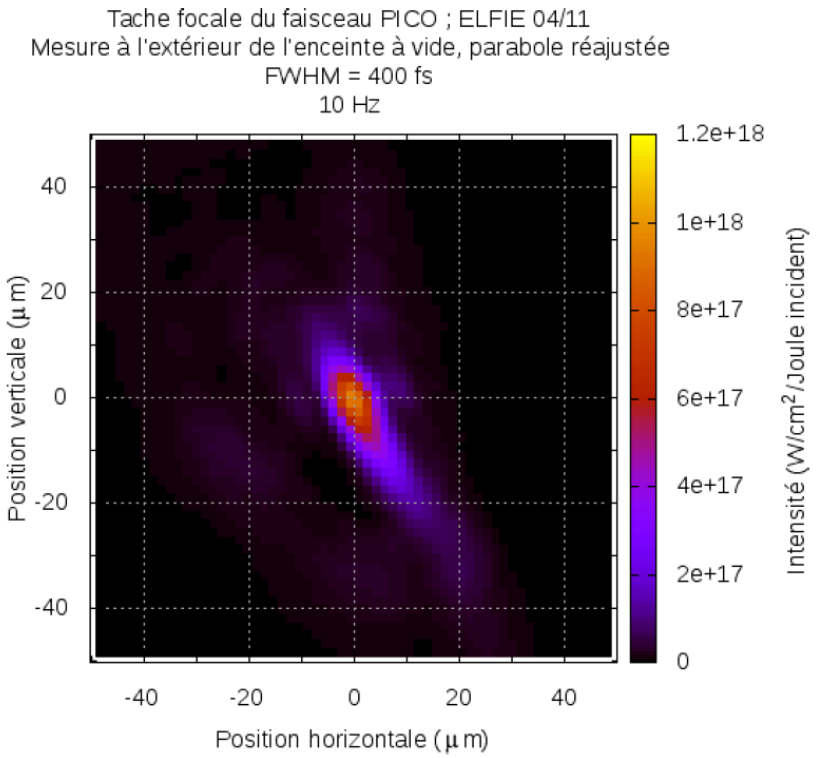


FIGURE *7.2 – Image CCD de la tâche focale du laser "*ps*" à grandissement 1.*

2. Du coté d'impact par les faisceaux lasers.

7.2 Montage expérimental

Pour cette campagne EHRXI a été utilisé avec comme A.O. un film photostimulable (IP Fuji MS : cf. [73]). La distance entre la cible et EHRXI était de 18,5 cm et celle entre EHRXI et l'IP de 4,4 m ainsi qu'illustré figure 7.4. L'encombrement de la salle d'expérience, dont un aperçu est donné figure 7.3, ne permettait pas de disposer d'un CCD comme détecteur. Les IP ont été relues avec un scanner BAS 7000 dont la taille de pixel pour la numérisation a été fixée à 50 µm. La numérisation des images a été faite après chaque tir. La résolution totale théorique R_T était donc la suivante :

$$R_T = \sqrt{R^2_{imageur} + \frac{R^2_{IP}}{G^2}} \simeq \sqrt{4^2 + \frac{50^2}{11,5^2}} \simeq 6 \text{ µm}$$

On notera enfin que :

- l'axe d'observation fait un angle de 45 ° par rapport à la normale à la cible (cf. figure 7.1),
- seul EHRXI fait l'image de la face avant de la cible : il sera difficile de comparer les images d'EHRXI avec celles des sténopés imageant la face arrière du convertisseur en tantale.
- EHRXI est filtré avec 10 µm de nickel

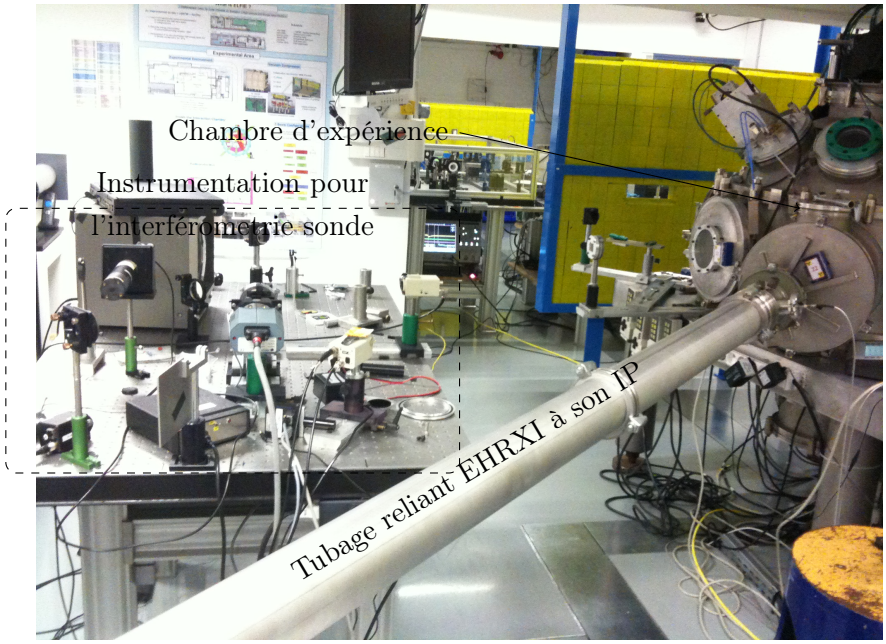


FIGURE 7.3 – *Vue de la salle expérimentale d'ELFIE 100TW pendant la campagne "génération d'X multi-*MeV *".*

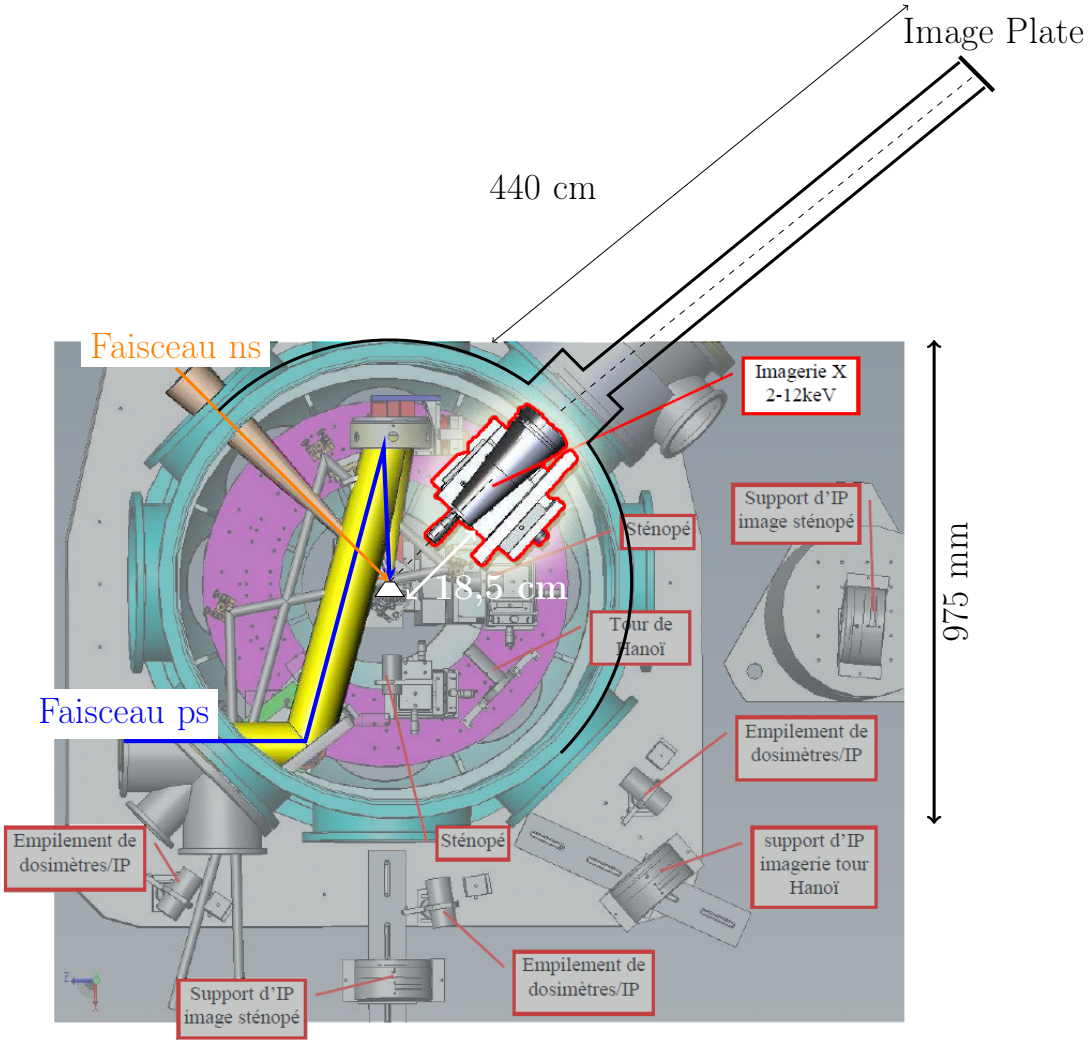
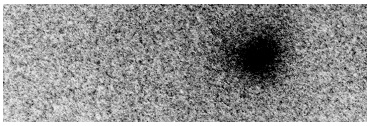


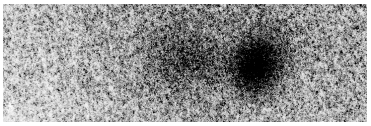
FIGURE *7.4 – Configuration d'implantation d'EHRXI sur ELFIE 100 TW. EHRXI (en haut a droite) image la face avant du convertisseur en tantale avec un angle de 45 ° par rapport à la direction d'incidence du faisceau ps. D'autres diagnostics sont positionnés autour du convertisseur dont un sténopé d'imagerie observant la face arrière du convertisseur (en bas).*

7.3 Résultats obtenus

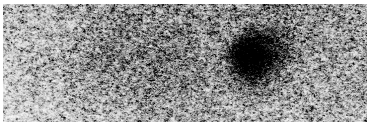
Les images 7.5a, 7.5b et 7.5c ont été enregistrées sur des tirs avec le faisceau ps synchronisé sur le bord descendant de l'impulsion ns. La différence entre les trois images est la profondeur de la rainure entre la feuille de plastique et le convertisseur de tantale qui était respectivement de 100, 400 et 700 µm.



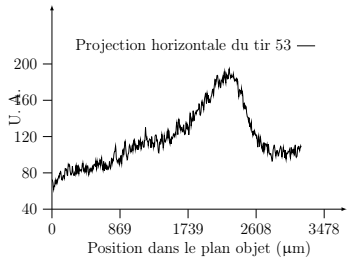
(a) Image de la source X : d=100 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



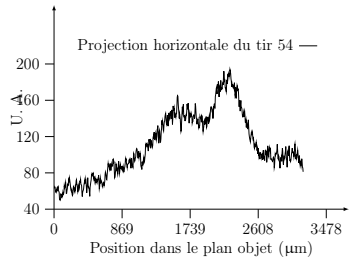
(b) Image de la source X : d=400 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



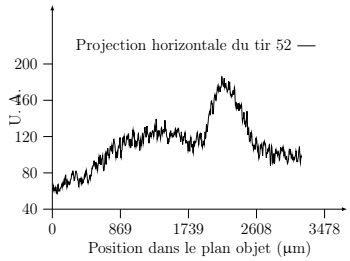
(c) Image de la source X : d=700 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



(d) Projection sur l'axe horizontal de la source X : d=100 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



(e) Projection sur l'axe horizontal de la source X : d=400 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



(f) Projection sur l'axe horizontal de la source X : d=700 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps

FIGURE *7.5 – Évolution de la forme de la source X en fonction de la profondeur de la rainure dans le convertisseur en tantale.*

7.3.1 Analyse des résultats

EHRXI permet d'observer l'influence de la géométrie de la cible sur la forme du plasma de plastique. On observe en effet deux tâches sur chacune des images de la figure 7.5 :

- la plus intense (à droite des images) est liée aux rayons X émis dans le tantale par les électrons accélérés,
- l'autre (plus a gauche) est liée à l'émission de rayons X par le plasma de plastique lui-même.

Les distances entre les centres des tâches pour les tirs n ° 54 (figure 7.5e) et n ° 52 (figure 7.5f), sont respectivement de 530 et 760 µm. Ces distances correspondent bien à celles que l'on peut attendre d'un plasma formé respectivement à 400 et 700 µm et qui se détend. On remarque que le plasma de CH est plus étendu du côté où il n'y a pas de tantale : ceci est conforme à nos attentes.

L'étendue de la tâche la plus intense sur le tantale ne change pas significativement avec la profondeur de la rainure. Cela tend à conclure qu'il n'y a pas d'éclatement mesurable du faisceau d'électrons entre les deux parties de la cible. Nous observons pourtant que la tâche principale est significativement plus grande que la tâche focale du faisceau laser ps (200 à 300 µm contre 20 µm respectivement, cf. figure 7.2).

Plusieurs explications de cet élargissement données dans les paragraphes suivants sont possibles, mais aucune ne nous satisfait pleinement. La recherche des explications de cet

élargissement est toujours en cours.

Par ailleurs, les images présentées ont un niveau élevé de bruit. Nous avons donc réalisé une simulation Monte-Carlo afin de comprendre l'origine de ce bruit pour pouvoir s'en prémunir à l'avenir. Cette simulation et ces résultats seront développés au paragraphe 7.3.2.

7.3.1.1 Désalignement d'EHRXI

La première hypothèse porte sur un désalignement d'EHRXI. C'est à dire que la cible serait loin du centre objet d'EHRXI. La dégradation de la résolution du microscope ne peut cependant pas être assez importante pour expliquer que l'on mesure un diamètre de plusieurs centaines de µm au lieu de 20. Pendant la phase de réglage du système d'alignement, nous avons mesuré la résolution obtenue en bord de champ. Cette résolution est d'environ 40 µm à 1,4 mm du centre champ. Or, même en cas de défaut du système d'alignement fin d'EHRXI, le système d'alignement mécanique grossier nous garantit un alignement à mieux de 800 µm.

Il parait donc très peu probable qu'un désalignement soit seul responsable de l'élargissement observé de la tâche X dans la cible de tantale.

7.3.1.2 Théorie de Moliere

Une autre hypothèse qui pourrait partiellement expliquer la taille étonnante de la zone d'émission X est la diffusion Moliere [88, 89] dans le tantale.

En traversant un milieu, une particule chargée va être sujette à de nombreuses interactions dans le champ coulombien des noyaux et des électrons. À chaque choc, cette particule va être légèrement défléchie par rapport à sa direction incidente (principalement sur les noyaux).

La distribution de l'angle θ_{proj} due à la diffusion coulombienne est décrite par la théorie de Moliere. C'est une distribution centrée sur 0 dont la partie centrale peut être approchée par une gaussienne. Cette gaussienne est une bonne approximation pour les angles faibles. Elle sous-estime en revanche la probabilité de déviation à grand angle. θ_{proj} est la projection de l'angle θ_{espace} sur un plan. Pour de petits angles, on a :

$$\theta^2_{espace} = \theta^2_{proj,x} + \theta^2_{proj,y} = 2\theta^2_{proj}$$
$$\theta_{proj} = \frac{1}{\sqrt{2}}\theta_{espace}$$

L'approximation gaussienne de la distribution de l'angle projeté est donnée par :

$$P(\theta_{proj})d\theta_{proj} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{1}{2}\frac{\theta^2_{proj}}{\theta_0}}$$

$$\text{avec : } \theta_0 = \frac{13,6\ MeV}{\beta p} z\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left(1 + 0,038 ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right)$$

$$\text{et : } X_0(g/cm^2) = \frac{716,4A(g)}{Z.(Z+1).ln\left(\frac{287}{Z^(1/2)}\right)}$$

- p étant la quantité de mouvement de la particule incidente ;
- X_0 la longueur de radiation du milieu ;
- x l'épaisseur du milieu ;
- z l'état de charge de la particule incidente ;
- β la vitesse de la particule incidente ;
- Z le numéro atomique du milieu traversé ;
- A la masse atomique du milieu traversé.

Pour le calcul, nous ferons l'approximation que x vaut 50 µm, puisque des rayons X émis à plus de 50 µm de la surface seraient absorbés par le tantale.

Cette théorie donne lieu dans notre cas aux distributions angulaires présentées figure 7.6.

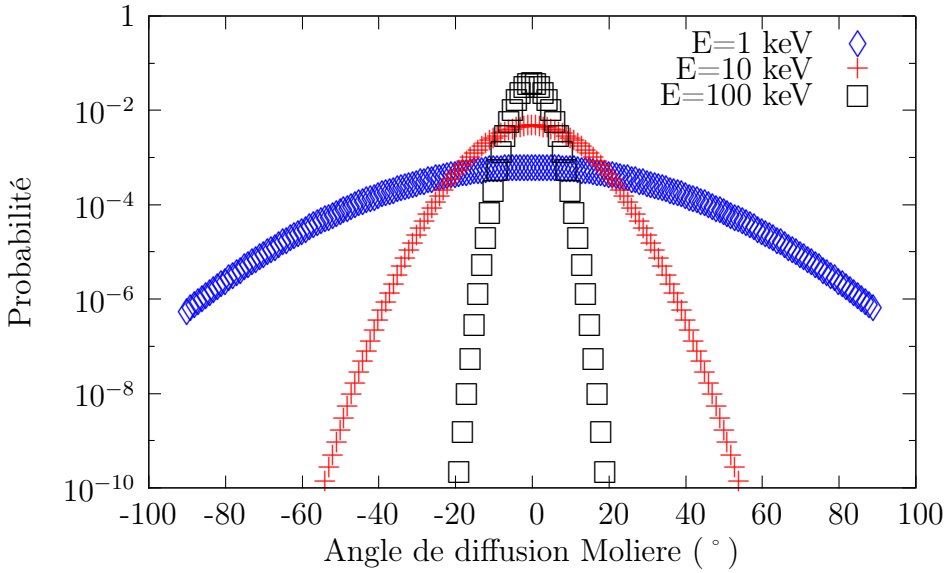


FIGURE 7.6 – *Distribution de la probabilité de diffusion d'électrons d'énergie E dans le tantale pour E = 1* keV *(en bleu), 10* keV *(en rouge) et 100* keV *(en noir) en fonction de angle de diffusion. Théorie de Moliere.*

.

Pour en déduire la taille de tâche X que donneraient ces diffusions, on considèrera le faisceau d'électrons comme :

- monocinétique,
- infiniment fin,
- orthogonal au convertisseur en tantale,
- ne diffusant qu'une seule fois à la surface à l'angle de Moliere.

Ces hypothèses de calcul tendent à surestimer la taille de la tâche X calculée. On supposera par ailleurs qu'un électron incident perdra son énergie continûment au cours de sa trajectoire dans le tantale sous forme d'X [3]. On ne tiendra compte que des X émis émis en direction de la surface et atténués par leur trajet dans le tantale.

La perte d'énergie linéique par rayonnement de freinage des électrons, $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems.}$, est calculée en fonction de la section efficace de bremsstrahlung, $\sigma_{brems.}$:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems.} = n_a \int_0^E k \frac{\partial \sigma_{brems.}}{\partial k} dk \tag{7.1}$$

où k est l'énergie du photon émis et n_a est la densité atomique du milieu.

La section efficace de bremsstrahulung est donnée par la formule de Bethe-Heitler [90] non relativiste :

$$\frac{d\sigma_{brems.}}{dk} = \frac{16 Z^2.\alpha.e^4}{3 m_e^2.c^4.k.\beta^2} ln\left(\frac{\beta + (\beta^2 - 2k/m_e.c^2)^{1/2}}{\beta - (\beta^2 - 2k/m_e.c^2)^{1/2}}\right) \tag{7.2}$$

où :

- α est la constante de structure fine,
- β est le rapport de la vitesse de l'électron sur la célérité de la lumière,
- m_e est la masse de l'électron,
- c est la célérité de la lumière,
- Z est le numéro atomique du milieu de propagation des électrons.

Cette formule donne les pouvoirs d'arrêt du tantale pour les électrons montrés figure 7.7

Dans le calcul du libre parcours de l'électron dans le tantale on a considéré le pouvoir d'arrêt du tantale constant entre 0 et 1 keV et valant 1534 keV.cm^2.g^{-1}, constant entre 1 et 10 keV et valant 9055 keV.cm^2.g^{-1}, constant entre 10 et 100 keV et valant 2097 keV.cm^2.g^{-1}. Ces approximations tendent à surestimer le libre parcours de l'electron.

Il apparait par calcul, que les électrons de 1, 10 ou 100 keV parcourent moins de 5 µm dans le tantale. La diffusion Moliere ne permet donc pas d'expliquer l'élargissement des tâches de 90 µm observé.

3. La perte d'énergie dans notre domaine d'étude est dominée par les pertes radiatives.

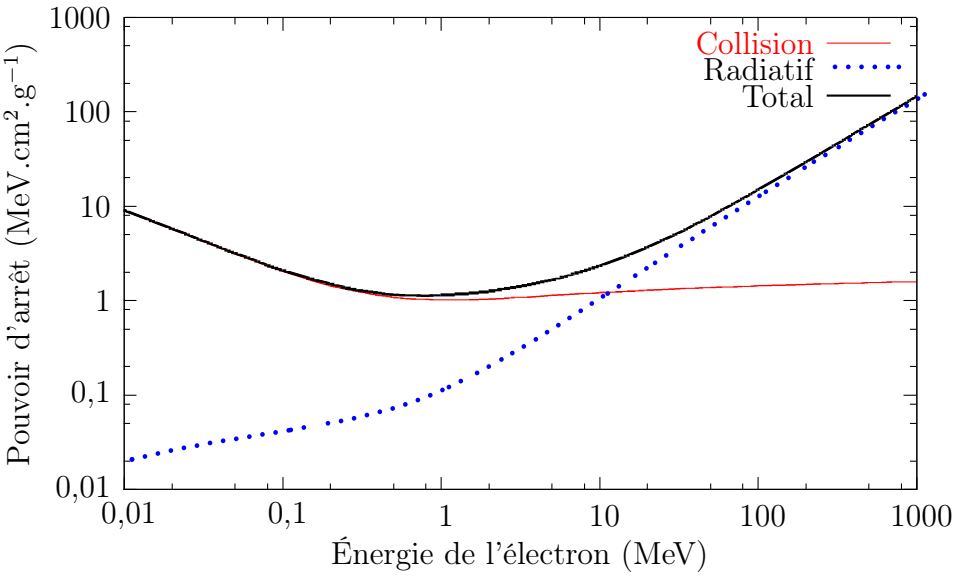


FIGURE 7.7 – *Pouvoirs d'arrêt par collision (en rouge), par transfert radiatif (en vert) et total (en noir) du tantale pour des électrons de 1* keV *à 1* GeV *(Source code ESTAR du NIST)*

.

7.3.2 Sources secondaires

Puisque chaque noyau de matière dans la zone d'expérience est susceptible de contribuer au terme source secondaire, il est extrêmement difficile de s'en prémunir. Nous avons donc réalisé une simulation Monte-Carlo [4] pour évaluer ce terme source dans un environnement semblable à celui de l'expérience.

Cette simulation consiste en l'étude du bruit créé par un tir laser créant un faisceau d'électrons relativistes entraînés par force pondéromotrice dans un convertisseur de tantale de 3,6 mm d'épaisseur. Nous avons choisi un code open-source développé au CERN : GEANT4. L'ensemble de la chambre, du support de cible, du support de diagnostic a été simulé en plus d'EHRXI et de son tubage à vide. Une vue 3D de l'ensemble est présentée figure 7.8. Pour simplifier la simulation, nous avons omis d'intégrer la salle d'expérience (matière hors de la chambre d'expérience) à la simulation.

Nous avons choisi dans cette simulation de ne pas simuler l'interaction laser-plasma. Le terme source de l'expérience consiste en un faisceau d'électrons dont le spectre est une maxwellienne de température 3 MeV. Le faisceau a pour origine un point à quelque mm de la cible, il est à géométrie cylindrique et a une section de 20 µm de diamètre. Le spectre des électrons est présenté figure 7.9. Les électrons sont envoyés dans un trapèze

4. Un code Monte Carlo est un code de calcul probabiliste, ici de transport de particules dans la matière. Chaque particule générée par le code est transportée et interagit selon des fonctions probabilistes d'interaction avec la matière.

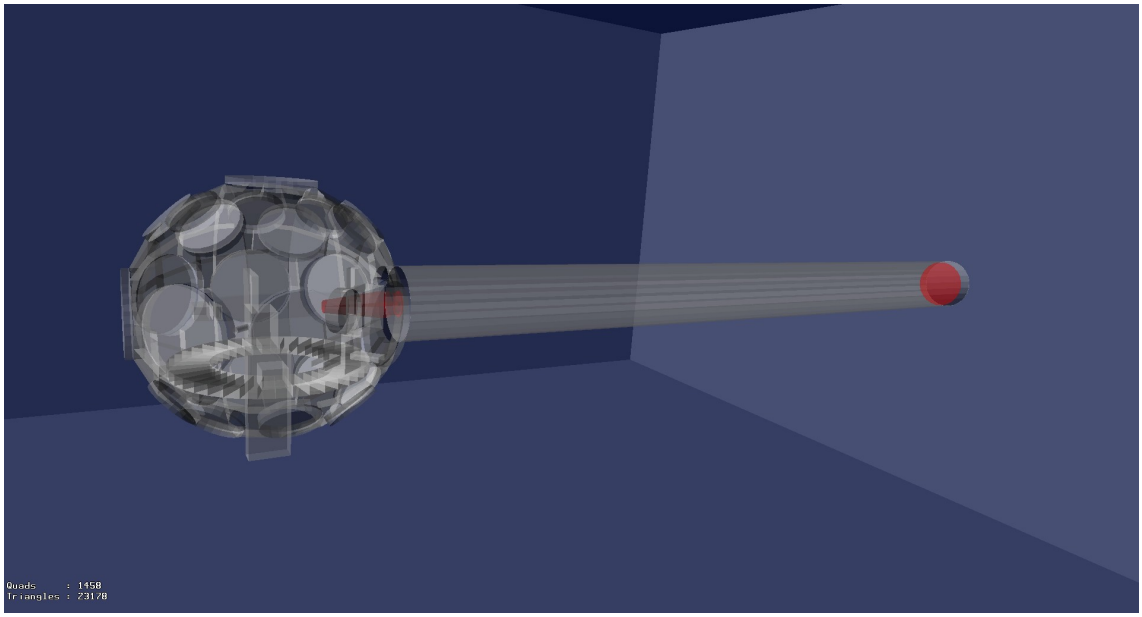


FIGURE *7.8 – Vue 3D des éléments intégrés dans la simulation GEANT4 d'ELFIE 100TW.*

de tantale aux dimensions des cibles utilisées sur ELFIE (à la feuille de plastique près) avec un angle de 10 ° par rapport à la normale à la face du tantale impactée. L'énergie totale dans le spectre est de $2,3.10^{-5}$ mJ pour un total de $1,7.10^{7}$ électrons envoyés.

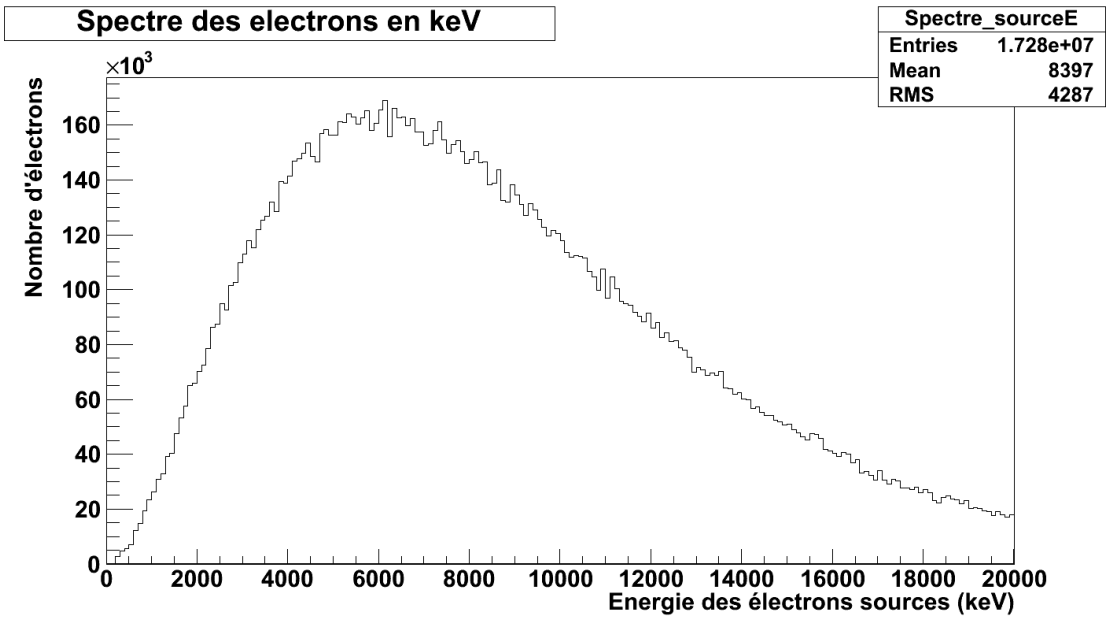


FIGURE *7.9 – Spectre maxwellien du faisceau d'électrons sources utilisé dans la simulation GEANT4.*

Pour simplifier la simulation, EHRXI a été remplacé par un sténopé d'ouverture équi-

valente à celle du collimateur d'EHRXI. La structure interne du diagnostic a été remplacée par un volume d'aluminium plein dont la masse est équivalente à celle d'EHRXI.

Le détecteur placé en bout de tube est un détecteur parfait (absorption totale, résolution nulle).

7.3.2.1 Résultats de la simulation

Parmi les grandeurs enregistrées, nous avons choisi de présenter ici :
- le spectre des photons émis par interaction des électrons dans le convertisseur,
- la distribution angulaire des photons émis dans le plan équatorial,
- la provenance des particules entrant dans le port sur lequel EHRXI était fixé,
- la répartition spatiale des particules touchant le détecteur.

Le spectre de photons issus des interactions électrons-convertisseur nous permet de valider le modèle utilisé dans la simulation pour les interactions électrons-matière. Il est essentiel de s'assurer que la simulation prend en compte le bremsstrahlung et l'émission des raies K et L du tantale. Ce spectre est présenté figure 7.10.

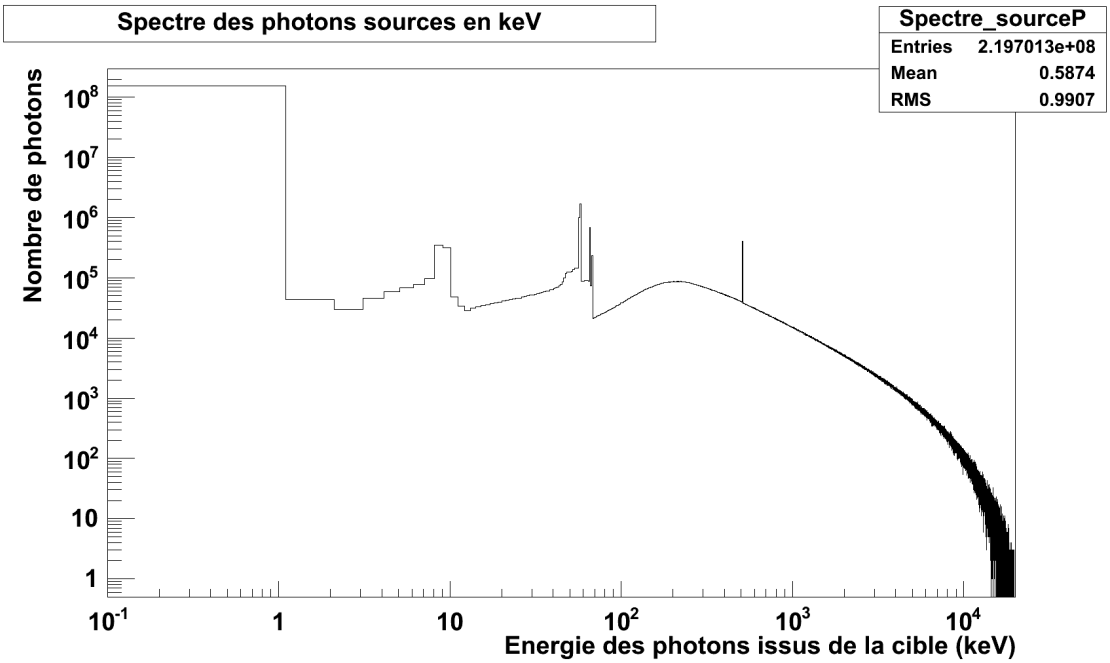


FIGURE 7.10 – *Spectre des photons provenant des interactions des électrons avec le tantale. Le spectre de ces électrons est celui présenté figure 7.9*

La distributions angulaire des photons émis permet d'avoir un point de comparaison avec les mesures de doses déposées dans le plan équatorial avec des dosimètres placés à l'extérieur de la chambre d'expérience d'ELFIE. Cette distribution angulaire est montrée figure 7.11.

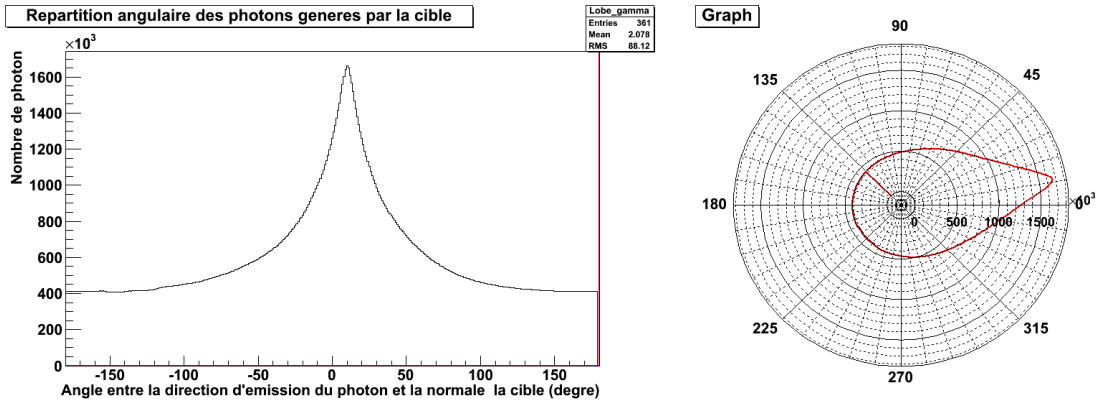


FIGURE *7.11 – Lobe d'émission des photons issus des interactions électrons-convertisseur par rapport à la normale à la cible. Le faisceau d'électron forme un angle de 10 ° avec celle-ci.*

La provenance des particules entrant dans le port sur lequel EHRXI était fixé permettra de concevoir un éventuel blindage adapté à ces expériences. Pour exploiter ces données nous avons écrit un programme python/MayaVi pour donner une représentation en trois dimensions de la contribution de chaque élément (support de diagnostic, chambre d'expérience, miroir de renvoi du laser...) aux particules participant au bruit sur l'IP. La chambre et le support de diagnostic ont été scindés en sous éléments pour pouvoir visualiser la contribution de chacun. Le résultat est une vue 3D où chaque élément est colorisé en fonction de son émissivité volumique. Cette vue 3D est montrée figure 7.12.

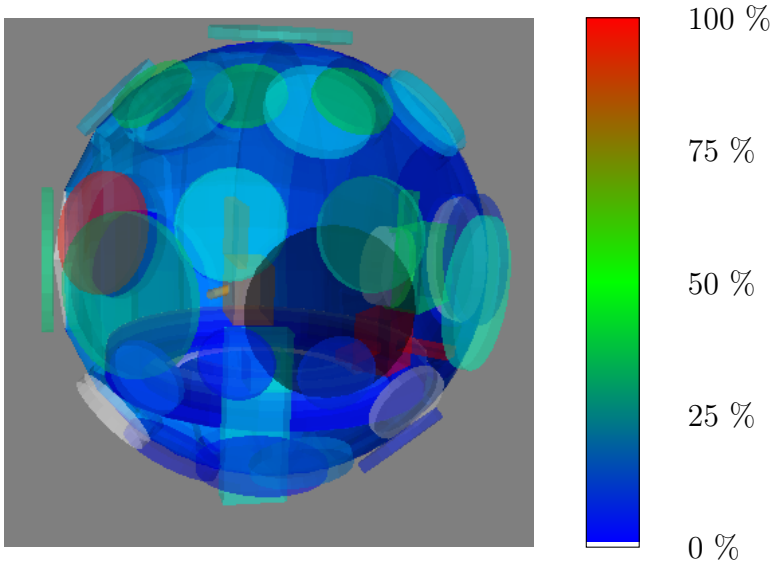


FIGURE *7.12 – Vue 3D de la contribution relative de chaque élément dans la chambre au bruit pénétrant le port d'EHRXI (disque noir). La contribution est calculée en nombre de particules par unité de volume par rapport à l'élément le plus émissif.*

Enfin, la répartition spatiale des particules touchant le détecteur montrée figure 7.13 devait permettre un second point de comparaison avec les expériences que nous avons menées. Nous espérions aussi que cette répartition spatiale puisse amener quelques éléments de réponse quant à la taille des tâches observées lors des expériences.

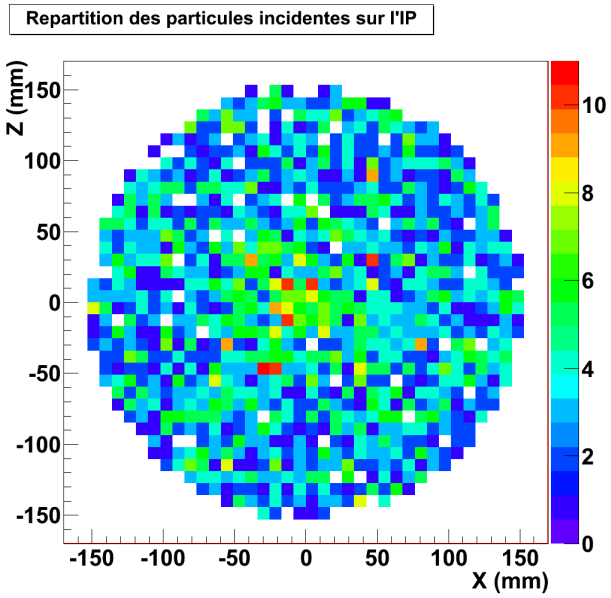


FIGURE 7.13 – *Répartition en nombre des particules incidentes sur l'IP. L'échelle de couleur donne le nombre de particules incidentes par pixel de 5 mm de côté.*

7.3.2.2 Analyse des résultats de la simulation

Les résultats obtenus par la simulation de la campagne "X multi-MeV" sont en bon accord avec ce à quoi nous nous attendions.

Premièrement, le spectre des photons issus de la cible par interaction des électrons sources avec celle-ci (présenté figure 7.10) présente des caractéristiques cohérentes avec la réalité :

- le spectre s'étend quasiment jusque 20 MeV conformément au modèle de bremsstrahlung,
- on observe une raie importante à 511 keV, signature énergétique d'un photon issu d'une annihilation électron-positron : ce phénomène est effectivement très présent aux énergies photoniques considérées,
- les raies K du tantales autour de 67 keV sont présentes sur le spectre ainsi que les raies L entre 9 et 12 keV.

De plus, le lobe d'émission de ces photons (présenté figure 7.11) est cohérent avec les mesures de doses déposées dans des dosimètres placés dans le plan équatorial de la chambre

d'expérience effectué par le LULI [91].

On peut donc *a priori* valider le modèle d'interaction électron matière utilisé pour la simulation.

La vue 3D des particules traversant le hublot d'EHRXI présentée figure 7.12 est cohérente avec nos attentes. Les éléments dans la chambre d'expérience contribuant le plus au bruit observé sur les images expérimentales sont :

- le hublot se trouvant dans la ligne directe d'émission des photons de haute énergie par la cible,
- la structure en acier portant la parabole de focalisation de ce faisceau,
- la structure en acier portant le miroir de renvoi du faisceau ps.

Lors des expériences, l'IP est protégée de l'émission des deux premiers par le tubage d'EHRXI et l'epaisseur de la chambre d'expérience. En revanche, l'IP est en vue directe de la structure en acier portant le miroir de renvoi du faisceau ps. C'est de l'émission de celle-ci qu'il est nécessaire de se protéger.

Enfin, la répartition des photons incidents sur l'IP montrée figure 7.13 n'a pas été concluante. En effet, si l'on peut estimer le bruit présent sur l'IP pour le faible flux d'électrons envoyés dans la simulation, on ne distingue pas d'image de la source. Cela est dû au trop faible flux de photons généré dans la direction d'EHRXI et à la trop faible ouverture de celui-ci. Une analyse plus poussée des résultats montre que sur les 3232 particules observées, seules 20 correspondent à des électrons issus de la cible et impactant l'IP dans les 25 mm^2 centraux. La statistique de cette simulation n'a pu être améliorée à cause du trop grand temps de calcul nécessaire pour obtenir ces résultats. La solution serait probablement d'ouvrir un peu plus le sténopé utilisé pour remplacer EHRXI et de simplifier le modèle physique.

7.4 Conclusion

Le déploiement d'EHRXI sur une installation de taille modeste au regard du LMJ nous a permis de cerner les difficultés que l'on pourrait rencontrer lors d'une campagne de tir de grande envergure. Nous avons cependant démontré l'utilité d'un imageur à haute résolution ayant une grande ouverture optique puisque nous avons pu observer les plasmas explosés à différentes distances du convertisseur.

Des études sont en cours pour l'explication du niveau de bruit dans l'image mais nos simulations ouvrent la voie aux prochains dimensionnements pour des diagnostics moins vulnérables au contexte radiatif.

Chapitre 8

Déploiement d'EHRXI sur OMEGA

8.1 Présentation de la campagne de tirs

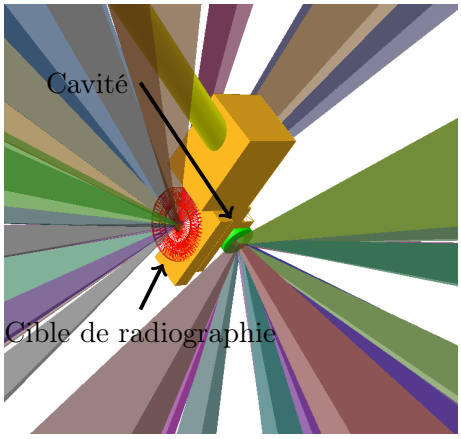
8.1.1 Généralités

EHRXI a été déployé sur l'installation OMEGA à Rochester aux États-Unis. Les campagnes d'expériences étaient prévues en deux temps. La première partie de ces expériences portait sur l'analyse du préchauffage d'un échantillon placé à l'entrée d'une cavité sur laquelle des faisceaux lasers étaient pointés. L'énergie de la source de radiographie de cette première phase était de 4,7 keV. La seconde partie de ces expériences portaient sur l'analyse de sources X à 9 keV. EHRXI a été choisi pour imager les sources de radiographie dans ces deux campagnes pour sa large gamme spectrale. Seule la première partie de ces expériences est présentée ici puisqu'elle s'est déroulée en avril 2012 alors que la seconde s'est déroulée en septembre 2012.

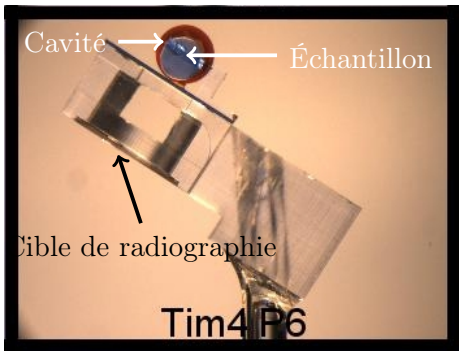
Il s'agissait dans cette première campagne d'estimer l'influence des rayons X durs sur la détente d'un échantillon de matière (CH, CH-Cu ou CH-Cu-Au) placé devant une cavité à double coquille soumise à un tir laser. La campagne mettait en jeu notamment un diagnostic d'imagerie X radiographiant la cavité pendant la formation du plasma dans celle-ci. EHRXI avait pour objectif d'imager l'arrière de la source de radiographie depuis le TIM 1 [1] comme montré figure 8.1b. La cible de radiographie était un disque de titane de 5 µm d'épaisseur et de 3 mm de diamètre. Cette cible était déposée sur un support de mylar.

Les faisceaux laser étaient répartis comme montré figure 8.1a et comme suit :
– 20 faisceaux de 480 J dirigés sur la cavité,

1. Le TIM 1 correspond à l'axe de visée P3-P10 de la chambre OMEGA. cf. annexe C



(a) Vue du TIM 1 (axe de visée d'EHRXI)



(b) Vue du TIM 4 (axe P6-P7, dessous de la cible)

FIGURE *8.1 – Vues d'une cible de la campagne préchauffage cavité double coquille sur l'installation OMEGA. La vue du TIM 4 a été tournée par rapport à la vue CAO pour faciliter la compréhension.*

– 16 faisceaux de 480 J dirigés sur la cible de radiographie.

L'impulsion laser était un créneau de 1 ns de largeur dont le profil temporel mesuré est présenté figure 8.2. La source de radiographie étant composée de titane, le spectre attendu est présenté figure 8.3.

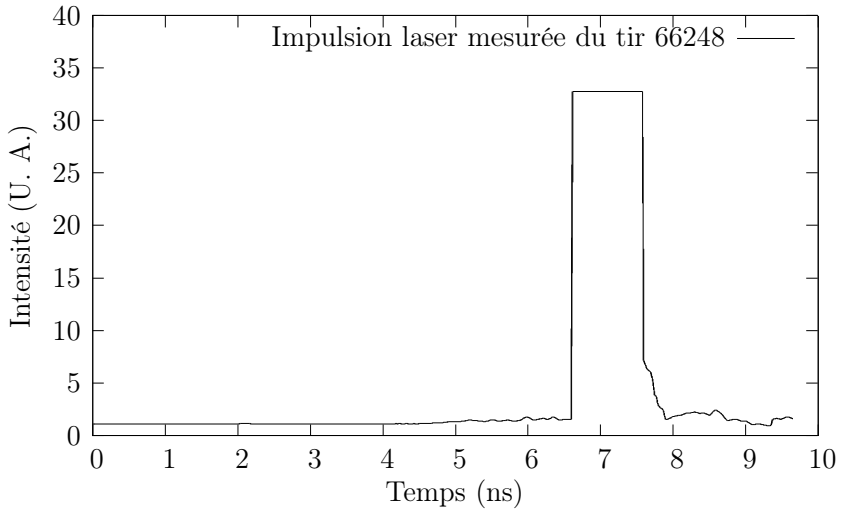


FIGURE *8.2 – Profil temporel de l'impulsion laser mesuré sur le tir 66248 (tir n° 1).*

Puisque la source de radiographie est générée par l'interaction directe des lasers et d'une cible de solide de quelques microns d'épaisseurs, nous nous attendons à observer une source de la taille des taches lasers dans le plan de la cible.

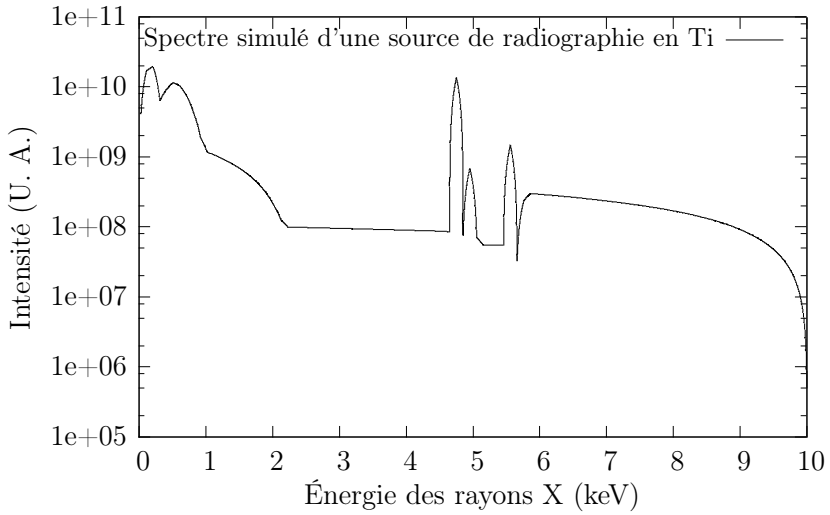


FIGURE *8.3 – Spectre intégré en temps attendu pour une cible de radiographie en titane impactée par 10 faisceaux de 480* J *ayant une impulsion de 1* ns *avec lame de phase. Communication privée.*

Les faisceaux laser dédiés à la radiographie, sont utilisés sans lame de phase aléatoire [92]. La taille de ces tâches laser sur la cible sont de 200 µm par 300 µm environ. La réjection des basses énergies X émises par le plasma de la source de radiographie nous garde d'imager les zones détendues et froides du plasma. La taille attendue de l'image est donc comparable à la taille des tâches laser.

8.1.2 Plan de tir

Le plan de tir était conçu de telle manière que :

- les six premiers tirs (dont l'installation garantissait l'exécution) permettait l'analyse du préchauffage avec deux échantillons de cuivre et d'un mélange de cuivre et d'or,
- le troisième tir permettait d'observer l'influence de la feuille plastique posée sur l'échantillon préchauffé,
- le quatrième tir était dédié à la mesure du bruit généré par la cavité sans radiographie ni échantillon,
- enfin le septième tir s'il avait lieu permettait d'acquérir de nouvelles données pour l'échantillon d'or et de cuivre.

Dans le cas d'EHRXI, tous les tirs étaient donc exploitables excepté le quatrième.

8.2 Montage expérimental

Le P.I. de la campagne "préchauffage cavité double coquille" avait demandé qu'EHRXI fournisse une image de la source de radiographie intégrée en temps et avec une résolution de l'ordre de 10 µm. Nous avons donc opté pour une CID en tant qu'analyseur optique.

8.2.1 Aspects géométriques

Le microscope d'EHRXI était fixé dans un assemblage permettant sa fixation sur le TIM et nous avons conçu un assemblage se fixant à l'arrière du TIM permettant le support de la CID. L'assemblage de support de la CID a été conçu pour faciliter le plus possible l'alignement d'EHRXI. il comprenait dans l'ordre de proximité du TIM :

- un tube fixé sur l'arrière du TIM et possédant un port pour une caméra visible observant le plan de la CID,
- une table XY permettant une translation sur deux axes de la CID indépendamment du TIM,
- un soufflet pour maintenir l'intégrité du vide malgré les mouvements de la table XY,
- une cloche CID dans laquelle était fixée la CID,
- une tape étanche à travers laquelle passait tout les connecteurs nécessaires au fonctionnement de la CID.

Cet assemblage mesure 68 cm de long. L'ensemble du support d'A.O. est présenté figure 8.4.

La distance entre le centre chambre et la CID était de : 4,38 m. Cela imposait le grandissement et les distances de tirage d'EHRXI :

$$ⓐ \quad \begin{cases} p+q & = 4380 \text{ mm} \\ \dfrac{1}{f} & = \dfrac{1}{p}+\dfrac{1}{q} \\ f & = f_s = \dfrac{f_{s1}f_{s2}}{f_{s1}+f_{s2}-e} \\ G & = \dfrac{q}{p} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} p & = 244,4 \text{ mm} \\ q & = 4135,6 \text{ mm} \\ f & = 230,7 \text{ mm} \\ G & = 16,9 \end{cases}$$

Enfin les orientations données dans le référentiel de la chambre en coordonnées sphériques normalisées sont :

- pour l'axe du TIM 1 : $\theta = 63,4\,^\circ$, $\phi = 126,0\,^\circ$
- pour la normale à la source de radiographie : $\theta = 74,3\,^\circ$, $\phi = 81,7\,^\circ$

Lors du dépouillement des images, il faudra donc corriger d'un angle de 45,2 ° dans la direction correspondant à la différence des vecteurs normal à la cible et directeur de la visée du TIM comme montré figure 8.5.

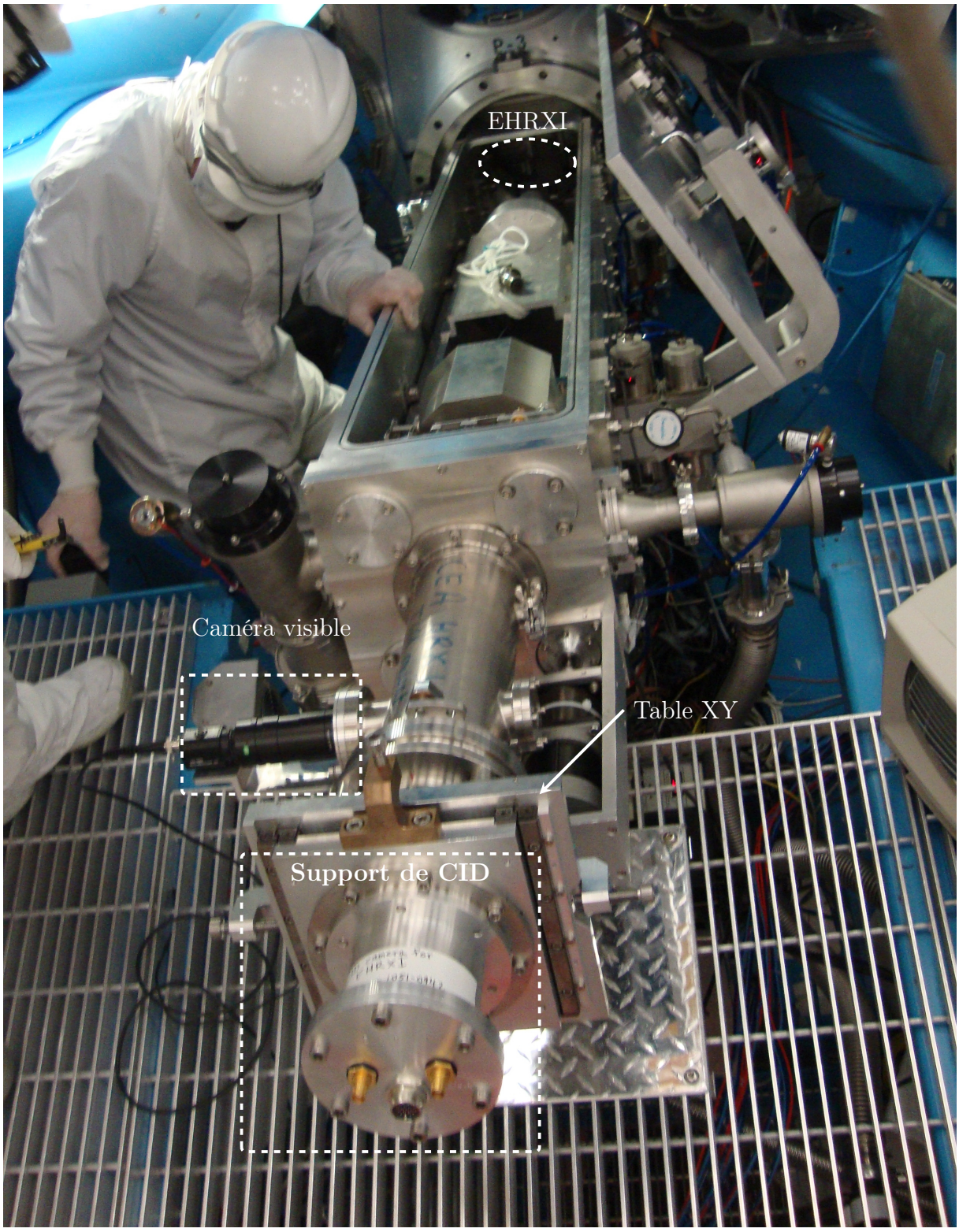


FIGURE *8.4 – Vue d'ensemble d'EHRXI pendant son installation dans son TIM lors de la campagne "préchauffage cavité double coquille" de mai 2012.*

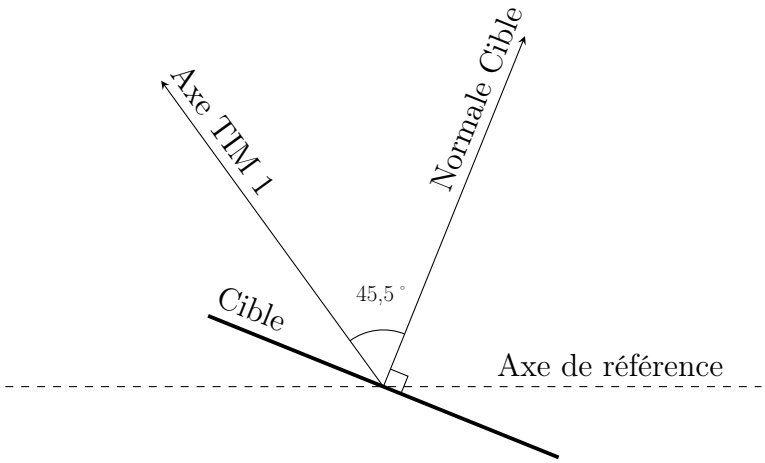


FIGURE *8.5 – Schéma des positions relatives des lignes de visées et des axes de références dans le plan*

8.2.2 Aspects spectraux

Dans le montage expérimental, les sources X sont la cavité et la source de radiographie. Dans l'axe de visée du TIM 1 (cf. figure 8.1a), ces deux sources sont spatialement éloignées. Il n'est donc pas nécessaire de filtrer les rayonnements entrant dans EHRXI.

Nous utiliserons un atténuateur, c'est à dire un filtre servant non pas à sélectionner une énergie particulière mais à diminuer globalement l'intégrale du spectre entrant dans EHRXI. La nature du filtre et son épaisseur sont donc déterminées par la densité spatiale d'énergie que l'on veut obtenir sur la CID. La source de radiographie est générée par 16 faisceaux de 480 J [2]. De précédentes expériences [24] ont montré que l'efficacité de conversion $\frac{E_X}{E_{laser}}$ est de l'ordre de 5 % dans la bande 4 - 6 keV. On suppose que la source de radiographie est quasi isotrope puisque l'impulsion utilisée est carrée et dépourvue de préimpulsion. L'ouverture d'EHRXI est de 200 µm à 200 mm (soit un angle solide $\Omega = 10^{-6}$) et à ces énergies la réflectivité, R_{miroir}, du dépôt des miroirs d'EHRXI est de 0,7 environ. Nous attendons une source de l'ordre de 200 µm de large par 300 µm de haut et de surface $S_{Tache.foc.}$. Le grandissement, G, étant de 16,9, la densité d'énergie sur la CID, $D_{E,max}$, sera de l'ordre de [3] :

$$D_{E,max} = \frac{E_{X,4-6keV}\Omega R_{miroir}^2}{4\pi S_{tache.foc.} G^2} = 1,5.10^{-5} \text{ J.mm}^{-2}$$

Une CID est linéaire entre 1 et 10000 coups enregistrés. Un coup correspond à 80 électrons générés dans la matrice du CID. L'énergie d'arrachage, E_{e-}, d'un électron dans

2. On considérera ici que la feuille cible de titane de 5 µm est optiquement mince.
3. Pour cette estimation nous avons choisi de considérer les tâches X comme plates et non super-gaussiennes pour des raisons de simplicité.

le silicium est de 3,6 eV. L'épaisseur active de la matrice CID, est de 18 µm ce qui correspond à une absorption, A_{CID}, de 70 %. On suppose que l'absorption de l'énergie dans la matrice de la CID se fait uniquement par effet Compton. Le gain électronique, G_{CID}, de la carte d'acquisition de la CID est d'environ 1 %. Un LSB [4] enregistré dans un pixel carré de côté $L_{pix} = 38$ µm correspond donc à une densité surfacique d'énergie de :

$$D_{LSB} = \frac{80E_{e-}.1,602.10^{-19}}{G_{CID}.A_{CID}.L_{pix}^2} = 4,4.10^{-12}\text{J.mm}^{-2}$$

Pour que notre signal soit dans la zone linéaire de la CID, il faut donc atténuer le signal par un facteur $2{,}5.10^3$ sur la bande 4 - 6 keV. Pour prendre en compte la forme de la tache qui n'est pas plate et rester hors de la saturation, on atténuera le signal d'un facteur 5.10^3. Nous avons choisi 3 configurations nous permettant d'ajuster le flux aux conditions expérimentales [5] :

- 25 µm de béryllium sur la CID et 100 µm de vanadium + 10 µm de nickel dans le porte filtre (configuration 1 similaire à 25 µm Be +125 µm V),
- 25 µm de béryllium sur la CID et 50 µm de vanadium + 20 µm de nickel dans le porte filtre (configuration 2 similaire à 25 µm Be +100 µm V),
- 25 µm de béryllium sur la CID et 75 µm de vanadium dans le porte filtre (configuration 3)

Ces configurations donnent lieu aux spectres reçus par la CID présentés figure 8.6.

L'atténuateur a été placé devant le diagnostic pour protéger celui-ci d'éventuels débris pouvant boucher le collimateur ou endommager les miroirs.

8.3 Résultats et analyse

Le premier tir dont l'image brute est montrée figure 8.7, avait un très faible rapport signal à bruit. Cela est dû à deux facteurs :

- le premier est lié au fait que la CID elle-même présentait un niveau de bruit intrinsèque important et très différent entre les lignes de la CID,
- le second est le rendement en énergie $\frac{E_X}{E_{laser}}$ qui était moindre que prévu pour cause d'absence d'impulsion de préchauffage.

Nous avons donc optimisé la filtration d'EHRXI tir à tir pour retrouver un bon contraste dans l'image. Le récapitulatif des filtres utilisés est donné dans le tableau 8.1.

4. Least Significant Bit

5. Il aurait été préférable de n'utiliser que du vanadium pour filtrer mais des contraintes d'approvisionnement en vanadium nous ont obligé à substituer une partie du vanadium par du nickel.

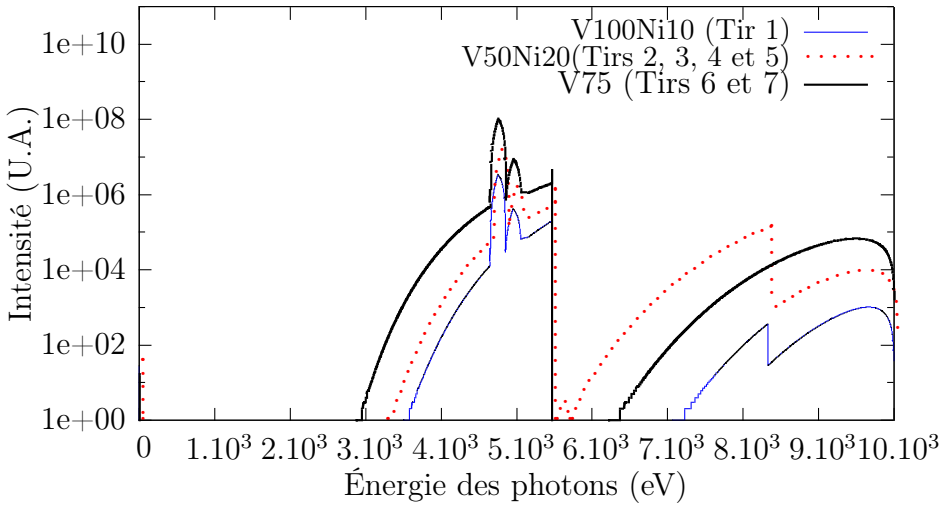


FIGURE *8.6 – Spectres attendu pour une cible de radiographie en titane irradiée par 16 faisceaux de 480* J *ayant une impulsion de 1* ns *avec lame de phase prenant en compte les filtres utilisés au cours de la campagne.*

N °	RID	Faisceaux sur le Ti	Type de cible	Filtre utilisé
1	38869	16	Cavité avec éch. de type 2	100 µm de V + 10 µm de Ni
2	38870	16	Cavité avec éch. de type 2	50 µm de V + 20 µm de Ni
3	38871	16	Cavité avec éch. de type 0	50 µm de V + 20 µm de Ni
4	38872	aucun	Cavité sans éch.	n/a
5	38873	16	Cavité avec éch. de type 1	50 µm de V + 20 µm de Ni
6	38874	16	Cavité avec éch. de type 1	75 µm de V
7	38875	16	Cavité avec éch. de type 2	75 µm de V

TABLE *8.1 – Résumé des épaisseurs de vanadium (V) et de nickel (Ni) utilisées à l'entrée d'EHRXI en plus des 25* µm *de Be placés devant la CID.*

Les images tir à tir sont présentées figures 8.7 à 8.10. On remarquera qu'aucune image n'est présentée pour les tirs 2 et 3. Ce manque de données est dû à des aléas tehniques le jour des tirs laser.

Un code de calcul a été développé pendant cette thèse pour permettre d'exploiter les images brutes enregistrées. ce programme fonctionne en trois étapes :

- compensation du bruit ligne à ligne de la CID,
- rotation de l'image correspondant aux écarts angulaires dus au montage expérimental,
- anamorphose de l'image pour compenser l'angle entre la normale à la cible et le vecteur directeur du TIM.

Pour les images des tirs 5, 6 et 7 pour lesquelles le rapport signal à bruit est satisfaisant, les images brutes sont juxtaposées avec les images dites "corrigées des bruits et des angles". Celles-ci sont celles calculées par le programme et sont donc celles qu'aurait observé un diagnostic à faible bruit placé en face de la cible de radiographie.

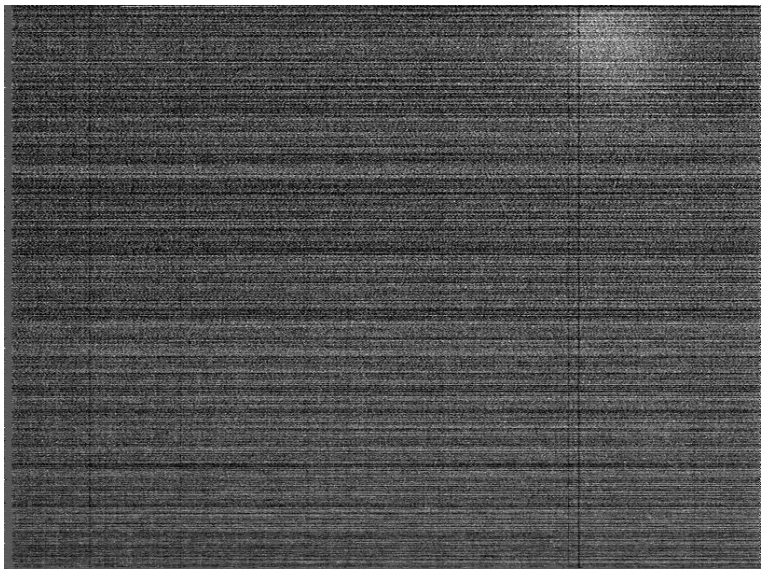
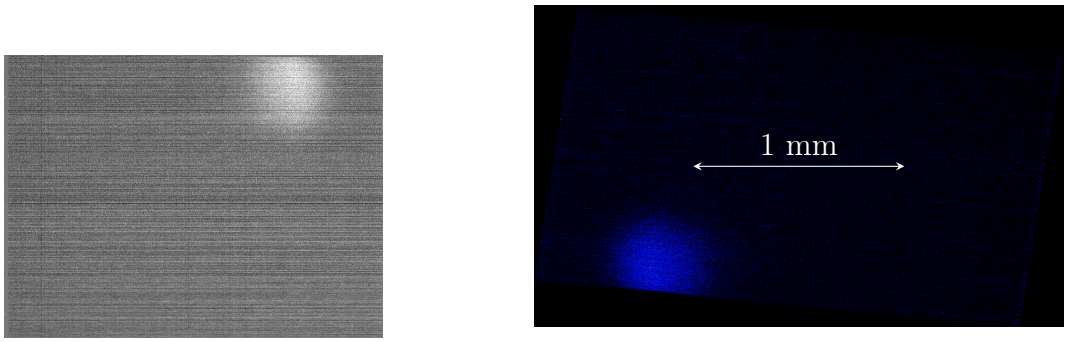


FIGURE *8.7 – Image brute de la source de radiographie pour le premier tir.*

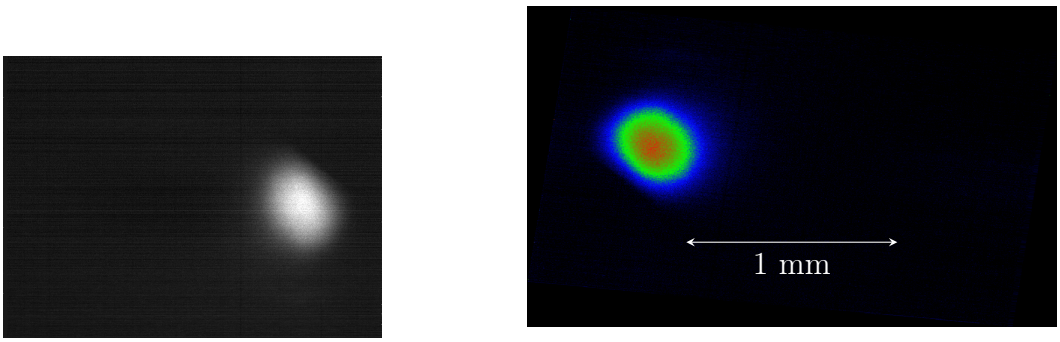
8.3.1 Analyse

Les images d'EHRXI des tirs 1 (figure 8.7) et 5 (figure 8.8) montrent des tâches très décentrées. Lors de l'alignement d'EHRXI dans la chambre d'Omega nous avions positionné les croix du système d'alignement sur le centre de la cible de radiographie et sur le centre de la CID. Les tâches auraient donc dues être centrées. L'écart entre le centre des tâches et le centre de la CID ramené dans le plan objet est d'environ 600 µm. Ce désalignement est dû à deux facteurs :



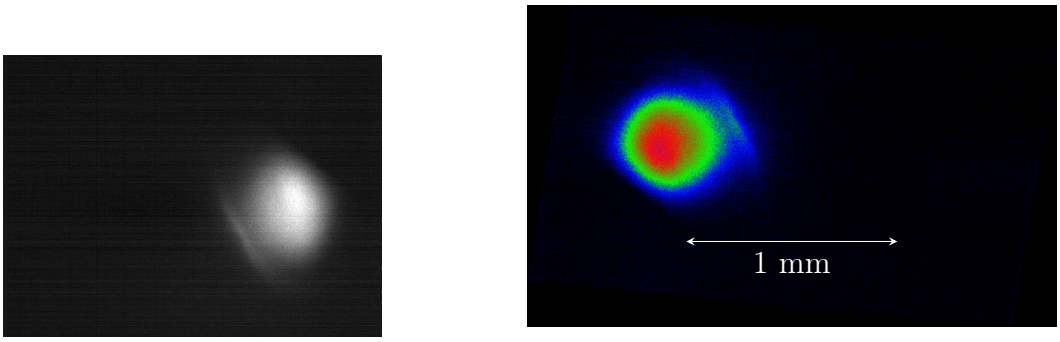
(a) Image brute (b) Image corrigée des bruits et des angles

FIGURE *8.8 – Image brute de la source de radiographie pour le cinquième tir.*



(a) Image brute (b) Image corrigée des bruits et des angles

FIGURE *8.9 – Image de la source de radiographie pour le sixième tir.*



(a) Image brute (b) Image corrigée des bruits et des angles

FIGURE *8.10 – Image de la source de radiographie pour le septième tir.*

– le centrage de la croix objet par rapport à la cible de radiographie se fait par l'observation d'un écran de projection percé en son centre grâce à une lunette,
– la conjugaison précise des croix du système d'alignement se fait sous X par le repérage dans les plans image et objet d'un objet.

L'alignement de la croix objet dans la chambre ne peut donc se faire à mieux que 250 µm et l'objet que nous utilisons pour la conjugaison des croix du système est d'environ 500 µm. Enfin la croix objet a une épaisseur de 100 µm.

EHRXI dans ces conditions ne peut donc être aligné à mieux que 500 µm.

Pour les images des tirs 6 et 7, nous avons déplacé la CID de façon à recentrer la tâche. Les dimensions des tâches ont été mesurées comme la largeur à mi hauteur de la courbe gaussienne approximant au mieux les coupes verticales et horizontales de celles-ci. Les dimensions des tâches sont données dans le tableau 8.2.

Tir	Largeur (en µm)	Hauteur (en µm)
5	457 ± 30	332 ± 15
6	350 ± 5	300 ± 5
7	405 ± 10	420 ± 5

TABLE *8.2 – Tailles des tâches mesurées pendant la campagne "préchauffage".*

Les tailles de tâche mesurées sont compatibles avec celles attendues (300 µm correspondant aux tailles des tâches focales des faisceaux laser). EHRXI s'est donc révélé être un diagnostic performant lorsqu'il est utilisé sur une installation laser avec une CID. Les limites du système d'alignement ont été observées et comprises. Ces limites nous ont conduit à amener des améliorations sur le prochain imageur haute résolution que nous avons conçu : MERSSIX .

Quatrième partie

Merssix, un prototype pour le Laser MégaJoule

Chapitre 9

Conception et réalisation d'un nouveau diagnostic

EHRXI a donné de bons résultats en terme de résolution (cf. figure 6.18b) et de champ (cf. figure 6.16). Cependant, divers points sont à améliorer pour obtenir un prototype de diagnostic pour le Laser MégaJoule :

- la distance frontale d'EHRXI est d'environ 20 cm, or la frontale d'un diagnostic LMJ doit être d'au moins 50 cm,
- pour pouvoir radiographier un microballon à travers sa cavité en or, un diagnostic d'imagerie X pour le LMJ doit pouvoir travailler à des énergies de plus de 10 keV,
- un système d'alignement plus précis que celui d'EHRXI.

Nous avons conservé le principe des miroirs toriques en incidence rasante pour concevoir un nouveau diagnostic : MERSSIX. Nous avons profité de cette nouvelle phase de conception pour ajouter au principe d'EHRXI les points suivants :

- ajustement du flux X entrant pour conserver une efficacité optimale,
- réduction du bruit dans l'image.

9.1 MERSSIX, Microscope haute Energie, haute Résolution à Sélection Spectrale pour l'Imagerie X

9.1.1 Un Microscope à haute Energie

Nous avons au chapitre 1 que les sources de radiographie pouvant être utilisées sur le LMJ ont des raies d'émission d'énergie comprises entre 5 et 15 keV. La bande passante

spectrale d'EHRXI est limitée à 12 keV. Nous avons donc dû concevoir un nouveau dépôt multicouche pour étendre la bande spectrale de MERSSIX par rapport à EHRXI.

Pour étendre la bande spectrale vers les hautes énergies, il est nécessaire de diminuer l'angle de rasance du miroir (cf. 3.4.4.2.2). Nous avons décidé de ne pas diminuer l'angle de rasance en dessous de 0,45 ° pour que des miroirs d'une longueur de 100 mm suffisent pour couvrir un champ de 1 mm par 1 mm avec une ouverture optique de 1 mrad. Cet angle de 0,45 ° permet une réflexion des rayons X jusqu'à une énergie maximale de 22 keV. Nous avons conçu un dépôt de W/SiC de 81 couches de manière à maximiser la réflectivité jusque 22 keV. Ce dépôt est un dépôt large bande pour pouvoir utiliser MERSSIX avec différentes sources de radiographie ou en émission propre. La réflectivité à 0,45 ° calculée de ce dépôt est montrée en noir figure 9.1, la réflectivité mesurée sur la ligne de lumière "BAM" du synchrotron BESSY II du dernier essai de dépôt est montrée en rouge. Ce dépôt a été calculé avec les logiciels TFCalc et IMD. Ce dépôt est en cours de réalisation [93].

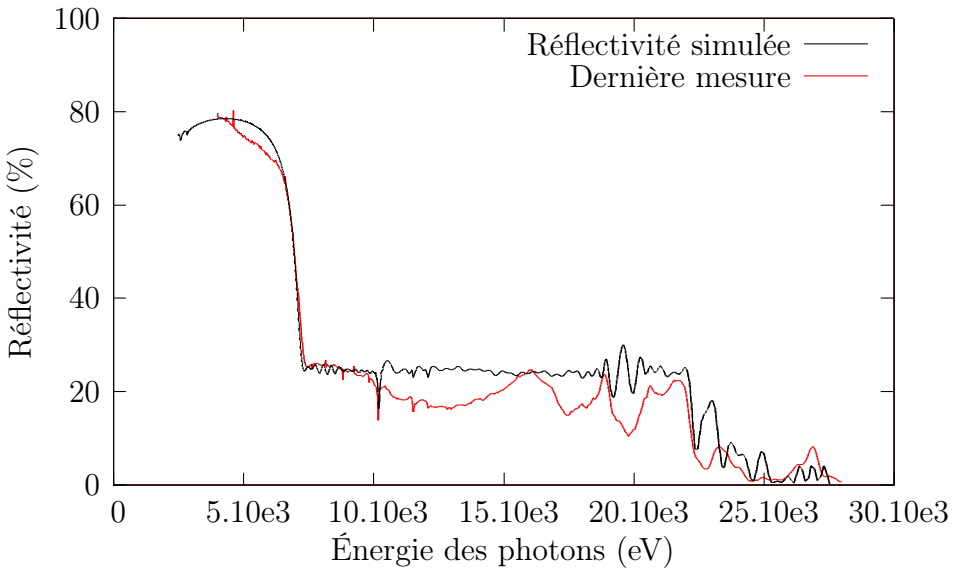
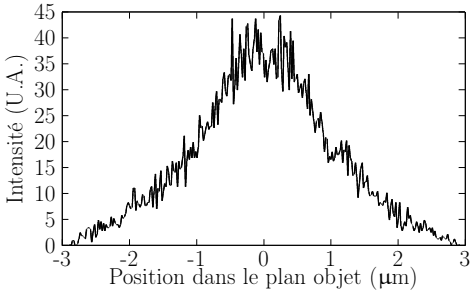


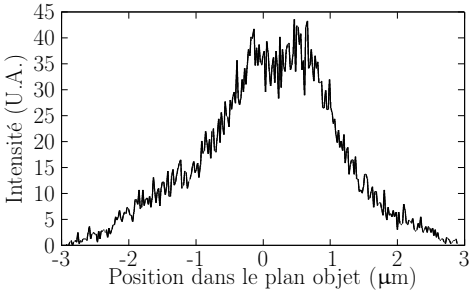
FIGURE 9.1 – *Réflectivité d'un miroir torique de Merssix à 0,45 ° pour un dépôt de 81 couches de W/SiC. En noir : réflectivité simulée avec TFCalc , en rouge : mesure de la réflectivité d'un essai de dépôt.*

La diminution de l'angle de rasance présente un inconvénient de taille : les erreurs de pente de la surface du miroir (cf. paragraphe 3.3.3.1) dégradent d'autant plus la résolution que l'angle de rasance est faible. Les fonctions d'élargissement du point montrées figure 9.2 sont simulées avec SpotX en ajoutant à la configuration initiale de MERSSIX des erreurs de pentes aléatoires ayant une période spatiale de 1 mm. Il faut noter que dans SpotX les erreurs de pentes sont aléatoires et donc peu représentatives des erreurs de pente réelles des miroirs notamment en terme de distribution fréquentielle des erreurs.

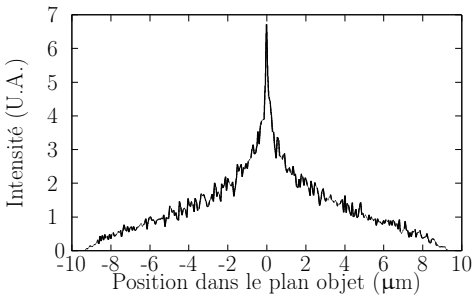
Nous avons donc divisé par 10 la tolérance spécifiée sur l'erreur de pente des miroirs de MERSSIX par rapport à celle tolérée sur les miroirs d'EHRXI pour conserver une dégradation de la résolution similaire. Une telle erreur de pente (0,3 µrad) est inférieure aux limites technologiques actuelles. Les substrats ont été réalisés avec une erreur de pente de 0,45 µrad [94].



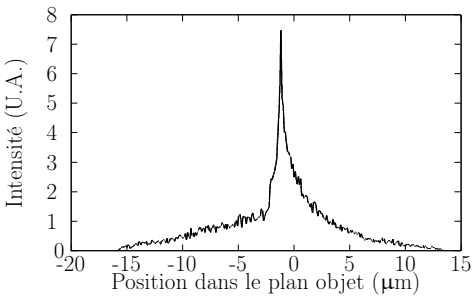
(a) Projection horizontale de la PSF d'EHRXI à 0,6 ° sans erreur de pente



(b) Projection horizontale de la PSF d'EHRXI à 0,6 ° ayant un erreur de pente de 0,3 mrad RMS



(c) Projection horizontale de la PSF de MERSSIX à 0,45 ° sans erreur de pente



(d) Projection horizontale de la PSF de MERSSIX à 0,45 ° ayant un erreur de pente de 0,3 mrad RMS

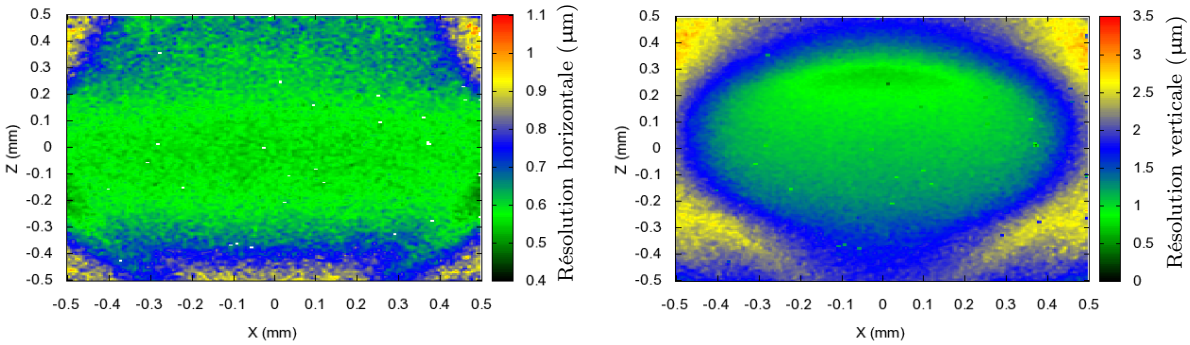
FIGURE *9.2 – Dégradation de la résolution avec la diminution de l'angle de rasance pour une même valeur RMS de défauts de pente. Comparaison d'un cas simulé à 0,6 ° (similaire à EHRXI) et d'un cas simulé à 0,45 ° (similaire à* MERSSIX *).*

9.1.2 Un microscope à haute Résolution

MERSSIX a été conçu pour observer des instabilités hydrodynamiques de 5 µm de taille typique (cf. paragraphe 1.2.2). Nous avons vu au paragraphe 3.4.4.2 qu'un système de type pseudo-Wolter était en théorie capable d'obtenir une telle résolution dans un champ de 1 mm de diamètre. EHRXI en avait fait la démonstration (cf. paragraphe 6.2.3).

Nous avons vérifié par la simulation que la contrainte de 5 µm de résolution à 50 % dans un champ de 500 µm de diamètre était tenue avec MERSSIX . La figure 9.3 montre

la résolution simulée de MERSSIX dans un champ de 1 mm de diamètre dans le cas où les optiques sont idéalement positionnées.



(a) Evolution de la résolution horizontale.

(b) Evolution de la résolution verticale.

FIGURE *9.3 – Evolutions des résolutions à 50 % horizontale (à gauche) et verticale (à droite) simulées dans le champ de merssix. Simulations réalisées avec SpotX. La valeur de la résolution est donnée en échelle de couleur dans le plan objet* $(\vec{x}, \vec{z})$.

Les résolutions inférieures à 5 µm dans l'ensemble du champ objet observées sur les images de la figure 9.3 sont un bon présage concernant la tenue des objectifs du projet LMJ. Cependant, pour parachever la conception de ce microscope, il est nécessaire de prendre en compte les modes dégradés du système optique. C'est-à-dire les performances du système dans le cas d'un positionnement des optiques avec des précisions liées à la réalisation mécanique des supports de celle-ci. Cette analyse est présentée au paragraphe 9.2

9.1.3 Un microscope à Sélection Spectrale

9.1.3.1 Principe du filtrage monochromatique

Contrairement aux expériences menées avec EHRXI, l'imagerie du microballon sur le LMJ se fera dans un milieu très perturbé. L'expérience d'essai d'atteinte de l'ignition générera de multiples sources de rayons X (cf. figure 9.4). On peut citer parmi elles :

- les points d'impact des lasers dans la cavité (normalement hors champ),
- le plasma de cavité s'étendant à la suite des impacts lasers,
- le microballon lui-même,
- la cible de radiographie, origine du signal.

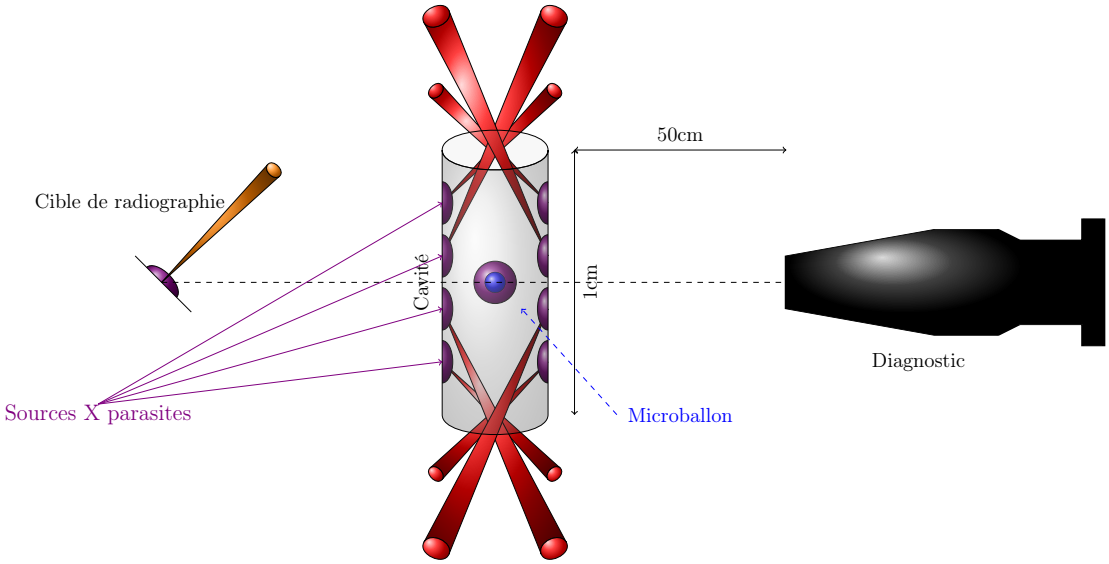


FIGURE *9.4 – Schéma de principe d'imagerie par radiographie sur LMJ avec les sources X générées. Les sources générées par les lasers et par le microballon perturbent l'axe de visée du diagnostic pour la radiographie.*

Afin de distinguer le signal d'intérêt dans l'image, il est nécessaire de s'affranchir du bruit apporté par les sources X parasites. Dans le cas d'une imagerie de l'émission propre du microballon, la réflectivité large bande des miroirs toriques présentée figure 9.1 sera appropriée. Dans le cas d'une imagerie par radiographie, il est possible d'optimiser la bande passante globale du microscope.

Une filtration spectrale du signal de l'image permet d'augmenter le rapport signal à bruit dans l'image, puisque chaque source est issue d'un processus d'interaction différent. Dans le cas de l'imagerie par radiographie, les photons utiles sont issus de l'interaction entre le faisceau laser de radiographie et la cible de radiographie. Cette source a un spectre d'émission présentant des raies (cf. 2.1). En limitant notre bande spectrale autour d'une raie proéminente de ce spectre, le rapport signal à bruit [1] peut être grandement amélioré. La figure 9.5 illustre ce principe de filtrage.

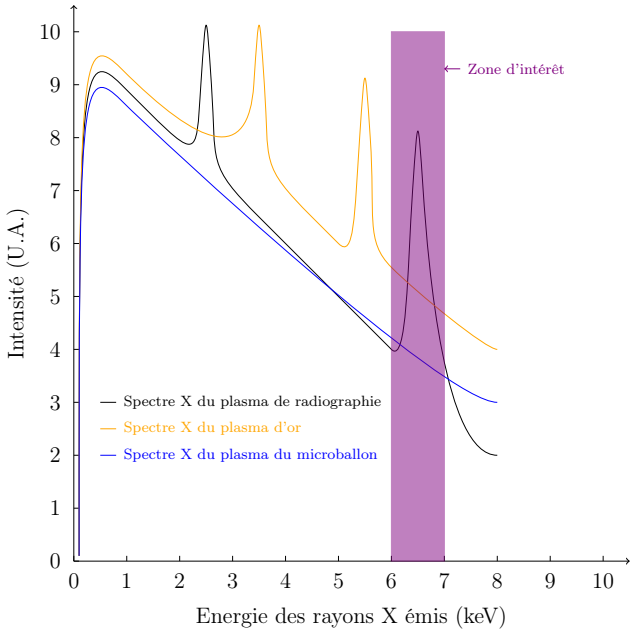


FIGURE 9.5 – *Principe d'amélioration de l'image par sélection spectrale. Les formes des spectres typiques d'émission X des plasmas d'or, de radiographie et d'émission propres sont superposées. La zone violette montre la bande spectrale où l'on attend le meilleur rapport signal à bruit pour l'imagerie par radiographie. Ce schéma ne témoigne aucunement des valeurs réelles des raies d'émissions des différentes sources X.*

Les cibles de radiographie sur LMJ seront différentes selon les campagnes de tir. Il est donc nécessaire d'avoir un élément optique de filtrage aisément remplaçable.

1. C'est à dire le rapport entre les puissances lumineuses du signal et des sources parasites reçues par le détecteur.

Nous avons choisi d'ajouter aux deux miroirs toriques de MERSSIX un miroir plan ayant un dépôt périodique. Ce miroir sélectionnera une bande d'énergie d'intérêt pour la campagne expérimentale le cas échéant. Ce principe de sélection est présenté sur la figure 9.6 avec une superposition des réflectivités théoriques d'un miroir torique de MERSSIX et d'un miroir plan de sélection spectrale. Le faible coût de ce genre de miroir, son impact nul sur la résolution ainsi que la possibilité de modeler sa réponse spectrale facilement en font un bon candidat pour le filtrage.

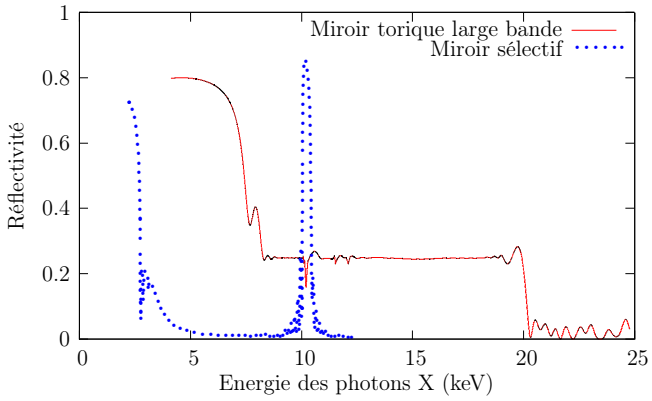


FIGURE *9.6 – Principe de sélection spectrale à l'aide d'un miroir plan. Réflectivité théoriques d'un miroir torique large bande (en rouge) et d'un miroir plan de sélection spectrale (en bleu).*

On développera dans un premier temps trois miroirs interchangeables pour MERSSIX pour les expériences de qualification du microscope. Chacun aura une bande passante étroite centrée sur une raie K proéminente des matériaux probables pour les expériences LMJ. Nous avons sélectionné les énergies suivantes :

- 8 keV, qui correspond à la raie K_α du cuivre,
- 10 keV, qui correspond à la raie K_α du germanium,
- 17 keV, qui correspond à la raie K_α du molybdène.

Il faudra toutefois prendre en compte le caractère interchangeable de ces miroirs dans la conception du support mécanique des composants optiques du microscope.

Pour faciliter l'alignement du diagnostic, nous avons choisi d'utiliser le miroir plan pour compenser la déviation du faisceau X par les miroirs toriques. Cette compensation de la déviation nous permet d'ajouter des blindages (feuilles de tungstène de 2 mm) au diagnostic pour nous prémunir de rayons X de haute énergie venant bruiter l'image. Pour compenser la déviation de l'axe optique amenée par les miroirs toriques, le miroir plan est placé à un angle de rasance de 0,9 $^\circ$. On obtient alors un trajet optique des rayons X dans le microscope tel que celui présenté figure 9.7.

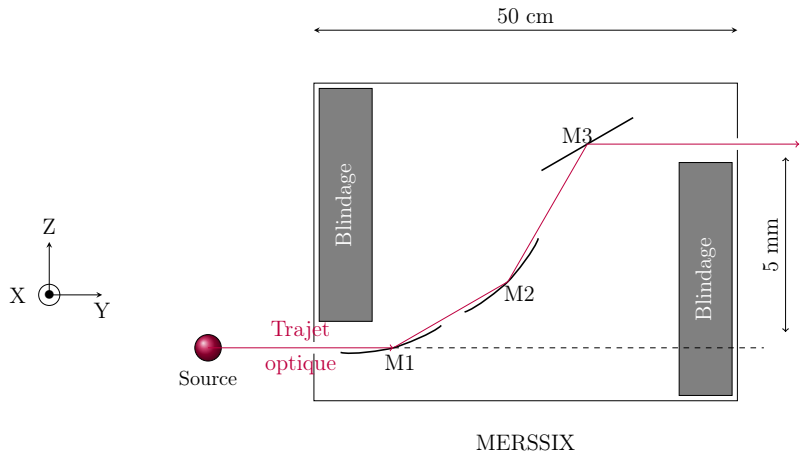


FIGURE *9.7 – Schéma du trajet optique des rayons X dans* MERSSIX *par rapport aux miroirs toriques (M1 et M2), au miroir plan (M3) et aux blindages intégrés.*

9.1.3.2 Inconvénient du filtrage monochromatique par miroir multicouche

Il est en général plus simple de fabriquer un miroir périodique qu'un supermiroir apériodique mais la bande passante étroite du miroir de filtrage de MERSSIX pose un problème dans le cas d'une application à l'imagerie mettant en jeu des angles aussi rasants que ceux des miroirs de MERSSIX .

En effet, dans l'analyse des réponses spectrales des miroirs que nous avons faite jusqu'ici, nous avons négligé la dispersion de l'angle de rasance. Cette approximation était valable dans le cas des dépôts large bande, mais plus la bande de réflectivité est étroite, moins cette approximation est vraie.

Pour mieux comprendre, reprenons l'analyse phénoménologique des miroirs multicouches apériodiques faite au chapitre 3.4.4.2.3 où nous considérions un dépôt multicouche apériodique comme un empilement de dépôt périodique à une seule bicouche. Lorsque l'angle de rasance admet une faible dispersion autour de sa valeur nominale, l'énergie centrale du pic de réflectivité de chaque bicouche se décale légèrement. Mais puisque la somme des réflectivités des bicouches est calculée pour donner une réponse plate, la réflectivité du dépôt apériodique est quasiment inchangée. C'est ce que l'on observe sur la figure 6.11 du paragraphe 6.2.2.3.1.

Lorsque l'on passe à l'étude d'un miroir multicouche périodique et donc ayant une bande passante étroite, le décalage de l'énergie centrale du pic de réflectivité devient problématique. À chaque angle de rasance correspond une réflectivité différente.

Les origines de la dispersion de l'angle de rasance sont :
– l'ouverture du microscope (cf. figure 9.8),

– l'étendue du champ objet (cf. figure 9.9).

Ces deux causes sont responsables d'une dispersion dans un cône de demi-angle respectivement :

– 0,042 ° pour l'ouverture du microscope (soit environ 5 % de l'angle nominal),
– 0,092 ° pour l'étendue du champ (soit environ 10 % de l'angle nominal).

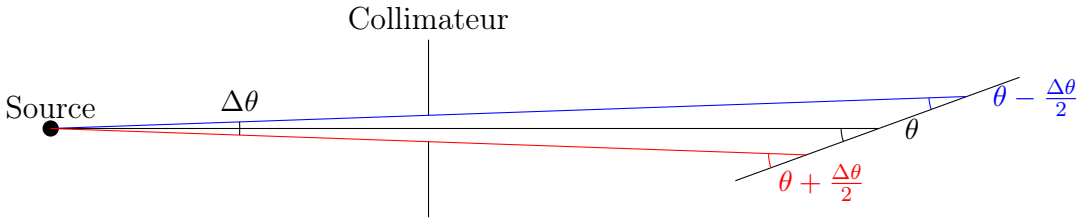


FIGURE *9.8 – Schéma de la dispersion de l'angle de rasance entraînée par l'ouverture du microscope*

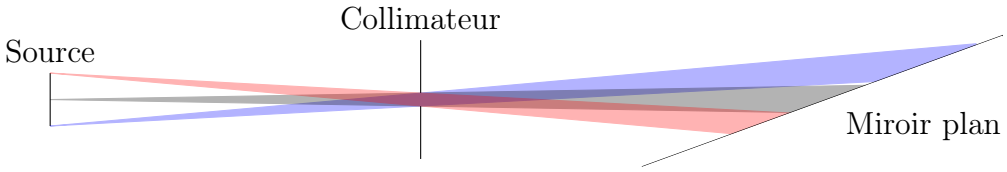


FIGURE *9.9 – Schéma de la dispersion de l'angle de rasance entraînée par le champ objet du microscope*

La dispersion de l'angle de rasance induite par l'ouverture peut être considérablement réduite en plaçant le miroir plan derrière les miroirs toriques. En effet, grâce à ce placement adéquat on divise la dispersion angulaire par le grandissement.

En revanche, quel que soit l'emplacement du miroir plan, la dispersion de l'angle de rasance apportée par le champ objet ne peut être réduite. Cependant, comme on peut l'observer sur la figure 9.9, les rayons provenant de différents points de la source touchent le miroir plan en différents points [2].

Nous avons donc choisi pour le miroir plan un dépôt périodique à gradient longitudinal de période ainsi que montré figure 9.10. Ce type de dépôt est appelé dépôt de Goebel.

La longueur du miroir plan est de 80 mm pour ne pas vignetter dans un champ de 1 mm de diamètre. Avec une variation de période de ± 5 % le long du miroir on retrouve

2. On notera que cette dispersion se produit aussi sur l'axe sagittal du miroir mais cela n'a pas d'incidence sur l'ange de rasance et donc sur la réflectivité du miroir.

une bande étroite homogène selon le point d'émission du champ. De plus, le traitement restant localement périodique, on garde une haute réflectivité (> 70 %).

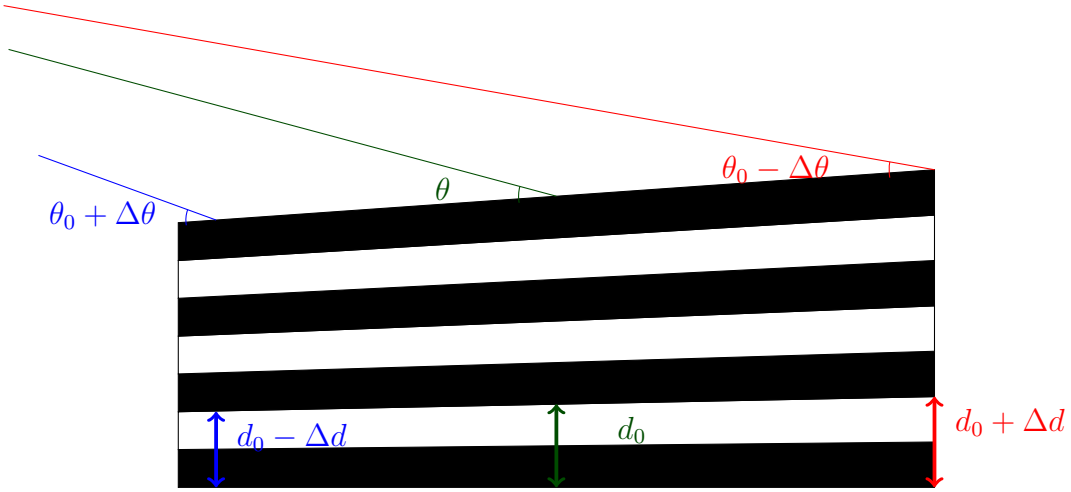


FIGURE *9.10 – Schéma de principe d'un dépôt de Goebel.*

9.1.4 Un microscope pour l'Imagerie X sur le LMJ

Sur l'installation LMJ, il faudra pouvoir imager le microballon en plaçant le diagnostic à plus de 50 cm de la cible (cf. 1.3.1). Si l'on veut conserver un grandissement supérieur à 10, il est nécessaire d'augmenter la focale des miroirs toriques par rapport à EHRXI (cf équation 9.1).

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} &= \frac{1}{q} + \frac{1}{p} \\ G &= \frac{q}{p} \\ \Rightarrow G &= \frac{1}{\frac{p}{f} - 1} \end{aligned} \tag{9.1}$$

Les focales sagittale et tangentielle des miroirs sont proportionnelles aux rayons de courbure et à l'angle d'incidence des rayons X. L'angle de rasance étant fixé par le dépôt, il a fallu augmenter les rayons de courbure des miroirs.

Afin de laisser la place pour une cassette de filtres et pour un système d'alignement extérieur au microscope, nous avons opté pour une focale totale, f_T, de 69 cm. Cette valeur permet d'atteindre un grandissement supérieur à 10 avec une distance entre le plan objet et le plan image de 11,2 m. Cette distance correspond à celle séparant le centre chambre du bout du SID. Pour limiter les coûts de fabrication, on utilisera deux miroirs toriques identiques de focale f. La simulation impose que les miroirs aient une taille de plus de

100 mm pour avoir un champ objet de plus de 1 mm. En prenant pour approximation une distance inter-miroir, e, de l'ordre de 100 mm, on obtient les rayons de courbure suivants :

$$
\begin{aligned}
& f_T = \frac{f^2}{2f+e} \\
\Rightarrow & f = 1,43 \text{ m} \\
& f = f_s = f_t \\
& f_t = \frac{R_t.sin(\theta)}{2} \\
& f_s = \frac{R_s}{2sin(\theta)} \\
\Rightarrow & \begin{cases} R_t = \dfrac{2f}{sin(\theta)} = 363 \text{ m} \\ R_s = 2f.sin(\theta) = 22,4 \text{ mm} \end{cases}
\end{aligned}
$$

Cette distance nous permet d'utiliser MERSSIX sur le LMJ avec une distance de 11,2 m entre la source et le détecteur pour un grandissement de 11 . La distance source - MERSSIX est alors de 62 cm ce qui est compatible avec les contraintes liées à un tir LMJ.

9.1.5 Résumé des caractéristiques des miroirs de MERSSIX

Les largeurs utiles des miroirs de MERSSIX sont données par le diamètre de l'ouverture. On augmente ces largeurs à 20 mm pour éviter de fragiliser les substrats. La hauteur des substrat des miroirs est limitée par le bâti utilisé pour réaliser les dépôts multicouches : 37 mm. Le tableau 9.1 résume les caractéristiques des miroirs de MERSSIX abordées aux paragraphes précédents.

	Miroir torique 1	Miroir torique 2	Miroir plan
Longueur (mm)	100	100	80
Largeur (mm)	20	20	20
Hauteur (mm)	37	37	37
Rayon sagittal (mm)	22,4	22,4	n/a
Rayon tangentiel (m)	363	363	n/a
Angle de rasance ($^\circ$)	0,45	0,45	0,7
Gamme spectrale (keV)	1 - 22	1 - 22	Monochrom. entre 1 et 22

TABLE *9.1 – Résumé des dimensions des miroirs de* MERSSIX *et des gammes spectrales accessibles à chacun d'eux.*

9.2 MERSSIX en pratique

Ce paragraphe traite de l'avant projet sommaire de la mécanique de MERSSIX.

Le défi du maintien mécanique des composants optiques vient de l'extrême précision sur leur positionnement nécessaire à l'obtention de la haute résolution. Ces tolérances ont été simulées sous SpotX en deux temps :

- dans un premier temps, on fait varier chaque paramètre indépendamment et on évalue chaque tolérance comme la limite au delà de laquelle la résolution du système en centre champ dépasse 2 µm,
- dans un second temps ces fourchettes ont été réajustées de façon à ce que la résolution à 80 % du microscope reste sous 7 µm dans tout le champ. Ce calcul a été fait en tirant aléatoirement le positionnement des optiques dans les tolérances précédemment calculées pour 60000 configurations différentes.

Les tolérances finales de positionnement sont celles résumées dans le tableau 9.2.

	Miroir torique 1	Miroir torique 2	Miroir plan
Translation selon x	200 µm	200 µm	0,5 mm
Translation selon y	200 µm	200 µm	1 mm
Translation selon z	50 µm	50 µm	50 µm
Rotation autour de x	0,01 °	0,01 °	0,01 °
Rotation autour de y	0,1 °	0,1 °	0,1 °
Rotation autour de z	0,01 °	0,01 °	0,1 °

TABLE *9.2 – Tolérances sur le positionnement des miroirs par rapport aux degrés de liberté liés au référentiel lié au centre de la surface réfléchissante des miroirs.*

9.2.1 Simulations menant au tolérancement de positionnement des optiques

Les simulations ont été faites en deux temps :

- l'influence de chaque paramètre a été observée par simulation en le faisant varier par rapport à une configuration optique parfaite,
- les tolérances calculées à l'étape précédente ont été ensuite relâchées en prenant en compte la compensation des défauts de positionnement des optiques entre eux.

Les deux paragraphes suivants témoignent de ces deux étapes.

Les simulations ont été réalisées avec l'outil "diagnostic" du logiciel de tracé de rayon SpotX. Les valeurs de résolutions présentées sont données pour une résolution à 80 %. La résolution est donnée dans le plan objet en µm. Le critère pris dans cette première

phase de dimensionnement est une résolution au centre objet de 2 µm pour anticiper la dégradation de la résolution par chaque paramètre. En effet, il y a 6 paramètres (3 translations et 3 rotations) de positionnement par miroir et 2 paramètres de positionnement pour le collimateur soit 14 paramètres de positionnement pour le microscope (on verra que le positionnement du miroir plan n'influe pas sur les résolutions). Si chaque paramètre dégrade la résolution à 2 µm, on obtient une résolution totale de :

$$R_T = \sqrt{2^2.14} = 7,5 \text{ µm}$$

Par convention on repèrera les axes de rotation et de translation conformément au schéma 9.11.

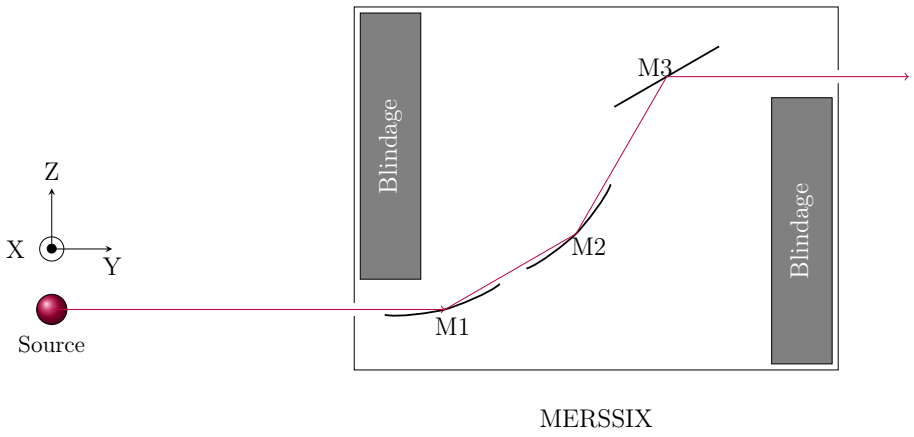


FIGURE *9.11 – Axes du repère cartésien utilisé dans SpotX pour les simulations de* MERSSIX .

9.2.1.1 Simulations 1D

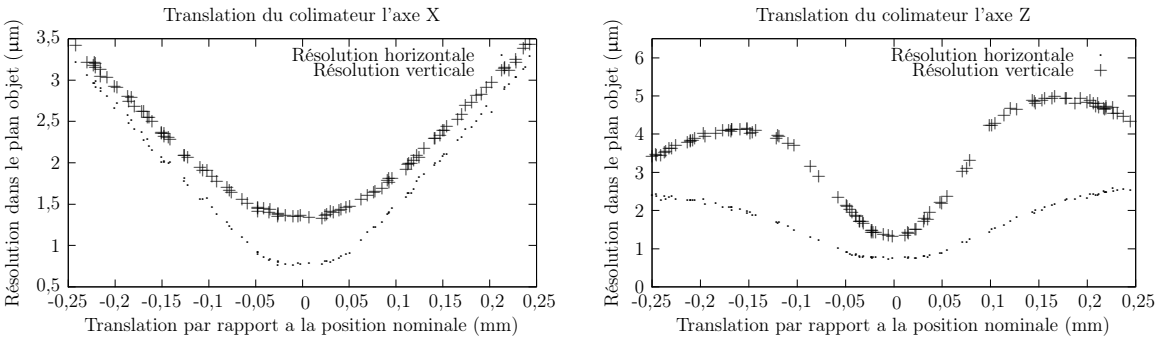
Les simulations présentées ici sont dites "1D" puisqu'elles présente la variation de la résolution au centre du champ objet en fonction d'un seul paramètre (translation ou rotation d'un élément de la chaîne optique de MERSSIX dans une configuration parfaite).

Variation de la position du collimateur

Translations selon X et Z

Les premiers paramètres de positionnement à tolérancer sont les translations du collimateur selon les axes X et Z. On ne considérera pas la translation selon Y qui ne change rien optiquement (si ce n'est, de façon minime, l'ouverture du diagnostic). Les résultats des simulations sont présentées figure 9.12.

On observe sur la figure 9.12b que la résolution chute au delà de 150 µm de décalage. Il s'agit là d'un artefact dû au calcul. En effet, la résolution est calculée grâce au barycentre



(a) Translation selon X (b) Translation selon Z

FIGURE *9.12 – Variation des résolutions de* MERSSIX *au centre champ en fonction de la translation du collimateur selon les axes X et Z.*

de la réponse impulsionnelle du microscope. Or au delà de 150 µm de décentrement, le collimateur vignette : des rayons sont perdus et la tâche parait plus petite. Cet artefact sera rencontré dans de multiples résultats présentés ci-après.

Pour résumer les courbes présentées en figure 9.12, on retiendra que le collimateur doit être placé dans une sphère de 50 µm de rayon autour de sa position nominale.

On ne considèrera pas les rotations du collimateur, puisqu'elle reviennent à un rétrécissement de l'ouverture de celui-ci mais les quelques dixièmes degrés de précision atteignables avec un système de positionnement standard suffisent amplement.

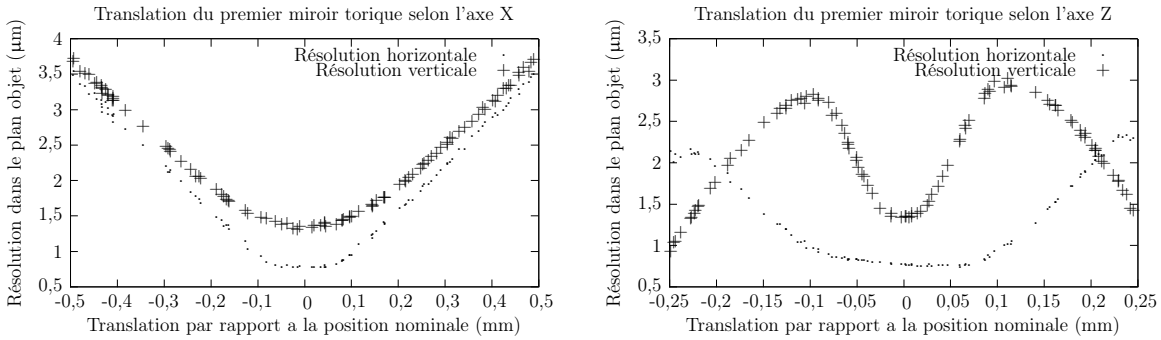
Variation de la position du premier miroir torique

Translations selon X et Z

La seconde optique dont il faut tolérancer le positionnement est le premier miroir torique. On ne considèrera que les translations de cette optique selon les axes X et Z puisqu'une translation selon Y reviendrait à une combinaison d'une translation du collimateur selon Y (sans effet) et d'une translation du second miroir selon Y (présentée ci-après). Les résultats des simulations sont présentées figure 9.13.

On observe pour la translation selon Z une chute de la résolution au delà de 100 µm de décalage qui traduit un effet de vignettage du miroir.

On retiendra pour respecter notre critère de tolérancement que le miroir torique doit être placé à la hauteur (axe Z) nominale ± 50 µm et à mieux que 200 µm latéralement (sur l'axe X).



(a) Translation selon X

(b) Translation selon Z

FIGURE *9.13 – Variation des résolutions de* MERSSIX *au centre champ en fonction de la translation du premier miroir torique selon les axes X et Z*

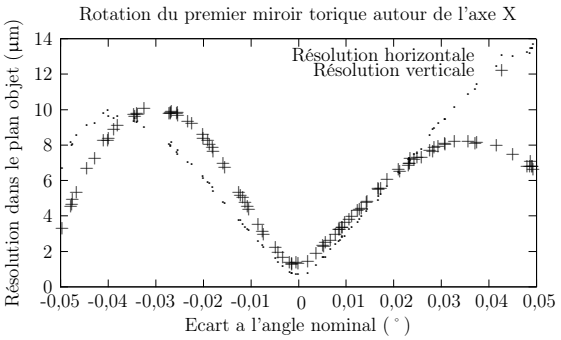
Rotations autour de X, Y et Z

Les résultats des simulations témoignant de la dégradation des résolutions du microscope en fonction des rotations du premier miroir torique autour de sa position nominale sont présentées figure 9.14.

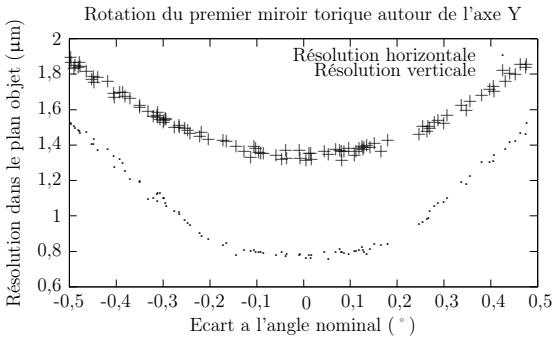
On observe que la rotation du miroir autour de l'axe Y n'a presque pas d'incidence sur la résolution. Ceci est compatible avec l'approximation des surfaces d'un microscope de Wolter par des tores. On retrouve ici une quasi-symétrie de révolution des optiques.

Puisque les tores utilisés sont intrinsèquement astygmatiques, l'angle de rasance du miroir (rotation autour de X) impacte fortement la résolution : il ne faudra pas s'écarter de plus de 0,01 ° de sa valeur nominale (0,45 °).

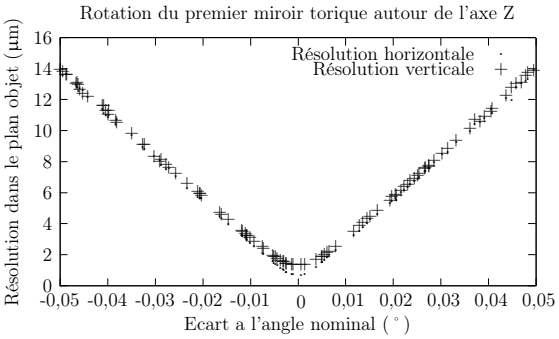
On notera en particulier la sensibilité de la résolution à la rotation selon l'axe Z. Cet angle formé entre les miroirs est appelé angle de lacet et est en pratique le plus difficile à mesurer et donc à régler. On essaiera de le maintenir en dessous de 0,01 °. C'est cette tolérance qui conditionne la conception de la mécanique de maintien des optiques de MERSSIX .



(a) Rotation autour de X



(b) Rotation autour de Y



(c) Rotation autour de Z

FIGURE *9.14 – Variation des résolutions de* MERSSIX *au centre champ en fonction de l'angle de rotation du premier miroir torique autour des axes X, Y et Z.*

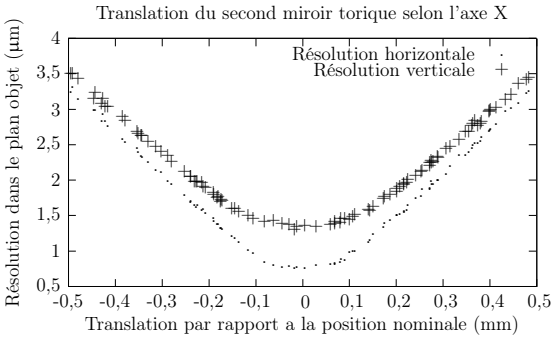
Variation de la position du second miroir torique

Translations selon X ,Y et Z

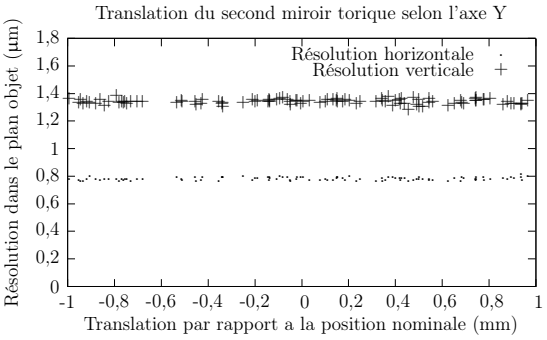
La troisième optique dont il faut tolérancer le positionnement est le second miroir torique. On ne considèrera ici les translations de cette optique selon les trois axes. Les résultats des simulations sont présentées figure 9.15.

On observe que la translation du second miroir torique selon l'axe Y est sans effet sur la résolution. Ceci est cohérent avec le fait que ce déplacement est très faible devant la focale totale du microscope ($\simeq$ 70 cm).

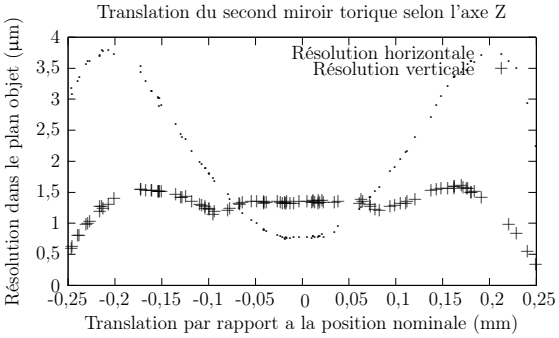
Les translations selon X et Z imposent les mêmes tolérances de positionnement que pour le premier miroir toriques.



(a) Translation selon X



(b) Translation selon Y

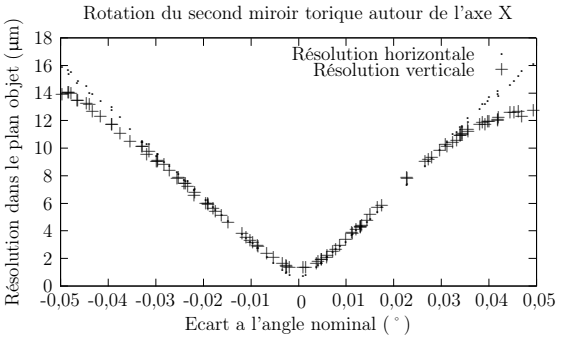


(c) Translation selon Z

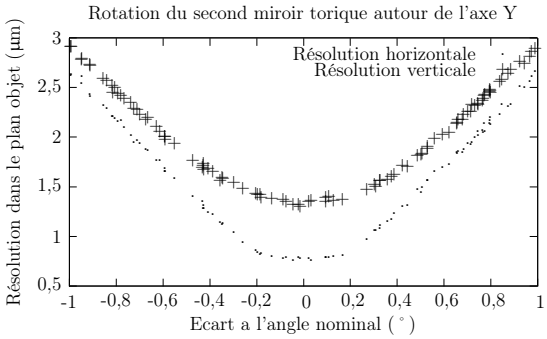
FIGURE *9.15 – Variation des résolutions de* MERSSIX *au centre champ en fonction de la translation du second miroir torique selon les axes X, Y et Z.*

Rotations autour de X, Y et Z

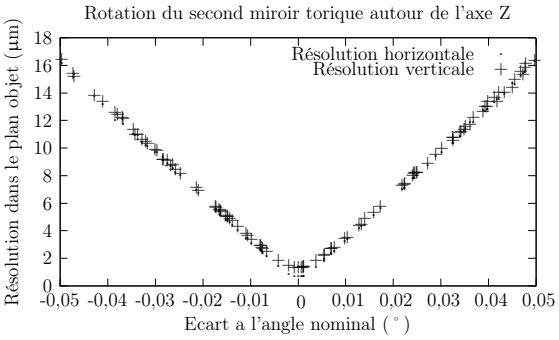
Les résultats des simulations témoignant de la dégradation des résolutions du microscope en fonction des rotations du second miroir torique autour de sa position nominale sont présentées figure 9.16.



(a) Rotation autour de Y



(b) Rotation autour de Y



(c) Rotation autour de Z

FIGURE *9.16 – Variation des résolutions de* MERSSIX *au centre champ en fonction de l'angle de rotation du second miroir torique autour des axes X, Y et Z*

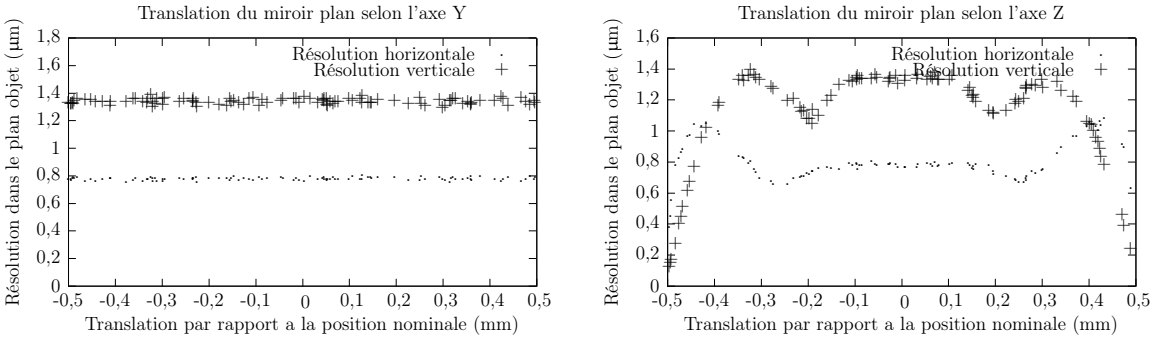
On retrouve ici sensiblement les mêmes résultats que pour le premier miroir torique à l'exception de la rotation autour de l'axe X. Le vignettage du miroir apparait pour des écarts plus grands que pour le premier miroir torique. Ceci est dû à la focalisation du faisceau de rayons X par le premier miroir torique : le faisceau est moins large, donc la surface nécessaire pour le réfléchir est moins grande. En revanche, la variation de la résolution en fonction de l'écart à l'angle nominal reste la même, ce qui est cohérent avec la dépendance de la focale d'un miroir torique à l'angle de rasance.

On retiendra que les tolérances sur les rotations du second miroir torique par rapport à sa position nominale sont les mêmes que pour le premier miroir torique.

Variation de la position du miroir plan

Translations selon Y et Z

Enfin, la dernière optique à tolérancer est le miroir plan. Ce miroir est optiquement neutre comme en témoignent les résultats des simulations présentés figure 9.17.



(a) Translation selon Y

(b) Translation selon Z

FIGURE *9.17 – Variation des résolutions de* MERSSIX *au centre champ en fonction de la translation du miroir plan selon les axes Y et Z.*

Le tolérancement de cette optique ne peut se faire par observation de la résolution. Le rôle de ce miroir est à la fois géométrique (il renvoie le faisceau X dans une direction colinéaire à sa direction d'entrée dans le microscope) mais surtout spectral. C'est cet aspect de sélecteur spectral qui dimensionne la précision de positionnement de ce miroir requise.

La translation selon X et la rotation selon Y n'ont aucun effet sur le rôle de filtre de ce miroir. En revanche :

- un écart à l'angle nominal de rasance sera proportionnel à l'erreur faite sur l'énergie reflétée par le miroir,
- on limitera l'angle de rotation autour de l'axe Z pour éviter des effets de champs dû au traitement de Göbel.
- les translations selon Y et Z n'auront qu'un effet limité sur la compensation de l'énergie reflétée par le traitement de Goebel (cf. paragraphe 9.1.3.2), elles induiront un décalage de l'énergie reflétée centrale.

Les valeurs précises pour le tolérancement du miroir plan ne pourront être arrêtées qu'après métrologie de ce composant.

9.2.1.2 Simulations 16D

La dernière étape à franchir pour le tolérancement final du microscope est le tolérancement en faisant varier 16 paramètres simultanément : les 14 paramètres du paragraphe précédent et les positions (X,Z) du point émissif du plan source. En effet, les tolérances de positionnement présentées ci-dessus ont été calculée en faisant varier un seul paramètre dans une configuration parfaite du microscope. Cette analyse est incomplète puisqu'elle néglige les couplages entre les paramètres de positionnement. Ces couplages ont été en réalité pris en considération en amont puisque l'on a fait le choix de dimensionner chaque paramètre afin que la résolution ne dépasse pas 2 µm. Il convient maintenant de vérifier que lorsque tous les paramètres varient simultanément, la résolution ne dépasse pas les 5 µm dans l'ensemble du champ.

Pour faire cette analyse, le logiciel de tracé de rayon SpotX offre un module de "diagnostic" permettant de faire tirer aléatoirement les paramètres choisis dans un intervalle donné et de calculer la résolution associée à ce tirage aléatoire. Nous avons donc effectué cette simulation avec les intervalles donnés ci-dessus.

Le résultat de cette simulation est un ensemble de résolutions obtenues pour un positionnement aléatoire de optiques du microscope. On considère que le montage des optiques est :

- aléatoire,
- indépendant du positionnement des autres optiques,
- issue d'un tirage équi-probabiliste dans la sphère d'incertitude autour de sa position idéale [3].

En plaçant les résolutions obtenues par la simulation dans un histogramme on obtient donc une probabilité d'obtention de résolution du microscope pour un montage des optiques dans les intervalles calculés précédemment. Cette probabilité est présentée sur la figure 9.18 pour 60000 configurations. Il est à noter que 60000 configurations n'est pas un grand nombre au sens probabiliste compte-tenu du nombre de variable aléatoire, il a été choisi pour satisfaire au temps de calcul disponible pour cette étude. Une étude est en cours pour déterminer les couplages entre les variables aléatoires et donc optimiser le nombre de configurations nécessaires pour satisfaire à la loi des grands nombres.

Seules certaines configurations n'atteignent pas la résolution à 50 % de 5 µm. Ces configurations ont une très faible probabilité de réalisation et si elles apparaissaient, seraient très faciles à corriger (le changement de n'importe lequel des paramètres de positionne-

3. Cette dernière hypothèse est probablement plus large que nécessaire puisque le montage d'une optique est lié à une mesure de la position de celle-ci et que donc la probabilité de placement d'une optique donnée est plus piquée autour de la position idéale qu'un tirage plat. La largeur de cette hypothèse tend à surestimer les résolutions.

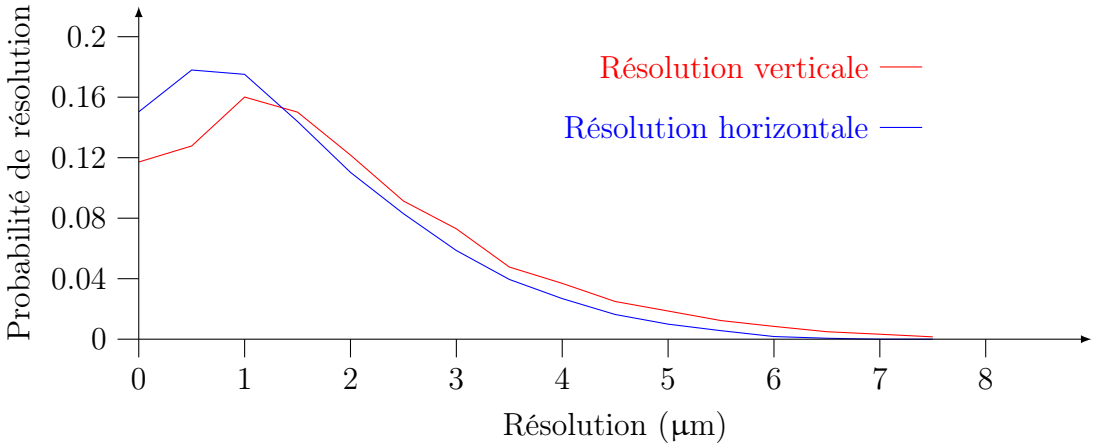


FIGURE *9.18 – Probabilité d'obtention des résolutions horizontale (en bleu) et verticale (en rouge) dans le champ de* MERSSIX *lorsque les paramètres de positionnement des optiques cités au paragraphe précédent varient aléatoirement. 60000 configurations analysées.*

ment améliorerait alors la résolution).

On peut donc considérer que les tolérances calculées dans la partie précédente sont suffisantes pour assurer une résolution de MERSSIX inférieure à 5 µm à 50 %.

9.2.2 Maintien mécanique des composants optiques

Le cahier des charges concernant la conception du support de maintien des optiques du microscope devait répondre aux exigences suivantes :

- permettre un positionnement des optiques suffisamment précis pour atteindre les précisions présentées précédemment,
- permettre une interchangeabilité du collimateur pour s'adapter au flux X entrant (entre chaque campagne expérimentale),
- permettre une interchangeabilité du miroir plan pour s'adapter aux différentes sources de radiographie (entre chaque tir),
- être robuste,
- ne pas approcher la source à moins de 50 cm.

Pour satisfaire ces contraintes, une étude est en cours. Les paragraphes suivant détaillent les sous-ensembles de celle-ci. Une vue CAO de l'ensemble de MERSSIX tirée de cette étude est présentée figure 9.19. La structure de l'ensemble du support mécanique a été choisi octogonale pour la robustesse de cette forme.

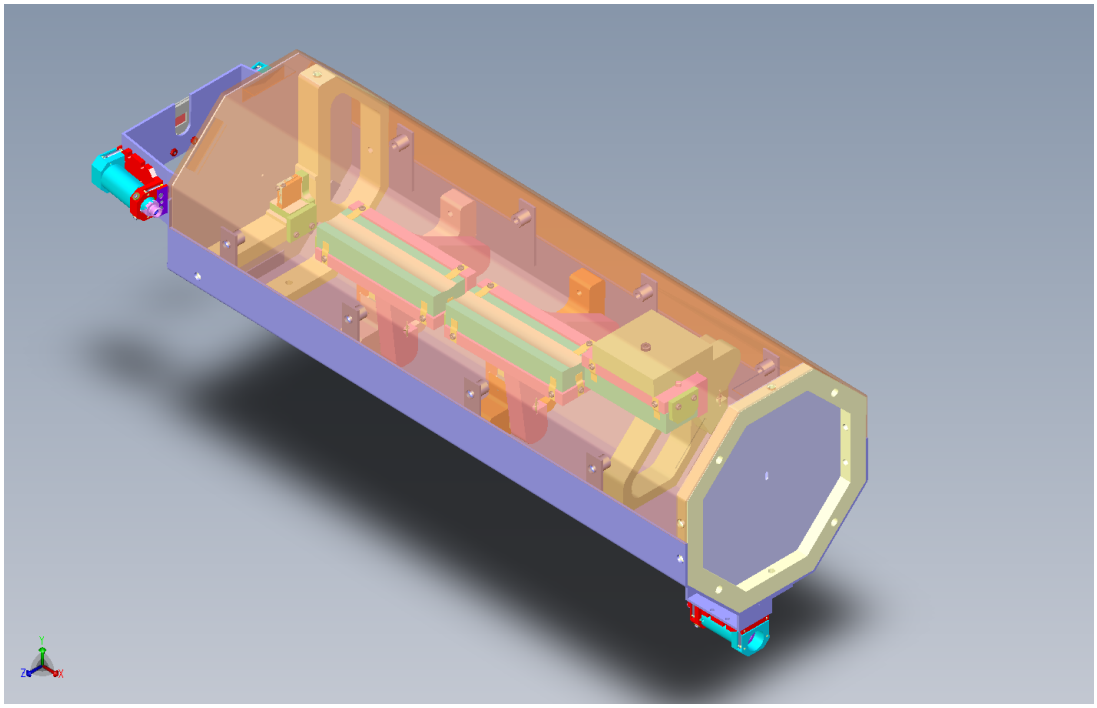


FIGURE *9.19 – Vue CAO d'ensemble du microscope de MERSSIX*

9.2.2.1 Positionnement des optiques

Les tolérances définies au paragraphe précédent sont très contraignantes, on ne peut donc pas se passer de corriger les éventuelles erreurs de polissage des miroirs. Deux possibilités s'offrent alors :

- concevoir un système de maintien à vis ou à moteur
- ou concevoir plusieurs systèmes fixes avec de légers décalages dans le positionnement.

Un système à vis ou à moteur nécessite d'être manipulé avec grande précaution. Il faut de plus vérifier souvent que des vibrations ne l'ont pas perturbé. Or vérifier que les miroirs sont toujours bien positionnés nécessite beaucoup de temps. Nous avons donc choisi la seconde solution.

Nous avons fait le choix d'un positionnement de chaque miroir avec un système dit de "trait-point-plan" (cf. figure 9.20). Le système de trait point plan est fixé par un ressort de traction contre des cales micro-usinées. L'ajustement des cales permet d'obtenir un système à la fois robuste et ultra-précis. L'avant projet détaillé du système est encore en cours.

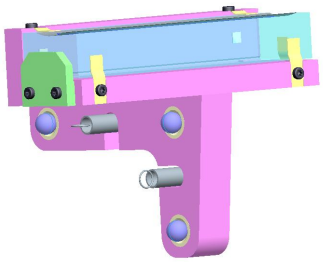


FIGURE *9.20 – Vue de détail du système de positionnement "trait-point-plan" des miroirs.*

9.2.2.2 Réglage du collimateur

Le collimateur est l'élément déterminant l'axe optique pour l'ensemble du microscope. Celui-ci doit être repositionné très précisément. Le collimateur sera donc placé en appui sur des pions en céramique.

Pour arrêter les rayons X d'énergie inférieure à 30 keV, il est nécessaire d'avoir soit un collimateur épais soit un collimateur fait dans un matériau de Z élevé. Dans ce cas, il est difficile de percer la matière avec des diamètres de la centaine de microns. Nous avons donc choisi d'utiliser des blocs verticaux et horizontaux de matière séparés avec des cales. Le croisement des blocs donne le trou du collimateur avec une très bonne reproductibilité de centrage et un diamètre de collimation réglable aisément. Ce principe est illustré figure 9.21 par une vue éclatée détaillée du collimateur.

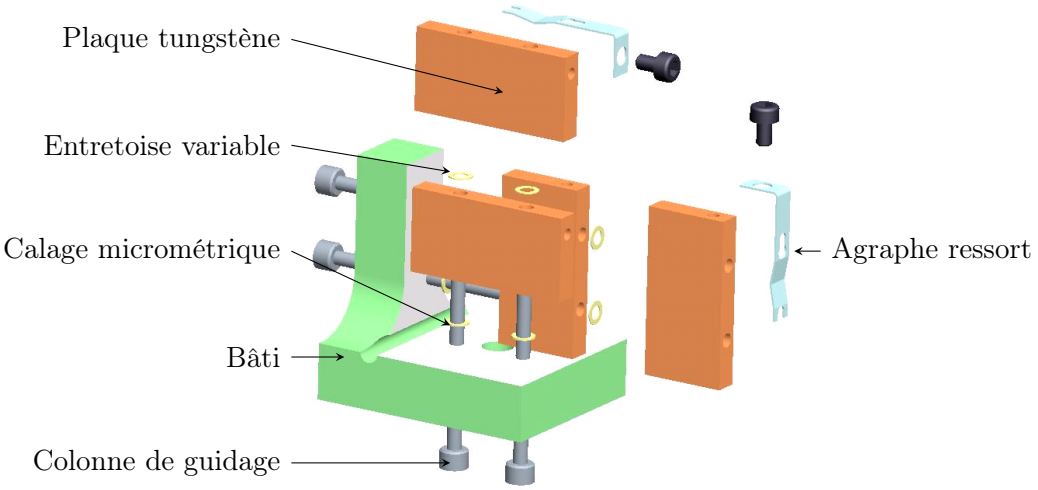


FIGURE *9.21 – Vue de détail du collimateur.*

9.2.3 Système d'alignement de MERSSIX

Nous avons vu avec EHRXI que l'alignement du microscope avec la source et le détecteur pose problème (cf. 8.3.1). Le système d'alignement de MERSSIX a donc été repensé. Les deux principales sources d'erreur avec EHRXI étaient :

- le centrage de la croix objet par rapport à la cible de radiographie,
- la conjugaison précise des croix du système d'alignement faite sous X par le repérage dans les plans image et objet d'une référence.

La première source d'erreur a été diminuée par la conception d'un nouveau principe d'alignement. Le système d'alignement de MERSSIX schématisé figure 9.22 est constitué de trois crayons lasers. Deux crayons laser sont focalisés sur le centre du champ objet et un troisième est focalisé sur le centre du champ image.

Les tâches laser dans le plan focal des crayons font 100 µm de diamètre. Un système d'observation inséré dans la chambre LMJ imagera ces tâches l'une après l'autre et en calculera les barycentres lumineux. Ce système permettra d'atteindre 25 µm de précision sur l'alignement de l'objet. Le crayon arrière sert de marqueur et n'a pas besoin d'un placement aussi précis puisque les microscopes que nous utilisons sont relativement insensibles à un déplacement du détecteur selon l'axe de propagation des rayons de quelques dizaines de centimètres autour de sa position théorique. Le marqueur arrière a donc surtout vocation à permettre le centrage de l'analyseur optique.

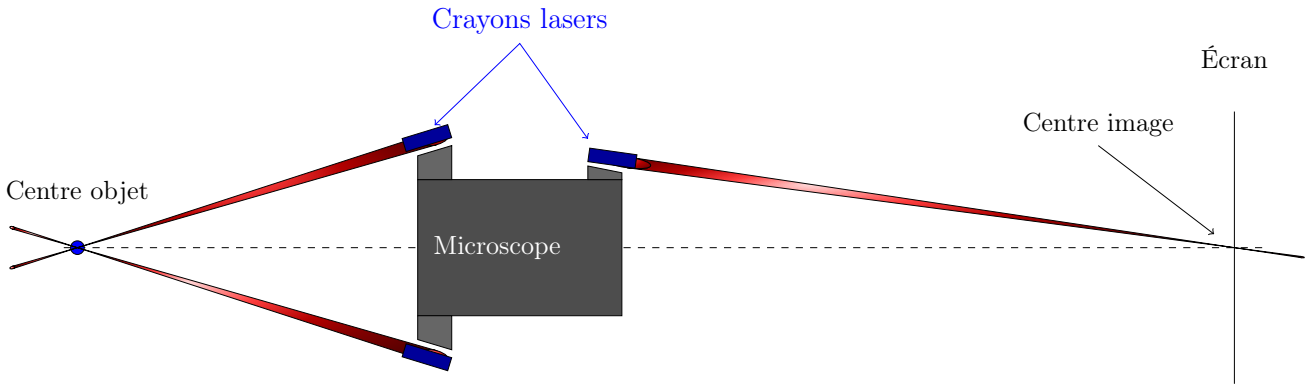


FIGURE *9.22 – Schéma de principe d'un système d'alignement par crayons lasers.*

La seconde source d'erreur liée à l'alignement d'EHRXI a été minimisée en changeant la méthode de réglage du système d'alignement du microscope. Ce réglage avec EHRXI se fait sous X. Cela présente deux inconvénients :

- le réglage est long puisque la mesure (sous vide) et le réglage (à l'air) de l'alignement sont dissociés
- le réglage est imprécis puisque l'on doit régler le système en le centrant sur un objet de plusieurs centaines de microns.

Nous avons donc changé la méthode en profitant du fait que grâce au troisième miroir de MERSSIX l'axe de propagation des rayons X entre et sort du système perpendiculairement à des surfaces mécaniques. Ainsi, en utilisant des lunettes de Taylor-Hobson, on peut définir un axe optique centré sur les collimateurs d'entrée et de sortie. Les lunettes permettent de visualiser et de centrer le système laser précédent en tout plan perpendiculaire à cet axe. La mesure se fait donc simultanément au réglage de l'alignement et à pression atmosphérique. Ce principe est illustré sur la figure 9.23

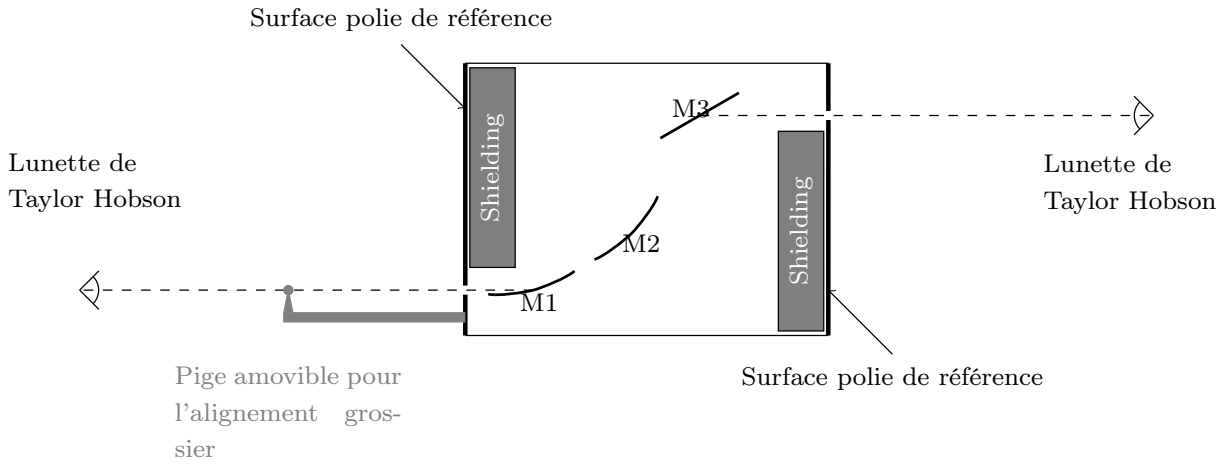


FIGURE *9.23 – Schéma de principe du réglage du système d'alignement de* MERSSIX *avec des systèmes optiques visibles.*

9.3 Conclusions

Le retour d'expérience que nous avons acquis grâce aux différentes campagnes expérimentales menées avec EHRXI, nous a permis de développer un diagnostic novateur : MERSSIX. MERSSIX tient compte des problèmes d'alignement rencontré avec EHRXI et son principe d'alignement sera plus rapide et plus robuste. MERSSIX est conçu pour être le plus versatile possible notamment grâce à son miroir plan monochromatique amovible et son collimateur ajustable.

Nous avons axé la conception de MERSSIX pour l'ajuster au mieux aux besoin d'imagerie haute résolution sur LMJ. Il sera capable d'offrir une résolution à 50% inférieure à 5 µm dans un champ de 500 µm de diamètre et cela en obtenant un rapport signal à bruit optimisé. La qualité d'image obtenue avec MERSSIX est due à son blindage incorporé et à son aspect le plus innovant : le dépôt de Goebel sur son miroir plan.

Cinquième partie

Conclusions et Perspectives

Conclusions

L'objectif de cette thèse était de concevoir et réaliser un prototype de voie de diagnostic pour deux diagnostics LMJ : IXDHR1t et IXDHR2t (respectivement Imageur X Dur Haute Résolution 1 dimension résolu temporellement et 2 dimensions résolu temporellement). Ces diagnostics auront pour objectif d'imager les évolutions hydrodynamiques du microballon pendant l'implosion. Les performances recherchées sont une résolution à 50 % meilleure que 5 µm dans un disque de 500 µm de diamètre et une résolution de 7 µm dans un disque de 1 mm. Ces performances devaient être garanties avec un positionnement du diagnostic à une distance du centre chambre supérieure à 50 cm. Enfin, le prototype doit être capable d'imager des sources X d'énergie supérieures à 10 keV.

Nous avons amélioré un diagnostic existant : EHRXI. Celui-ci nous a servi pour les esais en vue de la conception d'un nouveau diagnostic. Nous avons changé les miroirs d'EHRXI et requalifié le diagnostic aussi bien spatialement que spectralement sur diverses installations (banc optique x, Synchrotron BESSY II de Berlin,...). Les expériences menées avec EHRXI sur générateur X continu ont montré que ce système reprenant un microscope pseudo-Wolter permet d'accéder à des résolutions inférieures à 5 µm dans une champ de 1 mm de diamètre. Nous avons pu concevoir et faire réaliser des dépôts multicouches large bande travaillant à plus de 10 keV pour EHRXI. Ces dépôts ont une réflectivité uniforme et supérieure à 30 % sur une large bande d'énergie s'étendant de 5 à 10 keV.

Les expériences menées au LULI et à OMEGA ont montré qu'EHRXI est un diagnostic efficace et aisément utilisable sur des installations laser lorsqu'il est utilisé avec une CID. Ces expériences ont aussi enrichi notre compréhension des limites du système d'alignement d'EHRXI.

Nous avons enfin conçu un nouveau diagnostic Merssix en tenant compte de tout ce que nous avons pu observer avec EHRXI notamment pour apporter une solution innovante et plus robuste aux problèmes d'alignement d'EHRXI. La maîtrise de code de calculs optique nous permet d'affirmer que Merssix pourra :

- travailler avec des sources X d'énergie jusque 22 keV,
- obtenir des images avec une résolution meilleure que 7 µm dans un champ de 1 mm de diamètre.

De plus, MERSSIX emploie des miroirs à longue focale. Il sera donc placé à 62 cm du centre chambre dans sa configuration nominale. Nous avons donc pu concevoir un diagnostic répondant aux besoins du LMJ. Nous avons optimisé MERSSIX pour les expériences liées à l'ignition en lui permettant des configurations à 3 miroirs pour l'imagerie monochromatique par radiographie. Le trajet optique des rayons X dans la mécanique du système est modifié par rapport à celui dans la mécanique d'EHRXI de façon à rendre les phases d'alignement et de préalignement du diagnostic plus aisées et l'alignement plus robuste.

MERSSIX est un système d'imagerie X conçu pour LMJ. La focalisation de rayons X est assurée par un système pseudo-Wolter. Ce type de système, contrairement aux systèmes du type Kirkpartrick-Baez, n'admet qu'un seul axe optique. MERSSIX ne peut donc faire qu'une seule image du microballon. Il pourra être utilisé en l'état pour le diagnostic LMJ IXDHR1t en association avec une CBF pour obtenir une image à une dimension spatiale résolue temporellement. Cependant, de même que cela a été fait pour les diagnostics IXDGC2t et IXDCM2t, s'il était choisi comme microscope pour IXDHR2t, il serait nécessaire de le dupliquer autant de fois qu'il y aura d'image sur les pistes de la CII. Cela implique une nouvelle étude pour l'intégration mécanique des composants optiques.

Perspectives

Si MERSSIX a atteint des objectifs fixés dans le cadre du projet LMJ, plusieurs améliorations peuvent encore être apportées. D'une part, les résolutions des microscopes utilisant des miroirs multicouche ont toujours été mesurées dans cette thèse et dans les travaux similaires précédents par radiographie d'objet avec des générateurs continus dont l'énergie moyenne est inférieure à 10 keV. La faible énergie du rayonnement émis par ces générateurs implique que la réflectivité des miroirs des microscopes est dominée par la contribution de la première ou des quelques premières couches des dépôt. Or si la résolution était mesurée à plus haute énergie, plus de couches contribueraient à cette réflectivité. On verrait apparaître une plus grande contribution à la diffusion des interfaces rugueuses inter-couche. Nous supposons que cette diffusion n'aurait pas d'effet sur la résolution, mais cela n'a jamais été mesuré. La caractérisation de MERSSIX avec plusieurs monochromateurs centrés sur différentes énergies permettra ces mesures. Pour compléter cette étude, des expériences au LULI vont être mises au point pour observer ce phénomène avec MERSSIX avec la radiographie de bord franc avec une source de radiographie de haute énergie (molybdène, argent,...).

D'autre part, quelque soit le dépôt multicouche conçu jusqu'à aujourd'hui, la réflectivité d'un miroir multicouche est toujours dominée par la contribution de la réflection totale à basse énergie. Certaines applications, comme l'imagerie monochromatique, nécessitent la filtration des basses énergies transmises sinon par le système. Des travaux de recherches et développement devraient voir le jour dans les prochaines années pour obtenir des miroirs multicouches où cette réflexion totale à basse énergie serait déviée par le miroir lui-même. Cela permettrait de minimiser l'absorption du filtre et donc de collecter plus de photons à l'énergie d'intérêt.

Bibliographie

[1] J.-L. Bourgade et al. : DMX : An absolutely calibrated time-resolved broadband soft x-ray spectrometer designed for MJ class laser-produced plasmas (invited). *Review of Scientific Instruments*, 72(1, Part 2):1173–1182, JAN 2001. 13th Topical Conference on High-Temperature Plasma diagnostics, Tucson, Arizona, USA.

[2] F. Delmotte : Couches minces et optiques multicouches dans le domaine spectral xuv(1nm à 60nm), 2010. Habilitation à diriger des recherches.

[3] H. Maury, P. Troussel et J.-P. Champeaux : High resolution x-ray imaging microscope for diagnostics of inertial confinement fusion. *In Proceeding of SPIE*, 2009.

[4] K. Takahashi : Progress in science and technology on photostimulable BaFX :Eu2+ (X = Cl, Br, I) and imaging plates. *Journal of luminescence*, 100:307–315, 2004.

[5] www.cea.fr.

[6] C Cherfils-Clérouin et al . : Progress on lmj targets for ignition. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12):124018, 2009.

[7] R. Dautray et J.P. Watteau : *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. Eyrolles, 1993.

[8] C. Lion : The lmj program : an overview. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 244, page 012003 (4 pp.), 2010. Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, 6-11 September 2009, San Francisco, CA, USA.

[9] O. L. Landen et al. : The first target experiments on the national ignition facility. *European Physical Journal D*, 44(2):273–281, AUG 2007. 4th International Conference o Inertial Fusion Sciences and Applications, Biarritz, FRANCE.

[10] P. Michel et al. : Tuning the Implosion Symmetry of ICF Targets via Controlled Crossed-Beam Energy Transfer. *Physical Review Letters*, 102(2), JAN 2009.

[11] O. Landen et al. : Experimental studies of icf indirect-drive be and high density c candidate ablators. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 112, 2008. 5th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications(IFSA 2007), Kobe, JAPAN.

[12] J.D. Hager et al. : Study of rayleigh-taylor growth in directly driven cryogenic-deuterium targets. *Physics of Plasmas*, 19:072707 (5 pp.), July 2012.

[13] V. Lobatchev et R. Betti : Ablative stabilization of the deceleration phase rayleigh-taylor instability. *Physical Review Letters*, 85, Nov. 2000.

[14] G. Turk et al. : Development of an x-ray imaging system for the laser megajoule (lmj). *Review of Scientific Instruments*, 81, 2010.

[15] I. Thfoin et al. : Alignement effects on a neutron imaging system using coded apertures. *Review of Scientific Instruments*, 81, 2010.

[16] M. Houry et al. : Demin : A neutron spectrometer, micromegas type, for inertial confinement experiment. *Nuclear Instruments & Methods in physics research section A*, 557:648, 2006.

[17] J. P. Le Breton et al. : Laser integration line target diagnostics first results (invited). *Review of Scientific Instruments*, 77(10), OCT 2006. 16th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Williamsburg, VA, MAY 07-11, 2006.

[18] D. Batani et al. : Equation of state data for iron at pressure beyond 10 mbar. *Physical Review Letters*, 88, 2002.

[19] G. A. Kyrala et al. : Measuring symmetry of implosions in cryogenic hohlraums at the nif using gated x-ray detectors (invited). *Review of Scientific Instruments*, 81(10), OCT 2010. 18th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Wildwood, NJ, MAY 16-20, 2010.

[20] OL Landen et al. : X-ray backlighting for the National Ignition Facility (invited). *Review of Scientific Instruments*, 72(1, Part 2):627–634, JAN 2001. 13th Topical Conference on High-Temperature Plasma diagnostics, TUCSON, ARIZONA, JUN 18-22, 2000.

[21] D.K. Bradley et al. : Measurements of p6 and p8 modes in nif-scale hohlraums using point projection radiography, 1999. at APS.

[22] F. Philippe et al. : Experimental demonstration of x-ray drive enhancement with rugby-shaped hohlraums. *Physical Review Letters*, 104:035004, Jan 2010.

[23] H. S. Park et al. : High-resolution 17-75 kev backlighters for high energy density experiments. *Physics Of Plasmas*, 15(7), JUL 2008.

[24] F. Girard et al. : Titanium and germanium lined hohlraums and halfraums as multi-kev x-ray radiators. *Physics Of Plasmas*, 16, 2009.

[25] D. Babonneau et al. : Efficient multi-kev x-ray sources from laser-exploded metallic thin foils. *Physics Of Plasmas*, 15, 2008.

[26] M. Primout et al. : Recent progress in metal-lined cylindrical as efficient x-ray sources. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 112, page 042051, 2008. Fifth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications.

[27] E.L. Dewald et al. : First hohlraum drive studies on the national ignition facility. *Physics Of Plasmas*, 13(5), MAY 2006. 47th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American-Physical-Society, Denver, CO, OCT 24-28, 2005.

[28] Virendra N. Mahajan : Zernike annular polynomials for imaging systems with annular pupils. *J. Opt. Soc. Am.*, 71(1):75–85, Jan 1981.

[29] B. R. A. Nijboer : *The diffraction theory of aberrations.* Thèse de doctorat, Rijksuniversiteit te groningen, 1942.

[30] M. Cagnet : *Aberrations.* Cours de l'Institut d'optique théorique et appliquée, 1993.

[31] P. Kirkpatrick et H.H. Pattee : Approaches to x-ray microscopy. *Advances in biological and medical physics*, 3:247–283, 1953.

[32] R. Sauneuf, J.-M. Dalmasso et al. : Large field high-resolution x-ray microscope for studying laser plasma. *Review of Scientific Instruments*, 68:3412–3420, 1997.

[33] P Kirkpatrick et AV Baez : Formation of optical images by x-rays. *Journal of the optical society of America*, 38(9):766–774, 1948.

[34] F. J. Marshall et J. A. Oertel : A framed monochromatic x-ray microscope for icf. *Review of Scientific Instruments*, 68:735–739, Jan. 1997.

[35] P. Troussel et al. : Wolter-like high resolution x-ray imaging microscope for rayleigh taylor instabilities studies. *Review of Scientific Instruments*, 76, 2005.

[36] T. Moreno : Spotx, logiciel de simulation de lignes de rayons x par tracé de rayons. Caminotech.

[37] Jean-Luc Bourgade : *Imagerie dans le domaine des rayons X en FCI.* Université Pierre et Marie Curie, 2010. Cours de master "science de la fusion".

[38] Lord Rayleigh : Wave theory of light(paper 148) ; on pinhole photography (paper 178). *Scientifics Papers*, 148:47–137 ;429–440, 1888.

[39] R. Tommasini et al. : Narrow-band x-ray imaging for core temperature and density maps retrieval of direct drive implosions. *Proceedings of SPIE*, 6317, 2006.

[40] R. Tommasini et al. : High energy x-ray imager for inertial confinement fusion at the national ignition facility. *Review of Scientific Instruments*, 77, 2006.

[41] J. Lopez et al. : Micro-usinage nanoseconde uv ou femtoseconde : état de l'art et comparaison. *Journal Physics IV*, 108:13, 2003.

[42] M.C. Ghilea et al. : Aperture tolerance for neutron-imaging systems in inertial confinement fusion. *Review of Scientific Instruments*, 79, 2008.

[43] R. Gottesman et E. Fenimore : New family of binary arrays for coded aperture imaging. *Applied Optics*, 28:4344–4352, 1989.

[44] M. Pichet-Thomasset : *Imagerie à haute résolution spatiale dans le domaine X-UV à l'aide de lentilles à zones de Fresnel.* Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1998.

[45] P. Troussel et M. Pichet-Thomasset : Imagerie micronique à l'aide de lentilles à zones de fresnel. *Annales de Physique*, 22, 1997.

[46] G. Souillé : *Étude expérimentale et théorique d'optiques de Bragg-Fresnel gravées sur miroirs interférentiels multicouches. Application : lentilles pour l'imagerie X.* Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 1996.

[47] G. Cauchon : *Imagerie X à haute résolution spatiale de plasmas dans la région 1.5 keV à l'aide de lentilles de Bragg-Fresnel gravées sur miroirs interférentiels multicouches.* Thèse de doctorat, Université Paris XI, UFR scientifique d'orsay, 1998.

[48] G. Cauchon et al. : Imaging of laser produced plasma at 1.43 keVusing fresnel zone plate and bragg fresnel lens. *Review of Scientific Instruments*, 69:3186–3193, Sept.. 1998.

[49] B. Langeler et al. : Parabolic refractive x-ray lenses : a breakthrough in x-ray optics. *Nuclear Instruments & Methods in physics research section A*, 467–468:944–950, 2001.

[50] Yu.I. Dudchik : Imaging properties of refractive microcapillary x-ray lens. *In Procceding of SPIE*, 2005.

[51] R. Rosch et al. : Premiers diagnostics x pour le lmj. *In Proceeding of UVX 2010*, pages 145–151. EDP Sciences, 2010.

[52] X. Wang et al. : 18.2 nm schwarzschild microscope for diagnostics of hot electron transport. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 123(11):947 – 949, 2012.

[53] P. Munsch : *Étude théorique et expérimentale d'un système d'imagerie X de type Wolter. Application à la radiographie d'instabilités hydrodynamiques.* Thèse de doctorat, Université Paris 6, 2000.

[54] L. G. Parratt : Surface studies of solids by total reflection of x-rays. *Phys. Rev.*, 95:359–369, Jul 1954.

[55] F. Seward, J. Dent, M. Boyle et al. : Calibrated "four-color" x-ray microscope for laser plasma diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, 47:464–470, Apr 1976.

[56] E Spiller : Low-loss reflection coatings using absorbing materials. *Applied Physics Letters*, 20(9):365–&, 1972.

[57] D.L. Windt : Imd - software for modeling the optical properties of multilayer films. *Comput. Phys.*, 12, 1998.

[58] A.E. Rosenbluth et P. Lee : Bragg condition in absorbing x-ray multilayers. *Applied Physics Letters*, 40, 1982.

[59] M. Yamamoto et al. : Layer-by-layer design method for soft-x-ray multilayers. *Applied Optics*, 31, 1992.

[60] P. Croce et L. Névot : Etude des couches minces et des surfaces par réflexion rasante, spéculaire ou diffuse, de rayons x. *Revue de Physique Appliquée*, 11, 1976.

[61] J. H. Underwood : High-energy x-ray microscopy with multilayer reflectors. *Review of Scientific Instruments*, 57:2119–2123, Aug 1986.

[62] F Mezei : Novel polarized neutron devices - supermirror and spin component amplifier. *Communications on physics*, 1(3):81–85, 1976.

[63] E Ziegler : Multilayer optics for synchrotron x-ray applications. *In* F Abeles, éditeur : *Optical interference coatings, pts 1 and 2*, volume 2253 de *Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, pages 248–259, 1994.

[64] G. Borghi et al. : Technologies for manufacturing of high angular resolution multilayer coated optics for future new hard x-ray missions : a status report. *In* O'Dell, SL and Pareschi, G, éditeur : *Optics for EUV, X-ray, and gamma-ray astronomy IV*, volume 7437 de *Proceedings of SPIE*. SPIE, SPIE-int soc optical engineering, 2009. Conference on Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IV, San Diego, CA, USA.

[65] IV Kozhevnikov, IN Bukreeva et E Ziegler : Design of x-ray supermirrors. *NIM-A*, 460(2-3):424–443, MAR 21 2001.

[66] A.G. Michette et Z. Wang : Optimization of depth-graded multilayer coatings for broadband reflectivity in the soft x-ray and euv regions. *Optics Communications*, 177, 2000.

[67] T. Moreno : X-ray vision software. Caminotech.

[68] B.L. Henke, H.G. Fujiwara et al. : Low-energy X-Ray response of photographic films. II. experimental characterization. *Journal of the Optical Society of America*, pages 818–827, 1984.

[69] P. M. Bell et al. : Radiation hardening of gated x-ray imagers for the national ignition facility (invited). *Review of Scientific Instruments*, 81(10):10E540, 2010.

[70] R. Molteni : Effect of visible light on photo-stimulated-phosphor imaging plates. *In International Congress Series 1256*, pages 1199–1205, 2003.

[71] M. Thoms : The dynamic range of x-ray imaging with image plates. *Nuclear Instruments & Methods in physics research section A*, 389(3):437–440, APR 21 1997.

[72] M. Thoms : The quantum efficiency of radiographic imaging with image plates. *Nuclear Instruments & Methods in physics research section A*, 378(3):598–611, AUG 21 1996.

[73] 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*, 79:113102–1–113102–4, 2008.

[74] S.G. Gales et C.D. Bentley : Image plates as X-Ray detectors in plasma physics experiments. *Review of Scientific Instruments*, 75(10, Part 2):4001–4003, OCT 2004. 15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, San Diego, CA, APR 19-22, 2004.

[75] C. Chollet : *Document Annexe 1 : Métrologie des caméras CCD*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, mai 1999.

[76] R. Wentink et J. Carbone : Charge injection device (cid) technology - a solution for photon and particle imaging applications. *Nuclear Instruments & Methods in physics research section A*, 347(1-3):522–528, AUG 11 1994. 8th National Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, NIST, GAITHERSBURG, MD, AUG 23-26, 1993.

[77] TJ Grycewicz et CR McCreight, éditeurs. *Advanced charge injection devices for space instruments*, volume 5167 de *Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE)*. SPIE, 2003. Conference on Focal Plane Arrays for Space Telescopes, san francisco, CA, AUG 04-06, 2003.

[78] J. Kilkenny : Nif diagnostics : now and in the future. Presentation au workshop NIF ignition science, May 2012.

[79] T. J. Hilsabeck et al : Pulse-dilation enhanced gated optical imager with 5 ps resolution (invited). *Review of Scientific Instruments*, 81(10), OCT 2010. 18th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Wildwood, NJ, MAY 16-20, 2010.

[80] Ph. Baclet et al. : The astrolabe 1 experiment : Raleigh-taylor instabilities in supernova. *In Procceding of IFSA*, 1999.

[81] P. Salvatore et al. : Short wavelength rayleigh-taylor instability at the ablation front with soft x-ray drive. *In Proceedings of the 7th International Workshop of St. Petersburg*, 1999.

[82] J. L. Bourgade et al. : A versatile high-resolution x-ray imager (hrxi) for laser-plasma experiments on omega. *Review of Scientific Instruments*, 79(10):10E904, 2008.

[83] H. Wolter : Spiegelsysteme streifende Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen. *Ann. Phys.*, 10:94–114, 1952.

[84] H. Maury et al. : Design and fabrication of supermirrors for (2-10 kev) high resolution x-ray plasmas diagnostic imaging. *Nuclear Instruments & Methods in physics research section A*, 621:242–246, 2009.

[85] J. P. Zou, C. Le Blanc, P. Audebert, S. Janicot, A. M. Sautivet, L. Martin, C. Sauteret, J. L. Paillard, S. Jacquemot et F. Amiranoff : Recent progress on LULI high power laser facilities. *In* Azechi, H and Hammel, B and Gauthier, JC, éditeur : *5TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON INERTIAL FUSION SCIENCES AND APPLICATIONS (IFSA2007)*, volume 112 de *Journal of Physics Conference Series*, DIRAC HOUSE, TEMPLE BACK, BRISTOL BS1 6BE, ENGLAND, 2008. IOP PUBLISHING LTD. 5th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications(IFSA 2007), Kobe, JAPAN, SEP 09-14, 2007.

[86] C. Courtois et al. : Effect of plasma density scale length on the properties of bremsstrahlung x-ray sources created by picosecond laser pulses. *Physics of Plasmas*, 16(1), JAN 2009.

[87] A. Compant La Fontaine, C. Courtois et E. Lefebvre : Production of multi-MeV Bremsstrahlung x-ray sources by petawatt laser pulses on various targets. *Physics of Plasmas*, 19(2), FEB 2012.

[88] G MOLIERE : THEORIE DER STREUUNG SCHNELLER GELADENER TEILCHEN .1. *ZEITSCHRIFT FUR NATURFORSCHUNG SECTION A-A JOURNAL OF PHYSICAL SCIENCES*, 2(3):133–145, 1947.

[89] Takao Nakatsuka et Jun Nishimura : Moliere theory of multiple Coulomb scattering with ionization and the transport mechanism of the multiple scattering process. *PHYSICAL REVIEW E*, 78(2, Part 1), AUG 2008.

[90] W. Heitler : *The Quantum Theory of Radiation.* ed. Dover Publications, 1984.

[91] J.-R. Marquès : Radioprotection du luli, nov. 2007. communication privée.

[92] TR Boehly et al. : Inertial confinement fusion experiments with omega-a 30-kj, 60-beam uv laser. *Fusion Engineering And Design*, 44:35–42, FEB 1999. IAEA Technical Committee Meeting on Drivers and Ignition Facilities for Inertial Fusion, OSAKA UNIV, OSAKA, JAPAN.

[93] XENOCS, SA : 19 rue François Blumet 38360 Sassenage, France. www.xenocs.com.

[94] WinlightX : 135, rue Benjamin Franklin, ZA Saint Martin, 84120 Pertuis, France. www.winlightx.com.

Sixième partie

Annexes

Annexe A

Schéma des transitions énergétiques liées à l'émission de raies X

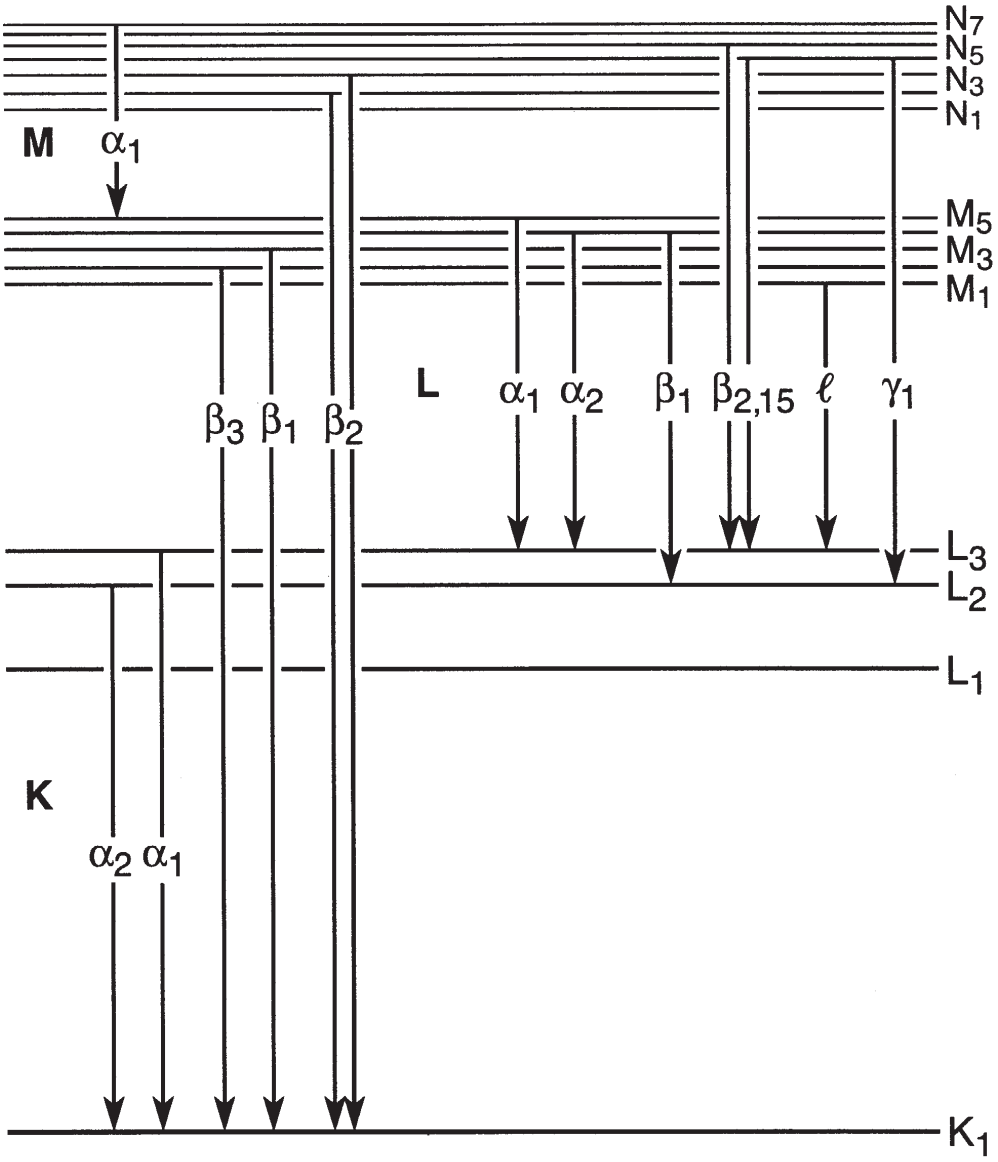


Fig. 1-1. *Transitions that give rise to the emission lines in Table 1-3.*

Annexe B

Fonction de transfert de modulation

La fonction de transfert de modulation (FTM) est une grandeur plus riche que la résolution : elle est indépendante de tout critère arbitraire. La FTM contient l'information non seulement sur la résolution mais aussi sur la dégradation du contraste dans l'image quelque soit l'objet observé.

La théorie de Fourier montre que tout profil d'objet est décomposable en une somme (continue ou non) de fonctions sinus pondérées par $f(\omega)$, le module de la transformée de Fourier du profil de l'objet.

$$Profil_{objet}(x) = \int_0^\infty f(\omega).sin(\omega x).d\omega$$

L'image de ce profil d'objet est dégradée par le système d'imagerie. Cela se traduit dans l'espace de Fourier par une modification des cœfficients de pondération des sinus composant le profil objet. L'étude de la dégradation d'un objet quelqu'il soit par un système d'imagerie se réduit donc à l'étude de la fonction $g(\omega)$ aussi appelée FTM. On peut écrire :

$$Profil_{image}(x) = \int_0^\infty g(\omega).f(\omega).sin(\omega x).d\omega$$

On peut mesurer la fonction $g(\omega)$ en faisant l'image d'une mire sinusoïdale à période linéairement variable, ce qui est quasiment impossible à réaliser dans le domaine X. La figure B.1 illustre la convolution de ce type de mire par la FTM d'un système d'imagerie.

En pratique, le calcul de la FTM peut se faire de la manière suivante :

1. sélection d'un profil de bord franc,
2. dérivée du profil,
3. transformée de Fourier de la dérivée

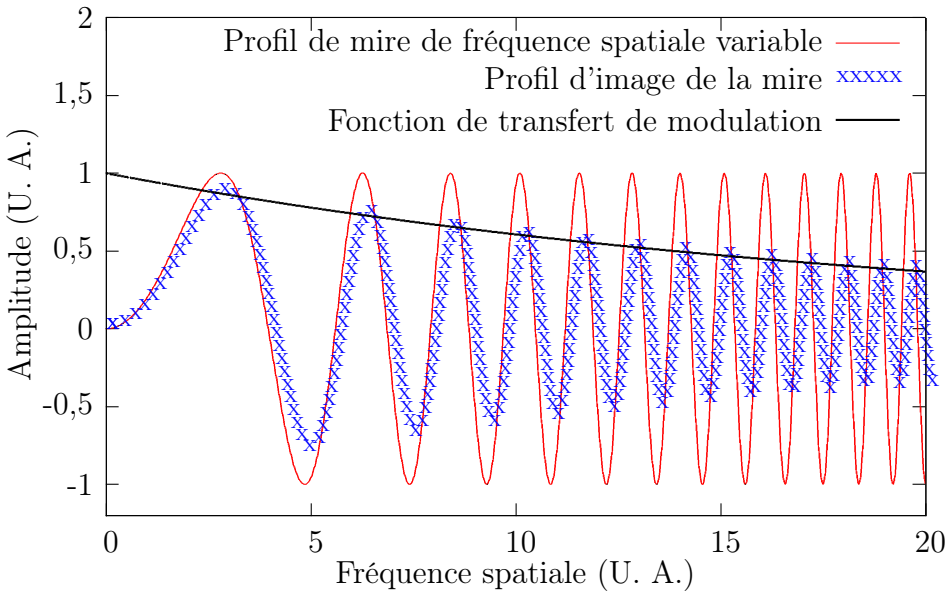


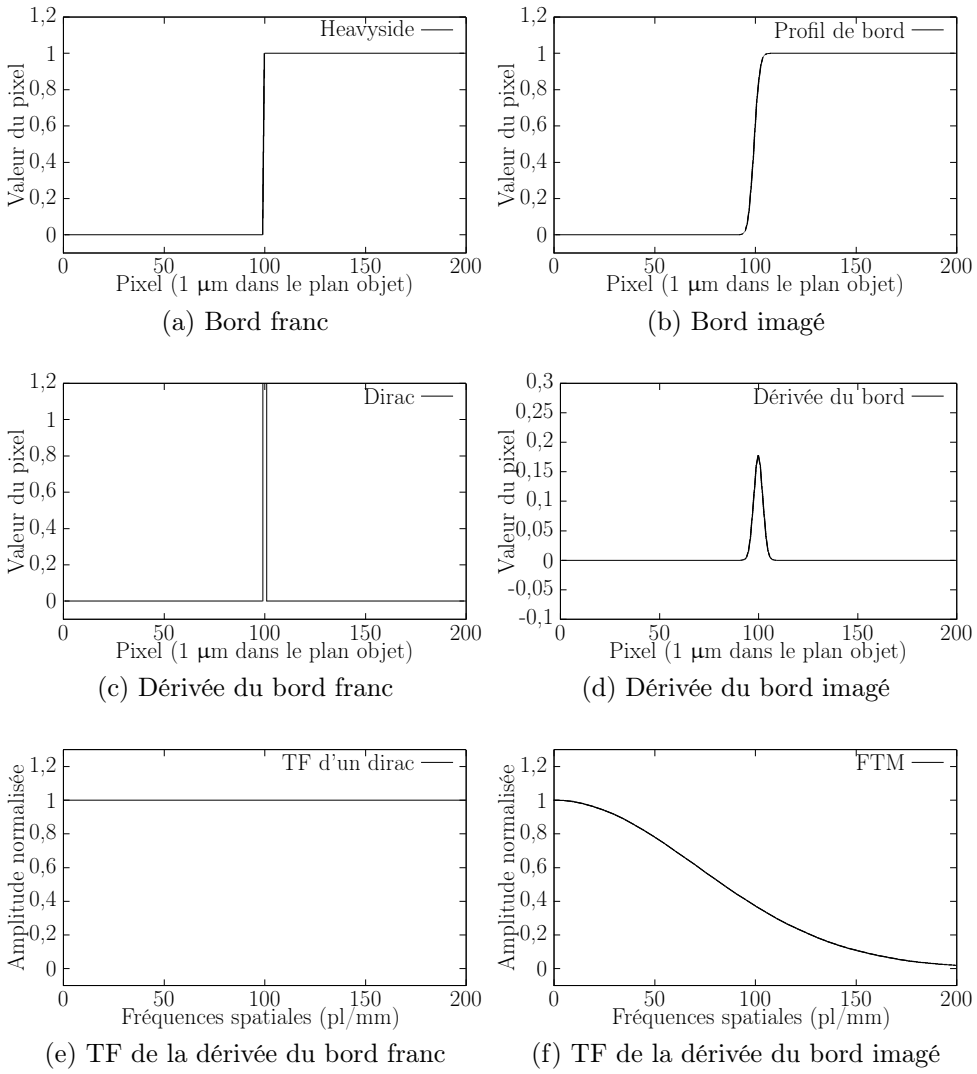
FIGURE *B.1 – Représentation graphique de la fonction de transfert de modulation par la coupe d'une image de mire sinusoïdale à période linéairement variable.*

4. calcul du module de la transformée de Fourier.

Faisons le calcul dans le cas où la fonction g est gaussienne. On retiendra pour ce faire, que :

- un bord franc est une image dont une partie est uniformément "blanche" (niveau non nul de luminosité) et l'autre partie est "noire" (niveau nul de luminosité). La transition entre les niveaux "blanc" et "noir" se fait sur moins d'un pixel dans le plan image (cf. figure B.2a). Le profil obtenu est appelé fonction d'Heavyside.
- la dérivée de ce profil donne une fonction de Dirac notée δ (cf. figure B.2c). Celle-ci vaut 0 hors de la transition et ∞ à la transition.
- la transformée de Fourier de la fonction de Dirac est la fonction unité (cf. figure B.2e).

Le bord imagé montré figure B.2b a pour transformée de Fourier $F = f.g$: il est adouci par la résolution du système d'imagerie. La dérivée de ce bord est la convolution par g d'un dirac (cf. figure B.2d). Dans l'espace de Fourier, cela donne un module de $g(\omega) \times 1$ c'est à dire la réponse impulsionnelle du système d'imagerie. En dérivant l'image obtenue et en prenant sa transformée de Fourier on obtient donc bien $g(\omega)$ c'est à dire la FTM montrée figure B.2f.



(a) Bord franc (b) Bord imagé

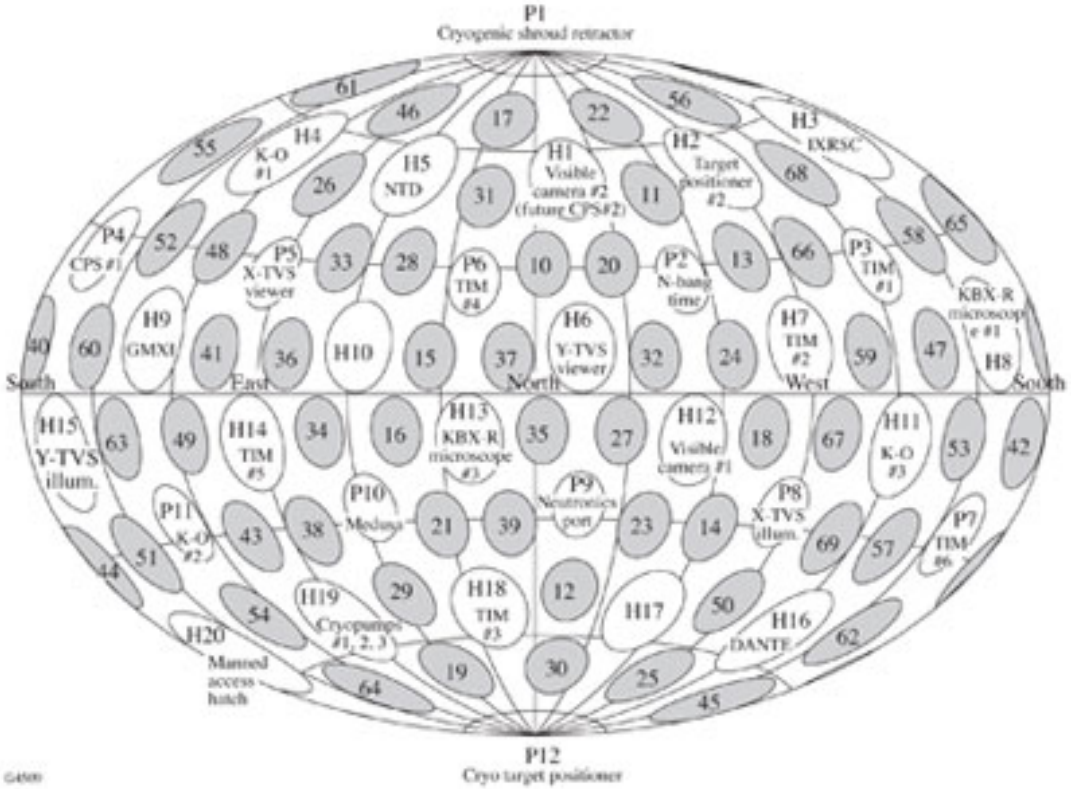
(c) Dérivée du bord franc (d) Dérivée du bord imagé

(e) TF de la dérivée du bord franc (f) TF de la dérivée du bord imagé

FIGURE *B.2 – Représentation graphique de la méthode de calcul dans un cas particulier.*

Annexe C

Mappemonde de la chambre OMEGA



Septième partie

Publications

Proceeding pour la conférence SPIE optics+photonics de 2012

Publication soumise en 2012 à paraître en 2012 dans European Physical Journal *Proceeding of SPIE 2012*. Publication faisant suite à un oral.

High resolution imaging systems for inertial confinement fusion experiments

D. Dennetiere[a], P. Audebert[b], R. Bahr[c], S. Bole[a], J.L. Bourgade[a], B. Brannon[c], F. Girard[a], G. Pien[c] and Ph. Troussel[a]

[a]CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France;
[b]LULI, CNRS, Ecole Polytechnique, 31127 Palaiseau CEDEX, France;
[c]Laboratory for Laser Energetics, Rochester, NY, USA

ABSTRACT

The path to successfull inertial confinement fusion (ICF) requires to observe and control the microballoon deformations. This will be achieved using X-ray microscope among other diagnostics. A high resolution, high energy X-ray microscope involving state-of-the-art toroidal mirorrs and multilayer coatings is described. Years of experiments and experience have led to a small-scale X-ray plasma imager that proves the feasability of all the features required for a LMJ diagnostic: spatial resolution of 5 µm, broad bandwidth, millimetric field of view (FOV). Using the feed back given by this diagnostic, a prototype for the Laser MegaJoule (LMJ) experiments has been designed. The experimental results of the first diagnostic and the concepts of the second are discussed.

1. INTRODUCTION

The LMJ (Laser MegaJoule) and NIF (National Ignition Facility) projects aim at extracting energy from the fusion between deuterium (D) and tritium (T) nuclei. A critical step in order to achieve the necessary symmetric implosion is the observation of the microballon evolution. Wether this observation is done by radiography or by exploiting the microballon self-emission, state-of-the-art microscopes are needed.

The microballoon has initially a 2 millimeter diameter: the ideal field of view (FOV) of such a microscope is 2 mm. In case of advanced stage of implosion imaging, a FOV restricted to 0.5 mm will be sufficient. During the compression, the microballoon will be distorted by both millimetric and micrometric perturbations:[1] the ideal spatial resolution is around 5 µm. A first diagnostic, EHRXI (Extended High Resolution X-ray Imager), with such FOV and resolution was developed at CEA for small scale plasma experiments. The acquired experience lead to concieving a new microscope using the same principle, MERSSIX (Microscope for high Energy, high Resolution Spectraly Selected Imaging of X-rays), for MegaJoule-class based experiments.

2. INSTRUMENTS DESCRIPTION

The first diagnostic, EHRXI, is a two toroidal mirror microscope[2] with non-periodic multilayer coating and a photo-sensitive detector, the nature of which depends on the experiment involving the diagnostic. A schematic of EHRXI imaging mirrors is shown figure 1a. EHRXI is the evolution of HRXI.[3] The original nickel mirrors of HRXI have been replaced with toroidal mirrors on which a multilayer aperiodic coating was deposited. This new coating extends the original spectral bandwidth up to 12 keV. The main characteristics of EHRXI are summed up in table 1.

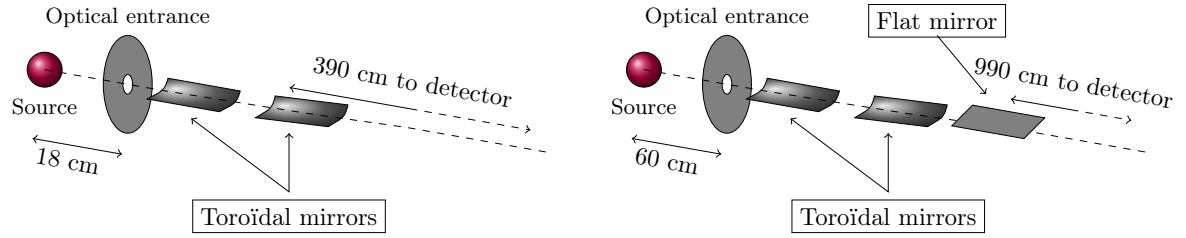
For a MegaJoule class laser, EHRXI will not be sufficient. The first reason is that megajoule class lasers cause the production of heavier and more energetics debris than smaller lasers like OMEGA (LLE, Rochester, NY). A LMJ compatible X-ray imager would then have to get the furthest away as possible from the target, which harms the resolution. The second reason is that backlighters will have to emit high energy lines, i. e. above 10 keV, to allow the radiography of an object through a few microns of gold. A 1-12 keV spectral bandwidth is therefore insufficient. We have designed MERSSIX to overcome those two features. MERSSIX consists in two

Further author information: (Send correspondence to D. Dennetiere.)
D. Dennetiere.: E-mail: david.dennetiere@cea.fr, david.dennetiere@polytechnique.edu

toroidal mirrors for the focusing and one flat mirror for the spectral selection as shown figure 1b. The third mirror is placed so that the deviation of the optical axis it causes compensates the deviation caused by the two first mirrors and allow us to have a versatile passband spectral selection. Characteristics of the mirrors of MERSSIX are given table 1. The diagnostic has therefore collinear entrance and exit optical axis. MERSSIX is currently being manufactured and should be operational by the the first half of 2013.

Table 1: Main characteristics of the microscopes.

	Source-to-first-mirror (mm)	Nb. and shape of mirrors	Grazing incidence angles (°)	Total focal distance (mm)	Spectral bandwidth (kev)	Nominal magnification
EHRXI	224	2 Toroidal	$\simeq 0.6$ °	228.2	1-12	17
MERSSIX	720	2 Toroidal/ 1 Flat	$\simeq 0.45$ °/ $\simeq 0.9$ °	752	1-22 Monochrom.	10



(a) Schema of the EHRXI mirrors (b) Schema of the MERSSIX mirrors

Figure 1: Schema of the the relatives positions of the mirrors on EHRXI and MERSSIX.

2.1 Spatial resolution

The toroidal shape of our mirrors is inspired from the improved Kirkpatrick-Baez (KBA) design.[4,5,10] Such a design allowed our team to obtain a spatial resolution of 4 µm over a FOV of 1 mm. But the spatial resolution is very sensitive to the mirrors alignement. Unlike the KBA design, our mirrors can move freely one with regard to the other. In order to measure EHRXI resolution, a 1 mm periodic mesh made of 400 µm tungsten wires was X-rayed. A Riber type continuous X-ray generator was used. The medium energy of the source was about 2 keV. The result is shown on figure 2.

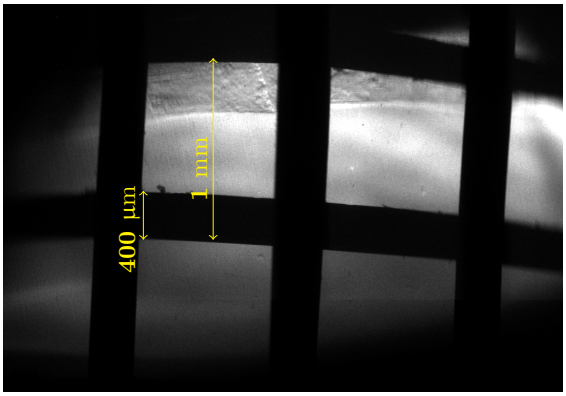


Figure 2: Radiography of a 1 mm periodic mesh made of 100 µm tungsten wires using EHRXI. A Riber type continuous X-ray generator was used with a emission current of 12 mA and a voltage of 14 kV. The image was acquired over 240 s and the associated background image has been substracted. The detector used was a 2048*2048 13.4*13.4 µm pixel CCD camera.

The image center shows a resolution between 3 and 9 μm over a FOV of 1mm*1mm which is suitable for X-ray emitting plasma imaging.

The spatial resolution of a two toroidal mirror diagnostic relies on two features:

- the quality of the mirrors polishing,
- the precision of the positioning of each mirror regarding the other.

The quality of the mirrors polishing is currently limited by the know-how of our industrial partners. Recent progress in their process allows them to manufacture toroidal surfaces for MERSSIX with a slope error smaller than 0.45 μrad. In comparison, the mirrors used on EHRXI have a 3 μrad slope error.

Interferometric methods of alignment of the mirrors designed over the years allowed us to drastically lower our imprecision of mirror positionning. We have made MERSSIX entirely tunable so that each mirror can move independently from the rest of the microscope. With proper tuning, simulations done with a beam tracing code let us expect 76% of the point spread function of the diagnostic 500 μm away from the optical axis to be at worst 7 μm large.

2.2 Spectral response

The previous high resolution imaging diagnostics involving mirrors were low energy imagers. They used a single thick layer coating as a reflector for X-ray at a small grazing angle.

In order to overcome the absorption of the Megajoule class laser gold plasmas, the radiographs of the imploding microballoon need to be done at higher energies. If we want to keep using X-ray mirrors for the imaging diagnostics, the coatings have to evolve accordingly. Developing broad band systems allows us to stay fit for most of the plasma experiments were high resolution imaging is needed.

Non-periodic multilayer coatings[6,8] were developed. The interferences between the partial reflections on the interfaces between the layers allow us to design the reflectivity of these coatings by adjusting the thicknesses of the layers. The optimal reflectivity shape for us is a flat one to avoid amplifying a noise over the desired image. An 80 layer coating designed by Maury and al.[7] was chosen for EHRXI's mirrors. This coating was initially developed in collaboration with the "Institut d'Optique" in Palaiseau, France. It has been designed to work on an other diagnostic[9] at 0.7 °. It was then adapted to work on EHRXI at 0.6 °.

This coating allows our mirrors to have a quasi-flat reflectivity better than 75% between 1 and 5 keV, better than 25% between 6 and 10 keV and around 10% between 10 and 12 keV. This measured reflectivity is shown on figure 3.

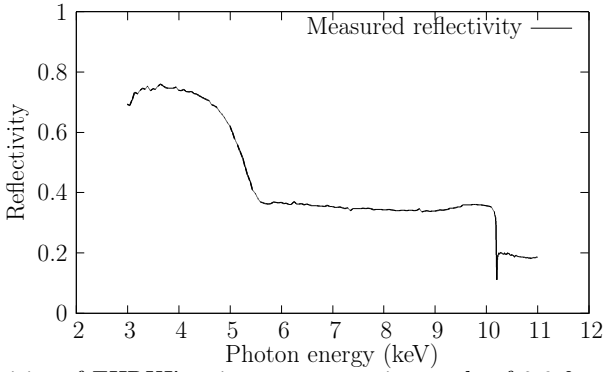


Figure 3: Measured reflectivities of EHRXI's mirrors at a grazing angle of 0.6 ° as a function of energy. The measurements were done at the Bessy II synchrotron facility.

These three plateaus are the signatures of three phenomena occuring as the energy increases. The first one is the usual total reflectivity: the X-rays are simply not energetic enough to pass the first layer. It is the only non-zero reflectivity we would observe without the multilayer coating. The second plateau is the sign of multi-wave interferences. The mean reflectivity over this band is significantly lower because of the absorption of the layers the X-rays have to go through. The last plateau is still due to interferences but its lower reflectivity comes from the tungsten becoming suddenly more transparent to X-rays after its K edge which decreases the efficiency of the reflection at the interfaces between the layers.

For MegaJoule-class laser based experiments, high energy backlighters will be used to image the microballon through the gold of the ignition cavity. Higher energy caotings were thus developed. MERSSIX toroidal mirrors will be reflective up to 22 keV. In order to increase the maximal energy at which the imager cease to be reflective, the grazing angle of MERSSIX mirrors was decreased regarding EHRXI mirrors grazing angle. Simulations of coatings done with TFCalc show that at a grazing angle of 0.9 ° 20 keV X-ray are reflected by a 1 nm period coating of W/Si. That is the grazing angle chosen for the plane mirror. The toroidal mirrors are thus at a grazing angle of 0.45 °. The simulated reflectivity of one mirror is given in black figure 4. Our industrial partner Xenocs is developping this coating.

The very broad spectral bandwidth of MERSSIX allow it to work whatever the material of backlighter is. This bandwidth makes MERSSIX a versatile imager.

A very large bandwidth would make MERSSIX a very noisy microscope : without proper filtering, the noise brought by other X-rays sources in the line of sight would be transmitted as well as the signal. That is the reason why we added a plane mirror after the two toroidal mirrors. This third mirror is coated with a periodic multilayer coating and thus has a very thin bandwith with a high peak reflectivity (above 70% typically). An example of engineered reflectivity for this mirror is shown of figure 4 in dotted red. By changing this mirror, one can adapt the diagnostic to any backlighter used for a given shot. Using a third mirror is better than using narrow bandwidth toroidal mirrors, because it allows the user to switch between bandwidths rapidly. Indeed, in order to reach a high resolution the toroidal mirrors have to be carefully and precisely aligned regarding each other, but the alignment of the plane mirror has no consequence on the resolution. Having interchangeable parts of the diagnostic to switch between plane mirror is a lot easier than what changing the toroidal mirrors would take.

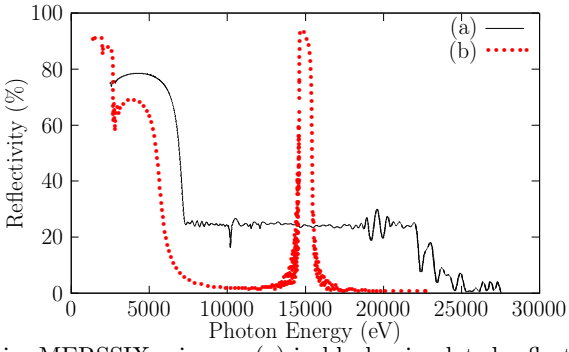


Figure 4: Simulated reflectivities MERSSIX mirrors. (a) in black: simulated reflectivity of the toroidal mirrors, (b) in dotted red: simulated reflectivity of the flat mirror.

2.3 Experimental results

EHRXI was successfully implemented on OMEGA in May 2012. The goal of the experiment was to observe the preheating of a metallic sample using radiography while a cavity is being shot. The purpose of EHRXI was to get a precise image of the Ti backlighting X-ray source. EHRXI was aiming at the center of the backlighting source, with an angle of 56 ° regarding the back normal vector of that source. The target used for the experiment is presented figure 5. That figure shows the target from the actual line of sight EHRXI was on. The backlighter is the black disk on the foreground.

EHRXI was placed at 34 cm from the backlighter. The detector used on the experiment was a CID which pixels width and height are 38 µm. The CID was placed in a dedicated holder at the back of the TIM 1. The magnification was 17. A 75 µm vanadium filter was placed in front of the diagnostic to focus our image on the 4.7 keV emission line of the titanium and an additional 25 µm beryllium filter was placed against the CID to prevent any visible light from blinding the CID. The expected resolution of the image, i.e. the width of the area containing 80% of the energy of EHRXI line spread function, was:

On the horizontal dimension:

$$R_{horizontal} = \frac{\sqrt{5^2 + \left(\frac{38}{17}\right)^2}}{sin(56\ °)}$$
$$= 6.6\ \mu m$$

On the vertical dimension:

$$R_{vertical} = \sqrt{5^2 + \left(\frac{38}{17}\right)^2}$$
$$= 5.5\ \mu m$$

The figure 5 shows the image made by EHRXI of the backlighter. This image has been cleared from the CID noise, and the anamorphosis due to the placement of the system regarding the target.

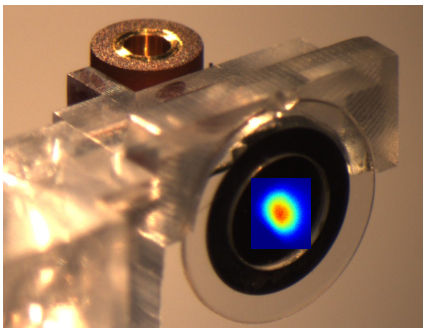


Figure 5: Image of the backlighting source of the Preheat campaign. The image was made by EHRXI, the post-treated to remove the CID noise and the anamorphosis due to the angle of the line of sight. Dimensions are given in the object plane (de-magnified). The image is surimposed on a target photo taken on EHRXI line-of sight.

The result shows good agreement with the simulations. The expected spot was 200*300 µm, where the spot size is 230*300 µm. The center of the spot image varies from shot to shot in a 15 µm diameter circle, which indicates good repeatability of the laser pointing.

In conclusion, EHRXI implementation OMEGA was successful and proved to be a versatile, easy-to-use diagnostic.

3. CONCLUSIONS

We have been successful in conceiving high energy and high resolution imagers for inertial fusion experiment on smaller size plasma experiments for both EHRXI, which is be able to resolve 5 µm up to 12 keV at 30 cm from the target over a 1mm*1mm field of view, and MERSSIX , which will achieve 5 µm up to 20 keV at 60 cm from the target over a 0.5mm*0.5mm field of view. EHRXI is currently operational and already scheduled to be used on future OMEGA experiments. MERSSIX will be operationnal by the beginnig of 2013.

With the Laser MegaJoule in Bordeaux, France approaching its first shots, the high resolution imaging diagnostics will be developped using the acquired experience of the CEA teams. MERSSIX could for example be used with a streak camera to fit the need of a 1D high resolution high energy Imager. The possibility of replicating serveral imaging channels like MERSSIX inside has been discussed as well to fit the need of a 2D time resolved multi-imager using a framing camera.

Higher energy multilayer coating are being developped in our laboratory for self-emission imaging and very high energy radiography of the ICF experiment microballoon. A 2-channel imager using coatings with reflectivity up to 30 keV should be operationnal in 2015.

Acknowledgements

This work was supported jointly by the Commissariat à l'Energie Atomique et aux Énergies Alternatives (France) and the Laboratory for Laser Energetics (Rochester,NY). The authors are also very grateful to D. Meyerhoffer, W. Armstrong, M. Shoup and Target Bay operators for their strong involvement in the successful completion of the OMEGA experiments.

REFERENCES

[1] J. Lindl, *Development of the indirect drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain* Phys. Plasmas. vol. 2, 3933, 1995

[2] Ph. Troussel, B. Meyer, R. Reverdin, B. Angelier and G. Lidove, *Wolter-like high resolution X-ray imaging microscope for Rayleigh Taylor instabilities studies.* Rev. Sci. Instrum. vol. 76, 063707, 2005

[3] J.-L. Bourgade, P. Troussel, A. Casner, G. Huser, T. C. Sangster, G. Pien, F. J. Marshall, J. Fariaut, C. Remond, D. Gontier, C. Chollet, C. Zuber, C. Reverdin, A. Richard, P. A. Jaanimagi, R. L. Keck, R. E. Bahr, W. J. Armstrong, J. Dewandel, R. Maroni, F. Aubard, B. Angelier, C. Y. Cote and S. Magnan, *A versatile high-resolution X-ray imager(HRXI) for laser-plasma experiments on OMEGA.* Rev. Sci. Instrum. vol. 79, 10E904, 2008

[4] P. Kirkpatrick and A. V. Baez, *Formation of optical images by X-rays* J. Opt. Soc. Am. vol. 38, p. 766, 1938

[5] R. Sauneuf and J.-M. Dalmasso, T. Jalinaud, J.-P. Le Breton, D. Schirmann, J.-P. Marioge, F. Bridou, G. Tissot and J.-Y. Clotaire, *Large-field high resolution X-ray microscope for studying laser plasmas* Rev. Sci. Instrum. vol. 68, p. 3412, 1997

[6] E. Ziegler *Multilayer optics for synchrotron X-ray applications* Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE) vol. 2253, p. 248, 1994

[7] H. Maury, F. Bridou, P. Troussel, E. Meltchakov and F. Delmotte *Design and fabrication of supermirrors for (2-10 keV) high resolution X-ray plasmas diagnostic imaging* Nucl. Instrum. and Meth. section A vol. 621, p. 242, 2010

[8] Ph. Troussel, D. Dennetiere, A. Rousseau, S. Darbon, P. Hoghoj and S. Hedacq *Applications of non-periodic multilayer optics for high-resolution X-ray microscopes below 30* keV Rev. Sci Instrum. accepted in June 2012 (N °C12934-P4.24R)

[9] Ph. Troussel, D. Dennetiere and al. *Developement of super-mirrors for high resolution X-ray LMJ microscopes* Proceeding of SPIE Optics and Photonics, 2010

[10] FJ Marshall, JA Oertel, and PJ Walsh *Framed, 16-image, Kirkpatrick-Baez microscope for laser-plasma X-ray emission* Rev. Sci Instrum. vol. 75 , p. 4045-4047, 2004

Proceeding pour la conférence International Fusion Science and Applications de 2011

Publication soumise en 2011 à paraître en 2012 dans European Physical Journal *Proceeding of IFSA 2011*. Publication faisant suite à un poster.

An advanced high resolution x-ray imager for laser-plasma interaction observation

D. Dennetiere[1,a], Ph. Troussel[1], C. Courtois[1], R. Wrobel[1], and P. Audebert[2]

[1] CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France
[2] Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, 91127 Palaiseau CEDEX, France

Abstract. We present here the latest results obtained with our high resolution broad-band X-ray microscope. These results, both spatial and spectral, were obtained in several facilities such as Berlin's synchrotron Bessy II and LULI's laser ELFIE 100TW. The results show clearly the opportunity in high resolution microscopy that offer mirror based diagnostics.

1 Introduction

The path to ignition requires to overcome many challenges. One of these is to control the shape evolution of the ignition target. This requires to build precision equipment such as high resolution X-ray imagers.

We will discuss in this paper the advances made in this field. Both spatial and spectral advances will be presented. We will then show recent images recorded by our state-of-the-art microscope at the ELFIE 100 TW [1] facility. We will finally discuss how to extrapolate such an optical system for MegaJoule class lasers experimentations.

2 EHRXI: a high resolution, broad-band X-ray plasma imager

2.1 HRXI: using two toroidal mirrors to achieve high resolution

Previous work at the CEA investigating Rayleigh-Taylor instabilities has lead to a high resolution microscope. This microscope, HRXI [2] (High Resolution X-ray Imaging system), was used on several campaigns like ICF target implosions at the OMEGA laser facility [3]. It consisted of two toroidal (see table 1) mirrors based on a Wolter design. The microscope achieved a 5 µm spatial resolution over a 2 mm field of view (FOV). Its mirrors were Ni-coated allowing a high reflectivity up to 6 keV at a grazing angle about 0.6°.

Table 1: Optical characteristics of HRXI's mirrors.

Mirror #	Grazing angle	Tangential radius	Sagittal radius	Surface roughness	Slope error
1	0.584°	85 m	9.13 mm	3 Å	3 µrad
2	0.6°	88 m	9.13 mm	3 Å	3 µrad

[a] e-mail: david.dennetiere@polytechnique.edu

2.2 EHRXI: using multilayer coating to expand the reflectivity energy range

In order to get ready for LMJ conditions, R&D needs to be performed on higher energy X-ray radiography. A first objective was to obtain significant reflectivity (> 30%) up to 12 keV. Continuing with a simple metallic layer was not an option since it would require to dramatically decrease the mirrors grazing angle.

An alternative way based on Mezei's work [5] on neutron mirrors, was to use non-periodic multilayer coatings [4] on the surface of our mirrors. Such a coating is based on interferences between partial reflections of the grazing X-rays on the layers interfaces. By designing and controlling the width of these layers, one can actually shape the spectral responses of the mirrors. We were thus able to achieve the desired reflectivity thanks to the work of our collaborators at CEA and at the "Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique" (LCFIO) [6].

This coating was originally intended for another diagnostic working at a grazing angle of 0.7°. It has been used at an angle of 0.6° in order to extend HRXI's bandwidth. The new diagnostic was then named EHRXI (Extended HRXI). The mirrors reflectivity was measured at 0.6° at Bessy synchrotron in Berlin. The results are shown figure 1.

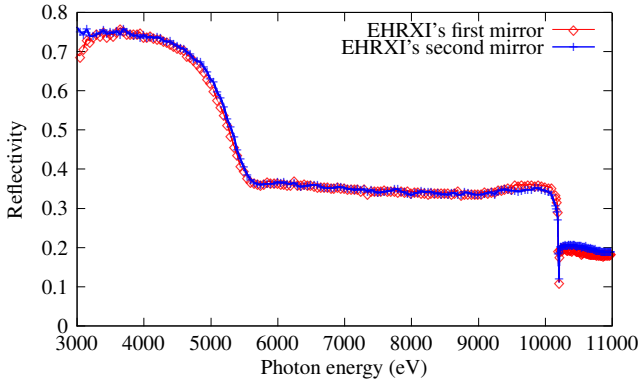


Fig. 1: EHRXI's mirrors reflectivity vs X-ray energy at 0.6°. Two mirrors were tested: the first mirror of EHRXI (blue crosses) and the second one (red diamonds).

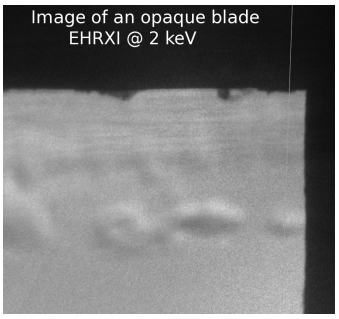
Since we changed the HRXI's mirrors in order to extend its bandwidth, its spatial resolution had to be measured. It was done on a continuous X-ray generator and the experimental resolution is now 4 µm[1]. We recorded the image of an Heavyside-step-like blade shown figure 2a on a CCD with a magnification ratio of 11.5. We then used this image to calculate the associated MTF shown figure 2b.

3 Experimental setup at LULI's ELFIE 100 TW

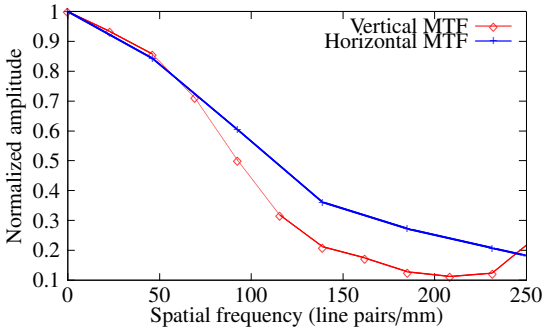
We tested our diagnostic on LULI's ELFIE 100 TW laser in late April 2011. The campaign's objective was to study multi-MeV X-rays. Among the other diagnostics, pinholes, spectrometers and dosimeters were used.

Several targets were shot. Those allowing us to image a spot consisted of a tantalum trapezoid with plastic foil at a variable distance from it. The schematic is presented figure 3. For the targets presented here, the laser configuration was the following : the ns beam exploded the plastic foil and the ps extracted and accelerated electrons from the plastic plasma. These electrons were then slowed down in the tantalum converter.

[1] Assuming that the resolution is the spatial frequency at which the MTF is 50%. Changing the criterion to 80% of the MTF would lead to a resolution of 8 µm.



(a) Image of an opaque blade obtained with EHRXI on a CCD with a magnification ratio of 11.5.



(b) MTFs given by a few columns or rows near the corner's blade.

Fig. 2: Measurement of EHRXI's resolution using a Heavyside method.

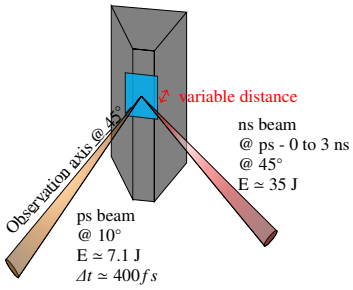


Fig. 3: Schematic of the target respectively to the laser beams and to the observation axis.

The produced X-ray source had a bremsstrahlung spectrum coming from multi-MeV maxwellian electrons. The observed low energy[2] X-rays were emitted in 4π sr.

As shown figure 3, the diagnostic imaged the X-ray spot created by the electrons on the front surface. The observation axis was at 45° from the normal to the target. This leads to:

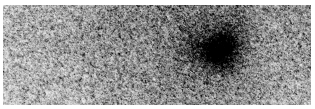
- a distorted image horizontally reduced by a factor of $\frac{\sqrt{3}}{2}$,
- and an emitting volume limited to the first few µm of tantalum.

4 Experimental results

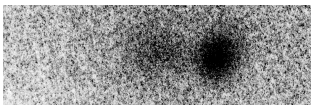
Figure 4 shows the image recorded with EHRXI with different targets with a pixel size of 50 µm. The recording was made using an Fuji MS image plate [7], leading to a resolution of $R \simeq 10$ µm. The magnification ratio is 11.5. The images 4a, 4b and 4c were recorded with the ps beam sychronized with the falling edge of the ns pulse. They show the dependance between the CH plasma size and the varying distance (d) between the CH foil and the tantalum converter. This distance was respectively of 100, 400 and 700 µm.

Thanks to EHRXI, we were able to observe the influence of the geometrical target configuration on the CH plasma shape. The distance between the spots centers for the shots #54 (figure 4e) and #52 (figure 4f), respectively 530 µm and 760 µm are those approximately anticipated. The spreading of the CH plasma is wider on the side where no tantalum is met.

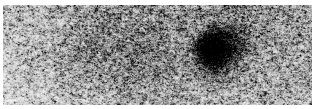
[2] Our bandwidth is limited to energies below 11 keV



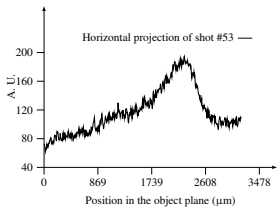
(a) Image of the X-ray source: d=100 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



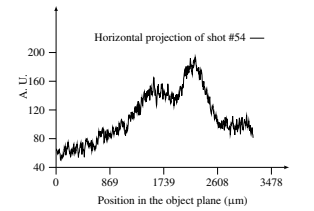
(b) Image of the X-ray source: d=400 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



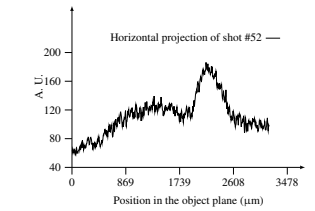
(c) Image of the X-ray source: d=700 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



(d) Horizontal projection of the X-ray source: d=100 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



(e) Horizontal projection of the X-ray source: d=400 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps



(f) Horizontal projection of the X-ray source: d=700 µm, Δt_{ns-ps}=35 ps

Fig. 4: Evolution of the X-ray source shape with the distance between the CH foil and the tantalum converter.

The spreading of the tantalum spot does not significantly change with the distance between the CH foil and the tantalum converter. That points to no measurable spreading of the electron beam between the two parts of the target. We observe though that the main spot is significantly wider than the ps focal spot (200 to 300 µm versus 20 µm respectively). We are currently investigating the Molière scattering contribution in this spread.

5 Perspectives

Since both the optical and the spectral concepts have been experimentally validated, we are currently building a new prototype. It will be monochromatic to find the best ratio between the X-ray radiography source and the parasite X-ray sources, and has an in-line design to reduce alignment difficulties. It will consist of 3 state-of-the-art mirrors — two toroidal mirrors for focusing and one planar mirror for spectral control.

This prototype will be available for use by the first semester of 2012.

References

1. J. P. Zou and al., Journal of Physics: Conference Series **112**, 032021 (2008)
2. P. Troussel and al., Review of Scientific Instruments **76**, 063707 (2005)
3. J.L. Bourgade and al., Review of Scientific Instruments **79**, 10F301 (2008)
4. E. Spiller, Spring meeting of the Optical Society of America, 13–14 (1972)
5. F. Mezei, Communications on physics **1** ,81–85 (1976)
6. H. Maury and al., Proceeding of SPIE **7360**, 73600P (2009)
7. A. L. Meadowcroft and al. Review of Scientific Instruments **79**, 113102 (2008)

Proceeding pour le colloque UV-X de 2011

Publication soumise en 2010 publiée en 2011 dans EDP sciences Journal de physique IV *Proceeding of UVX 2010*.

Imagerie X monochromatique à haute résolution dans un domaine large bande pour le Laser MégaJoule

D. Dennetiere[1],Ph. Troussel[1], R. Rosch[1], C. Reverdin[1], L. Hartmann[1], A. Richard[1], F. Bridou[2], F. Delmotte[2] et P. Audebert[3]

[1] CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

[2] LCFIO, CNRS, Université Paris Sud, Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau CEDEX

[3] LULI, CNRS, École Polytechnique, 91127 Palaiseau CEDEX

Résumé Cet article traite du dimensionnement des diagnostics imageurs X à haute résolution spatiale ($\leq 10\,\mu$m) conçus et développés pour le Laser MégaJoule. On introduira ceux-ci en abordant les objectifs physiques des expériences mettant en jeu ces imageurs ainsi que l'environnement hostile dans lequel ils seront susceptibles de travailler. On étudiera les concepts géométriques liés au caractère haute résolution des imageurs. Enfin, on s'attachera à l'aspect particulier de la conception de diagnostics imageant des rayons X avec une bande passante allant jusqu'à 20 keV.

1 Introduction

Le Laser MégaJoule (LMJ) a pour objectif de réaliser l'implosion et la fusion par confinement inertiel d'un microballon rempli d'un mélange de deutérium et de tritium. Ce microballon aura initialement une taille millimétrique et sera comprimé avec un rapport d'aspect important. Des instabilités hydrodynamiques peuvent perturber l'implosion du microballon, ce qui nécessite de les analyser à l'aide d'imageurs X haute résolution.

Ces instabilités hydrodynamiques et la surface sur laquelle celles-ci se développent, vont déterminer les caractéristiques de notre diagnostic. La résolution spatiale sera, par exemple, fonction des dimensions caractéristiques de l'une d'elles : l'instabilité de Rayleigh Taylor. Afin de pouvoir observer celle-ci, il sera nécessaire de pouvoir résoudre des défauts surfaciques de l'ordre de 5 μm. Le champ de notre diagnostic sera, quant à lui, imposé par la taille du microballon : 0,5 à 1 mm. L'acquisition de l'image aura lieu pendant l'implosion du microballon qui s'accompagne d'un environnement particulièrement rude dans lequel seront émis de multiples rayonnements ainsi que des débris. Il sera donc nécessaire de prendre un certain nombre de mesures préventives pour éviter la destruction du diagnos-

tic pendant le tir. L'une de ces mesures est la distance minimale d'approche à respecter entre la cible, et la pupille d'entrée du diagnostic : 50 cm. Cette distance va imposer la frontale objet minimale de notre imageur. Le dernier aspect à considérer est le *design* d'un imageur pour le LMJ : l' imagerie X visualise le rayonnement X propre du microballon ou le rayonnement issu d'une source de radiographie d'énergie multi-keV située derrière celui-ci dans l'axe microscope-microballon. Le spectre des rayons X à imager couvre une bande d'énergie correspondant aux raies d'absorption de ces sources. Pour réfléchir ces énergies, seuls des miroirs sur lesquels sont déposés des traitements multicouches sont envisageables. On abordera ces traitements en dernière partie.

2 Principes de *design* géométrique pour les imageurs X haute résolution

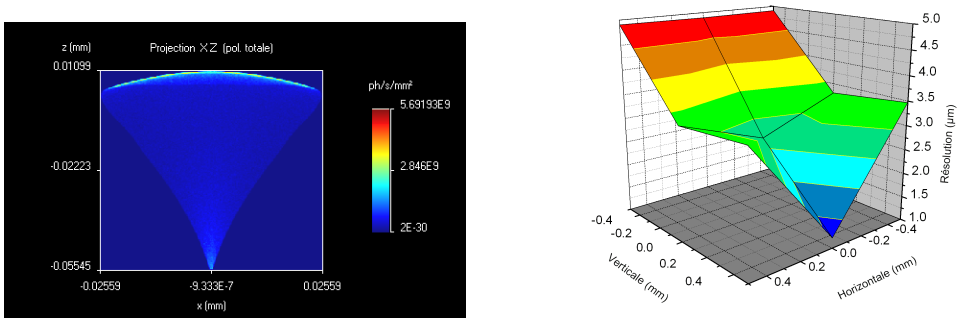
L'énergie des rayons X que l'on cherche à imager nous impose de travailler à faible angle de rasance[1]. Les principes de l'optique par réflexion indiquent que les formes de miroirs les mieux appropriées pour l'imagerie à incidence rasante sont des coniques[1]. Pour imager une source à une distance finie la conique adaptée est alors l'ellipse, dont la propriété est d'avoir une conjugaison point-point parfaite entre ses deux foyers. Mais l'ellipse a un champ nul[2], et il est très difficile technologiquement de polir une surface elliptiquement avec les bons profils. Pour augmenter le champ, une solution consiste à associer deux miroirs en série de telle manière que la condition des sinus d'Abbe est vérifiée. Pour le second aspect, celui de la forme de la surface, nous avons opté pour des surfaces toriques approchant l'ellipse. Cela a donné lieu à la réalisation d'un premier microscope le BIMITOX[3] (BIMIroirs TOriques X) [2] qui a permis d'obtenir une résolution inférieure à 5 μm dans une dimension dans un champ de 1 mm x 1 mm pour des grandissements allant de 8 à 40, comme le montre la figure 1. Des expériences sur des installations laser telles que PHEBUS [3] (CEA-DAM) ou OMEGA (LLE Université de Rochester) ont montré l'intérêt de ce microscope [4]. Cependant, celui-ci, en tant que prototype, a été conçu pour travailler avec des lasers de puissance de caractéristiques (kJ, ns) et à des frontales de l'ordre de la vingtaine de centimètres. Dans le cas du Laser MégaJoule, nous devrons travailler à des frontales de 50 cm voire plus pour éviter les impacts de débris de cible avec la surface des miroirs. C'est dans ce contexte qu'a été conçu le microscope PIXEL [6] (Plasma Imageur pour les Expériences Laser), qui travaille à 80 cm avec une résolution théorique inférieure à 5 μm dans un champ de 3 mm x 3 mm pour des grandissements allant de 4 à 15. Mais un tel changement de frontale

[1] Angle entre rayon incident et surface de l'optique

[2] C'est-à-dire que la résolution d'un imageur elliptique se dégraderait très rapidement dès lors que l'on s'éloignerait de son foyer

[3] BIMITOX est le nom du microscope, son diagnostic associé est HRXI (High Resolution X-Ray Imager)

Please give a shorter version with: \authorrunning and \titlerunning prior to \maketitle



(a) Au centre du champ

(b) Evolution dans le champ

F . 1: Simulations sur SpotX [5] de la réponse impulsionnelle du microscope BIMITOX.

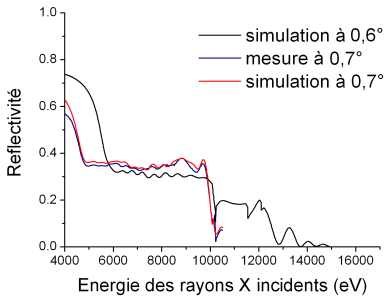
a un coût : afin de garder une haute résolution dans tout le champ, il a fallu ajouter un troisième miroir au microscope. Nous avons mesuré des résolutions de 6 μm dans la dimension sagittale et 10 μm dans la dimension tangentielle [6] dans un champ de l'ordre de 1 mm x 1 mm. La grande sensibilité de la résolution vis-à-vis de l'alignement des miroirs entre eux a fait que nous sommes revenus à des frontales de 50 cm pour nos futurs développements. Une solution à deux miroirs a été privilégiée dans le cas du LMJ. Le développement s'est orienté sur l'aspect spectral de la conception comme nous le verrons au paragraphe 3.

3 Principe de *design* et d'optimisation de l'aspect spectral

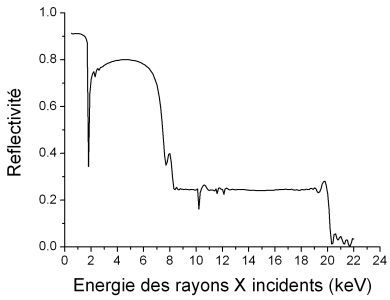
Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 1, l'imagerie de la cible est réalisée à partir d'une source multi-keV, composée d'éléments allant du béryllium au tantale. La bande d'énergie qui nous intéresse se situe donc entre 2 et environ 20 keV. Celle-ci permet d'exploiter les raies L d'absorption de l'or qui se situent autour de 13 keV. Travailler à cette dernière énergie peut se révéler particulièrement intéressant puisque l'on cherche à radiographier le microballon de la cible LMJ à travers sa cavité en or. Le prototype BIMITOX a été conçu avec des miroirs sur lesquels un depôt de nickel avait été déposé, ce qui, à un angle de rasance de 0,6 °, permet de réfléchir des rayons X d'énergie inférieure à 5 keV. Nous avonc décidé d'améliorer HRXI en EHRXI (pour Extended HRXI) en en changeant les miroirs.

Pour adapter l'imageur HRXI à une plus grande gamme spectrale correspondant aux différentes sources de radiographie, nous avons opté pour le développement de traitements de miroirs multi-couches large bande ou supermiroirs. Ces traitements sont obtenus par dépôts successifs de périodes d'épaisseurs diverses constituées de 2 à 3 matériaux d'indices différents. Ces couches produisant des

réflexions partielles successives, elles permettent par interférence d'obtenir une réflexion partielle sur une large bande d'énergie [7,8]. La figure 2a montre la réflectivité d'un miroir dont le traitement a été optimisé grâce au logiciel TFCalc [9]. Ce traitement est composé de 32 couches de tungstène et de carbure de silicium et a été prévu pour une utilisation à 0,7 ° [10]. Cet angle de rasance est issu d'un compromis : sa borne supérieure est imposée par l'énergie maximale des rayons X que l'on cherche à réfléchir et sa borne minimale par la perte de flux induite par l'étalement du faisceau de rayons X incident. Afin d'avoir une plus grande excursion en énergie, nous avons optimisé ce traitement pour travailler à 0,6 °. Il va, par ailleurs, être déposé à la fois sur les miroirs des premiers diagnostics LMJ [11] et sur les miroirs de EHRXI. La figure 2a présente le traitement original à 0,7 ° simulé et caractérisé sur le synchrotron Bessy II ainsi que son optimisation à 0,6 °.



(a) Comparaisons du traitement des miroirs de EHRXI à 0,6 ° et 0,7 °



(b) Simulation du traitement haute énergie en développement à 0,45 °

F . 2: Réponse spectrale de traitements multicouches apériodiques

La réponse spectrale large bande du traitement de EHRXI ci-dessus permet de travailler avec des sources de radiographie différentes jusqu'à 10 voire 12 keV. Cependant, si l'on veut utiliser des sources de plus hautes énergies ou exploiter les raies L d'absorption de l'or, il est nécessaire d'améliorer la réponse spectrale des traitements des miroirs. La figure 2b montre un exemple de réponse spectrale simulée d'un tel traitement travaillant à un angle de rasance de 0,45 ° : la plage en énergie est élargie jusqu'à 20 keV. On constate que sur le domaine 6-9 keV, on perd le caractère constant de la réflectivité du miroir.

Please give a shorter version with: \authorrunning and \titlerunning prior to \maketitle

4 Conclusion

Nous avons abordé les différentes contraintes liées à la conception de diagnostics X destinés au Laser MégaJoule. Nous avons aussi démontré notre capacité à réaliser des diagnostics à haute résolution dans un domaine large bande que l'on sait définir. Actuellement, la sélection d'une énergie dans cette bande se fait grâce à un choix de filtres adaptés. Nous proposons de réaliser un diagnostic d'imagerie X à haute énergie accordable associant deux miroirs toriques ayant une bande passante large à un miroir plan multicouche ayant une bande passante étroite ($E/\Delta E \sim 10$). Celui-ci permettra de sélectionner une énergie de travail dans une bande passante jusqu'à 20 keV. L'interchangeabilité ou la rotation du monochromateur aboutira à un imageur haute résolution monochromatique accordable dans un domaine large bande pour le Laser MégaJoule.

Références

1. H. Wolter, Annalen der Physik, **10**, (1952), 94–114.
2. P. Troussel et al., Review of Scientific Instruments, **76**, (2005).
3. Ph. Baclet et al., Proceeding of IFSA, (1999).
4. P. Troussel et al., Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation engineers (SPIE), **3773**, (1999), 60–69.
5. T. Moreno, SpotX : logiciel de simulation de lignes de rayons X par tracé de rayons, Caminotech.
6. H. Maury et al., Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE), **7430**, (2009), 74300Q1–8.
7. H. Maury et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section-A, **621**, (2010), 242–246.
8. C. Morawe et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section-A, **493**, (2002), 189–198.
9. Software Spectra, TFCalc : Logiciel de *design* optique.
10. Ph. Troussel et al., Article du même colloque UVX.
11. R.Rosch et al., Article du même colloque UVX.

Proceeding pour la conférence High Temperature Plasma Diagnostics 2012

Publication soumise en 2012 a paraître en 2012 dans Review of Scientific Instruments vol. 83.

Applications of non-periodic multilayer optics for high-resolution X-ray microscopes below 30 keV

Ph. Troussel[1], D. Dennetiere[1], A. Rousseau[1], S. Darbon[1], P. Høghøj[2], S. Hedacq[2], M. Krumrey[3]

[1] *CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, FRANCE*
[2]*XENOCS SA, 19, rue François Blumet, F-38360 Sassenage, FRANCE*
[3]*Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Abbestr. 2-12, D-10587 Berlin, GERMANY*

Multilayer mirrors with enhanced bandwidth were developed with special performances for dense plasma diagnostics and mainly for high spatial resolution X-ray imaging. The multilayer coatings are designed to provide broadband X-ray reflectance at low grazing incidence angles. They are deposited onto toroïdal mirror substrates. Our research is directed at the development of non-periodic (depth graded) W/Si multilayer specifically designed for use in the 1 to-30 keV photon energy band. First, we present a study for a 5 to-22 keV X-ray spectral window at 0.45° grazing angle. The goal is to obtain a high and constant reflectivity. Secondly, we have modeled a broadband mirror coating for harder X-rays in the range 10 to-30 keV, with a non-periodic structure containing 300 W/SiC layers with periods in the range from 0.8 to-4 nm, designed for 0.35° grazing incidence angle.

I. INTRODUCTION

X-ray imaging is a key technique to study dense and warm plasmas produced by inertial confinement fusion experiments (ICF) which will be realized at the future Laser MégaJoule (LMJ) facility of the Commissariat à l'Energie Atomique (CEA).

The Laser MegaJoule (LMJ)[1] is a 40 quads at 4 beams + 2 (up to 60 quads), 168 up to 240 laser beams, 1.8 MJ, 0.35 µm designed to drive inertial confinement fusion (ICF) capsules to ignition. The principle of ICF experiments is to reach ignition with the implosion of a millimetric deuterium-tritium (DT) filled capsule at the center of 1 cm-long conversion cavity; the 240 very intense laser beams are focused on the inner side of the conversion cavity, which then produces a large amount of X-rays. To understand the physical processes, high resolution X-ray imaging (microscopes) is required, for the analysis of x-ray radiation in the energy range from a few eV to a few 10 keV. The optical part of microscope diagnostic is composed of coplanar toroïdal mirrors in grazing incidence (number depends of the resolution which is needed). In order to reflect high photons energies, we need to work at small grazing incidence angles ideally below the critical angle to have total external reflection. Unfortunately, in our case, the grazing incidence angle is limited to the range 0.35° and 0.7° by technological constraints, as instrument field of view, ratio between mirrors radius and focal length (r/f), or simply the dimensions of the mirrors. For example, 0.6° grazing incidence angle is high enough to totally reflect X-rays lower than 5 keV but not for higher photon energy. The use of non-periodic multilayer coated mirrors [2, 3] is then necessary to enhance the bandwidth of the microscope reflectivity. We present the experimental results of non-periodic multilayer mirror designed to provide 5 to-22 keV broadband X-ray reflectance compared to theoretical calculations. The multilayer coatings will be deposited onto two toroïdal mirrors substrates that are then mounted into a Pseudo-Wolter-type microscope geometry[4]. The geometry of this microscope, shown in FIG.1, will ideally operate with a nominal magnification above 10.

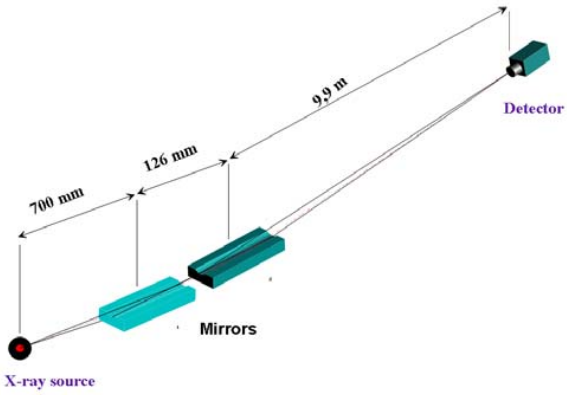


FIG.1: Schematic optical system of the microscope

For coating optimization we used the program TFcalc[5]. Most of the programs which determine thicknesses of a periodic or non periodic mirror need to minimize a merit function *FM* with any kind of numerous exiting minimization code (Simplex, Gradient, Randomize,…). In all case we need to define two important points: a merit function and a list of thicknesses as near as possible. We will say finally that the mirror is good and the solution founded is correct if $FM \rightarrow 0$.

FM is a computed value which gives, for m different targets, after each iteration, the difference between the target value of reflectivity $R_0(j)$ and the computed one $R(j)$ with a new set of thicknesses defined after evaluation of FM_i at each iteration i . This merit function is defined as :

$$FM_i = \frac{1}{m}\left(\sum_{i=1}^{m}[R(j) - R_0]^2\right)^2$$

II. DESIGN OF A 5 TO-22 KEV SUPER-MIRROR

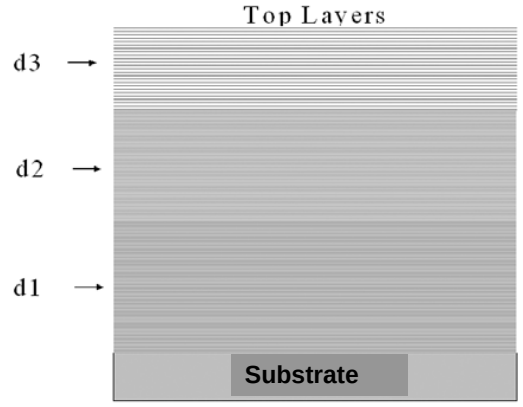


FIG. 2: Principle of the decomposition of a periodic stack in several stacks of different periods

The starting structure is a set of different periodic multilayer mirrors with constant periods (d_1,d_2,d_3,…) as shown in FIG.2. We have designed a non-periodic multilayer mirrors matching the required specifications: high and constant reflectivity between 7 and 22 keV at 0.45° grazing incidence angle. The absolute reflectivity should be about 24.5 % over the entire energy range. We have chosen W/Si as a pair of materials which displays high optical contrast, minimal absorption, but also, sharp interfaces with small roughness. Unfortunately, there are still absorption effects and we have a small edge in the bandwidth of interest. Regarding all these considerations, we have optimized a structure containing 80 layers of W/Si with a thickness in the range from 0.8 nm to 7 nm. The thickness sequence of the W and Si layer is given in FIG. 3.

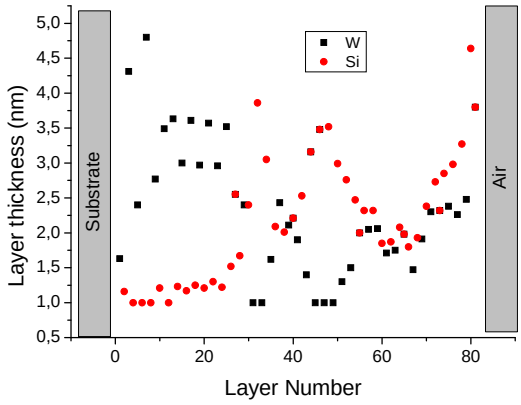


FIG. 3: Thickness of W (square) and Si (circle) layers of the super-mirror. In this figure the layer n° 1 corresponds to the first layer on the substrate

On Fig. 4 the calculated reflectivity obtained with the TFcalc code, using Henke tables optical constants for Si and W, is displayed. We have compared this calculated reflectivity obtained with the IMD[6] computer program which can modell the Debye-Waller roughness attenuation effects and interlayer substrate roughness. We see clearly a loss of reflectance for a typical 0.4 nm roughness (σ_{rms}).

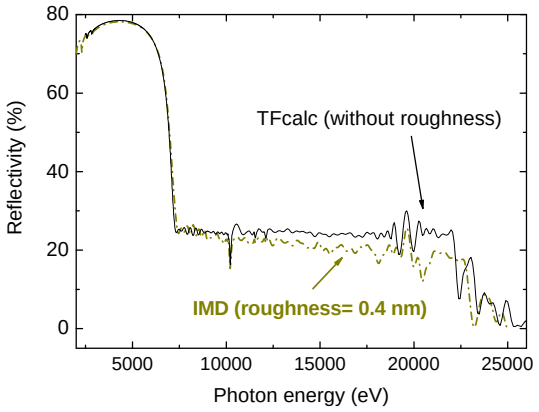


FIG. 4: Calculated reflectivity obtained with TFcalc and IMD.

III. EXPERIMENTAL TOOLS

A. Deposition

The samples were prepared using magnetron sputtering. The sputtering gas was Ar. Samples are deposited on Si or SiO_2 polished wafers. The sputtering targets were Si (99.995% purity) and W (99.95% of purity). We have checked that the thickness of the coating is spatially constant over the required final dimensions of the mirrors (20 mm x 50 mm) within ± 1%.

In a first step, periodic multilayer stacks were deposited onto flat silicon substrates in order to determine growing rates for silicon and tungsten. After deposition, XRRs measurement at 8 keV (λ = 1.5406 Å) were performed on each periodic multilayer stack. Main multilayer properties were obtained by modeling. Based on these data, calibration curves for silicon and tungsten were obtained.

B. Characterization at PTB

The reflectivity of the super-mirrors as a function of grazing incidence angle and photon energy was obtained at the Four-Crystal Monochromator (FCM) beamline in the Physikalisch-Technische Bundesanstalt laboratory (PTB) at the synchrotron radiation facility BESSY II [7]. The accessible energy range of this line is 1.75 to-11 keV using either Si or InSb crystals in the monochromator. The mirrors were placed in a UHV reflectometer, which provides 0.001° angular resolution for the sample and the detector. Silicon photodiodes with different apertures and a counting detector are mounted on the detector (2θ) arm. For the measurements presented here, the reflectivity was determined as the ratio of the current for one of these diodes in the reflected beam to its current in the direct beam. To account for variations in the incident monochromatic photon flux, the

currents are normalized to the current of a thin photodiode operating in transmission mode placed in front of the reflectometer.
An example of an experimental energy scan is shown on Fig. 5 in comparison with the initial calculated shape. It is promising because the measured reflectivity reaches 24.5 % as calculated and because it is almost constant up to 10 keV. An ab-initio based on the experimental results shows good agreement with the data.

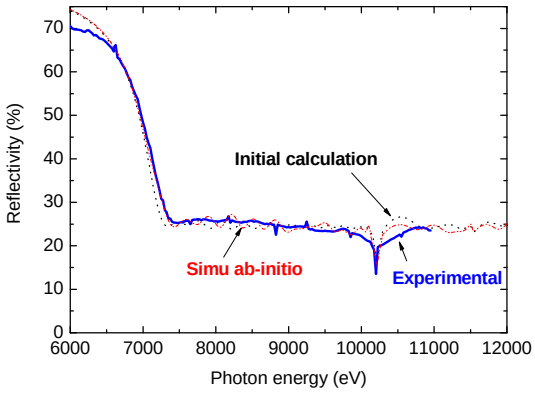


FIG. 5: Calculated and measured reflectivity with 80 alternate layers of W and Si at a 0.45° grazing incidence angle

An angular scan has been performed for this sample at 8.048 keV photon energy (FIG. 6). This reflectivity curve has been compared to the calculated reflectivity profiles assuming a roughnees of 0.4 nm and 0.6 nm respectively. From this analysis the roughness value between layers can be estimated to 0.5 nm. A good agreement is especially observed in the important angular range between 0.4° and 1°.

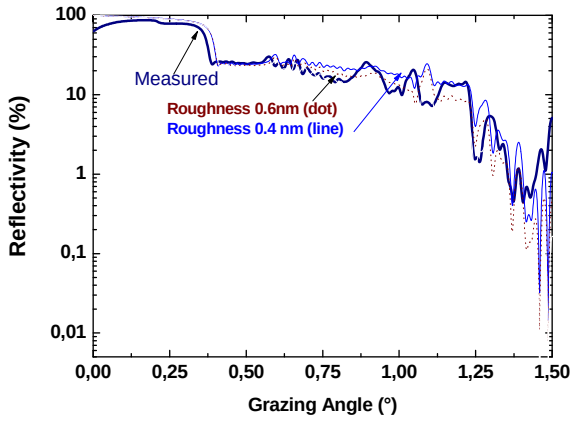


FIG. 6: Calculated and measured reflectivity versus incidence angle at 8.048 keV photon energy

IV. DESIGN OF A 10 TO-30 KEV SUPER-MIRROR

In order to study denser and warmer plasmas produced by ICF, some extended bandwidth is necessary to analyse the core size and the shape of the DT target. The image will be obtained by hard X-ray radiography or self X-ray emission of the DT micro-balloon. One particular bandwidth from 10 to 30 keV has been identified by hydrodynamic simulation. Consequently a new modelled broadband coating mirror has been simulated. The starting structure consisted in a periodic W/SiC multilayer at a 0.35° grazing incidence angle. The Bragg peak at 27 keV has been broadened to reach an absolute reflectivity of 21% over the entire band-pass (see FIG.7). The final optimized structure contains 300 W/SiC layers with thickness in the range from 0.8 to 4 nm.

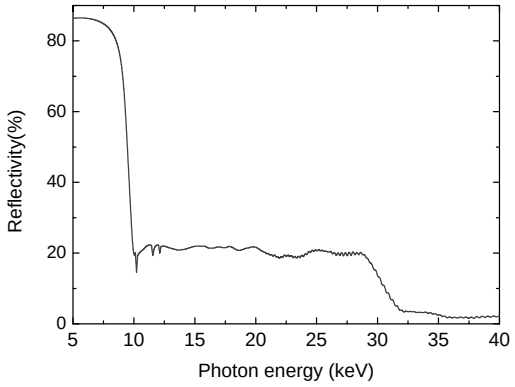


FIG. 7: Calculated reflectivity with 300 alternate layers of W and SiC at 0.35° grazing incidence angle

IV. CONCLUSION

Non-periodic multilayers were developed for an application in high-resolution X-ray microscopy in the 5 to-22 keV spectral range.
The mirrors have been designed at the CEA laboratory and successfully produced by XENOCS using RF magnetron sputtering. The reflectivity was measured at the FCM beam line in the PTB laboratory at the synchrotron radiation facility BESSY II. These measurements indicate a high and almost constant reflectivity well above 20 % for a grazing incidence angle of 0.45°.

The authors would like to thanks Mr Levent Cibik for performing the measurements at PTB (BESSY II, Berlin).

[1]D. Besnard, J. Ebrardt, J. M. Chaput, R. Marmoret *et al*, J. Phys. Conf. Ser. 112 (2008) 012004.
[2]Anderson I, Proc. SPIE, vol. 983, pp. 84-92, 1988.
[3] P. Hoghoj et al., "Physic of X-ray Multilayer structures", Technical Digest Series of Optical Society of América, Vol. 6.
[4] J. L. Bourgade, P.Troussel, A. Casner, G. Huser, T.C. Sangster, G. Pien *et al*, Rev. Sci. Instrum **79**, 10E904 (2008).
[5] TFcalc, OPTIS Compagny, France.
[6] D. Windt, " Computers in Physics", Vol. 12, N0 4, Jul/Aug 1998.
[7] M. Krumrey, G. Ulm, Nucl. Instr. and Meth. A 467(2001) 1175.

Proceeding pour la conférence SPIE optics+photonics de 2011

Publication soumise en 2011 publiée en 2011 dans European Physical Journal *Proceeding of SPIE 2011*.

DEVELOPMENT OF SUPERMIRRORS FOR HIGH RESOLUTION X-RAY LMJ MICROSCOPES

Ph. Troussel, D. Dennetiere, R. Rosch, C. Reverdin, H. Hartmann
CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

F. Bridou, E. Meltchakov, F. Delmotte
Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, 2, avenue Augustin Fresnel, RD128, 91127 Palaiseau cedex

ABSTRACT

With regards to the future Laser Megajoules french facility (LMJ), our laboratory is developing advanced time-resolved High Resolution X-ray Imaging (HRXI) systems to diagnose laser produced plasma**.** Shrapnel and X-ray loading on this laser imposes to place any HRXI as far away from the source as possible. Grazing incidence X-ray microscopes are the best solution to overpass this limitation. These imagers combine therefore grazing X-ray microscope and camera. We designed imaging diagnostics, mainly with a long working distance (> 50 cm) and high spatial resolution. All of them are composed of single or multi-toroïdal(s) mirror(s).
To increase the bandwidth of reflectivity of all these mirrors, multilayer coatings have been deposited. We present mainly microscopes using non-periodic W/SiC multilayer coatings (Supermirrors), developed in collaboration with Institut d'Optique.
.
Supermirrors were designed for a first set of diagnostics to work at 0.7° grazing incidence. Secondly, we have implemented this supermirror on a Wolter-type microscope used at a smaller grazing incidence (0.6° angle) in order to increase the bandwidth of reflectivity up to 12 keV.
Metrology for x-ray reflectance in the whole range on the synchrotron radiation facility BESSY II is also presented.

Keywords : Inertial confinement fusion, Plasma, X-ray microscopy, grazing X-ray microscope, Non-periodic multilayer, multilayer mirror, Super-mirror

1. INTRODUCTION

The Laser MegaJoule (LMJ) [1-3] at Bordeaux in France is a 40 quads at 4 beams + 2 (up to 60 quads), 168 up to 240 laser beams, 1.8 MJ, 0.35 µm designed to drive inertial confinement fusion (ICF) capsules to ignition. LMJ is formally planned in 2014.
The principle of ICF experiments is to reach ignition with the implosion of a mm size diameter deuterium-tritium (DT) filled capsule at the center of 1 cm-long conversion cavity; the 240 very intense laser beams are focused on the inner side of the conversion cavity, which produces then a large amount of X-rays**.** This irradiation strongly compresses the capsule until to achieve the density and temperature conditions of thermonuclear fusion reactions in the DT fuel. To understand the physical processes involved in this interaction, high performance instrumentation (spectrometer, microscope, detector) is required, for the analysis of x-ray radiation in the energy range from a few eV to a few 10 keV. Especially, we need HRXI microscope to study the implosion and observe precise phenomena like hydrodynamical instabilities [4].

2. FIRST SET OF X-RAY LMJ MICROSCOPES

We have developed a first set of three X-ray imaging microscopes that will give basic measurements during the whole life of the LMJ facility : two twelve-image microscopes focalize X-rays from the target on a custom-built framing camera (cf. Fig.1 and table 1) and the third one produces an image on a streak camera. Even for these first LMJ imagers, we have designed X-ray grazing incidence microscopes with large source-to-optic distances (0.6-3m) for the large and medium field of view (FOV) imagers. Figure 1 shows the schematics of the multi-images microscope. Each imaging channel consists on a portion of a toroïdal mirror (radii R = 92 m et r = 20

mm). The toroïdal shapes present some advantages of compactness and brightness compared to classical Kirkpatrick-Baez microscopes [5] [6]**.** The single mirror works at small grazing incidence ideally below the critical angle to achieve total external reflection conditions. The minimum grazing angle is limited to about 0.7° by technological constraints and is a interesting compromise between the opposing phenomena : optical aberrations and coating absorption. This grazing angle is high enough to totally reflect X-rays lower than 5 keV but not for higher photon energy. The use of non-periodic multilayer coated mirrors [7-13] was then necessary to enhance the bandwidth of the microscope reflectivity.

Number	Imager type	Distance source-microscope	M ratio	Recording device	FOV (mm)	Resolution (μm)
1	Multi toroïdal	3 m	0.9	Framing camera	15	150
2	Multi toroïdal	60 cm	4.5	Framing camera	3	30
3	Toroïdal	80 cm or 2.5 m	3 or 1	Streak camera	15	50

Table 1 : Performances of the first set of LMJ imaging diagnostics.

2.1. Mirrors coating design characterization

For these imaging microscopes prototypes, W-SiC non-periodic multilayers were designed and developed in collaboration with Institut d'Optique.

The mirrors were optimized to have the best compromise between the number of layers (32 layers) and a uniform response over their photon energy range. The reflectivity calculation is made precisely, and absorption in each layer has been considered. In the paper [14], we described the calculated design and optimization of multilayer with home made Institut d'Optique calculation code [15], the experimental tools, characterization methods and then the refinement of fabrication. The multilayers have been deposited using magnetron sputtering technique, which is well-known for the reliability in deposition of high-quality multilayer coatings for EUV and X-ray applications. Fig. 2 shows the result of the first optimization of the reflectivity calculation obtained with indices for SiC and W given by Henke tables [16].

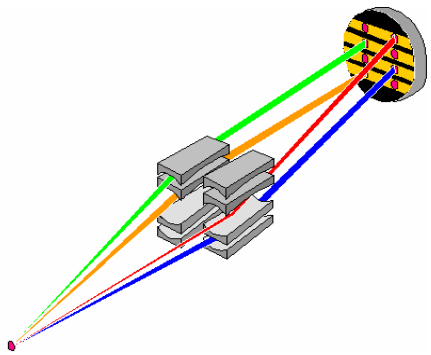


Figure 1 : Optical design of the multi-images microscope designed for framing camera.

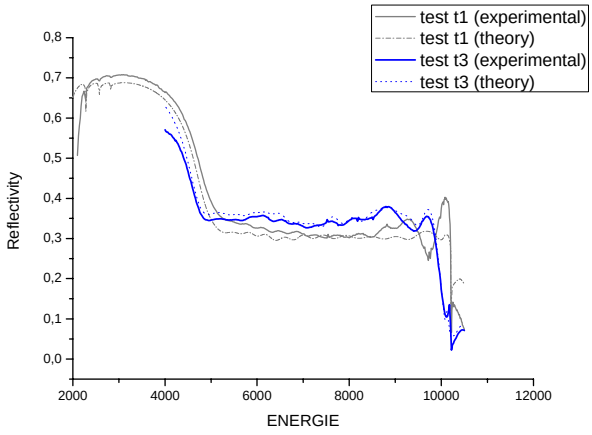


Figure 2. : Optimized reflectivity calculated and experimental reflectivity with 32 alternate layers of W and SiC.

We found in that study [14] an averaging contraction of the period of 0.56 nm, with a diminution of 0.8 to 1 nm in SiC layer and a increase of 0.2 to 0.3 nm of W layer. Taking into account these results, we have made a first non-periodic mirror with these corrections (feasibility test t1). The experimental result is shown on Fig. 2 in comparison with the initial calculated design. The experimental bandwidth reaches the expected reflectivity and the homogeneity is good enough up to 8.5 keV.

Considering the positive results, we have coated the mirrors on the multi-image microscopes with the t3 formula.

2. 2. Characterization of supermirrors, experimental set-up

The reflectivity of the super mirrors as a function of grazing angle and the photon energy was obtained at the four-crystal monochromator (FCM) beam line in the Physikalisch-Technische Bundesanstalt laboratory (PTB) at the synchrotron radiation facility BESSY II [17]. The accessible energy range of the beamline is 1.75-11 keV using either Si or InSb crystals in the monochromator ; the intrinsic resolution is 250 meV. The mirrors were placed in a UHV reflectometer, which provides 0.001° angular resolution for the sample and detector. For the measurements presented here, the reflectivity was determined as the ratio of the current for one silicon diode in the reflected beam to its current in the direct beam. To take into account the variations in the incident beam, the currents are normalized to the current of a thin silicon photodiode operating in transmission mode, only above 3 keV, and placed in front of reflectometer.
Other analysis between 6 to 9.5 keV have allowed to make relevant corrections : a new model of stack with different thicknesses, determination of the roughness and above all adjustments of the indices values of the two materials ($n = 1 - \delta + i\beta$), multiplying coefficients δ and β of the complex indices by values given in Table 2.

Layer	δ	β
Substrate	1	1
W	0.975	1.032
SiC	0.984	1.3

Table 2 : Parameters multiplying coefficients of δ and β of the complex indices.

The last feasibility test (t3) shows a real improvement of the spectral homogeneity and a better agreement with the theoretical shape (Figure 2).

2.3. The X-ray imaging experiments

We have tested the microscope on a cw Riber X-ray source. The characterization facility is composed of an X-ray source, a microscope optics housing chamber, pipes adapted to the focal length of the microscope and a thin cooled CCD to record the images. Our calibration facility uses a long flight path to accommodate large range of magnification diagnostics. The X-ray source has a large-size (3 x 2 mm^2). It enables to characterize the properties of the X-ray imaging systems (resolution, field, brightness,) which will be used later on the laser facilities. The anode of the x-ray source is made of copper; the X-rays emitted come from the bremstrahlung and discrete emission lines of copper (range 500 eV-8keV, the most intense being Cu K_α line at 8048 eV). The source has an acceleration voltage of 10 kV and an emission current of 15 mA. After the source, a 10 µm Beryllium filter is used to eliminate the visible light and a metallic grid is placed accurately at the focal object length of the microscope. We have tested this multi-image microscope on this X-ray source. The spatial resolution of the microscope is measured by X-ray radiography of the metallic grid, from which the images are recorded on a CCD camera. This detector consists of 2048 x 2048 pixels with a pixel size of 13.5 x 13.5 μm^2.
An example of an X-ray Ni grid image radiography (40 µm wire/340 µm period) obtained with a multi-image microscope is given in Fig. 3. We present several images for different conditions of collimation (from 125 µm to 1mm). The spatial resolution of this imaging system is directly evaluated by the width of the profile of the derivative function. It is measured at a spatial resolution around 150 µm over a field of 3 mm and 30 µm on a smaller field, with and without multilayer coating.

For our definition, the spatial resolution represents 80 % of the energy encircled by an image gaussian spot image. Analysis of the images shows that, in all the range of magnification (from x 2.4 to x 4.5) and for working distance (distance source-to- mirror) respectively between 820 and 946 mm, the resolution is unchanged.

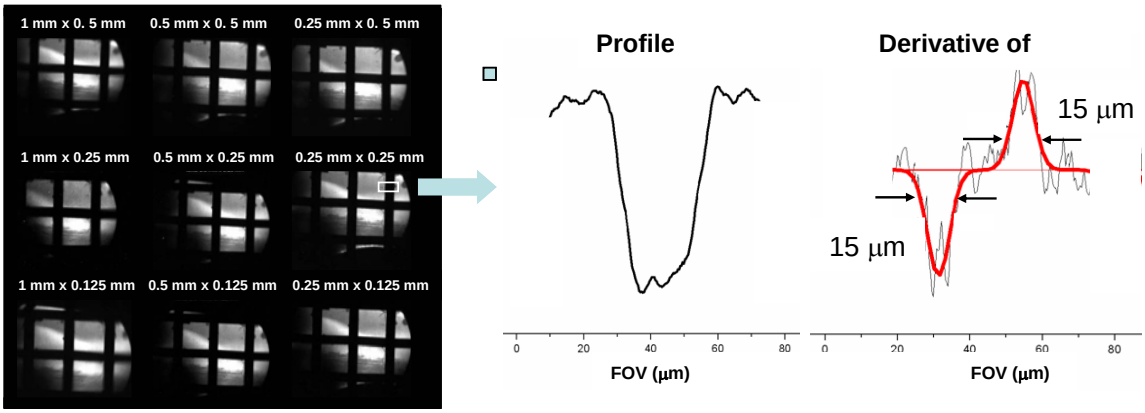


Figure 3: X-ray grid image (340 µm wire) over a 3 mm x 3 mm FOV.

3. SECOND SET OF X-RAY LMJ MICROSCOPES

A second set of LMJ microscopes consisting of advanced HRXI systems requires a spatial resolution of about 5 µm in order to correctly observe the requested 1mm FOV, which allows to display the capsule at its maximum compression.
The Wolter system is the best way to design an advanced HRXI which consists of a hyperboloid and an ellipsoid surfaces with an axis of revolution. Generally each mirror is used with its 360 ° rotational symmetry. It presents a very theoretical resolution but it is not easy to make one with a good surface roughness (~ 3-4 Å). In 1999, we proposed another solution to observe a large FOV: the off-axis Wolter configuration. The grazing X-ray microscope consists of two similar off-axis toroïdal mirrors mounted one behind the other. A description of the microscope used for hydrodynamic instabilities studies is given in Ref [16]. This Wolter-type system constitutes an interesting device and was upgraded and used for several years in OMEGA [19]. That new diagnostic called HRXI, a high-resolution, time-resolved X-ray imaging diagnostic, combines two state-of-the-art technologies: this high-resolution X-ray microscope and a high-speed streak camera. The resulting instrument achieves a spatial and temporal resolution of ~5 µm and ~ 30 ps, respectively.
In order to design an imaging system capable of working at higher photon energy**,** we have changed the coating (30-nm Ni coating /energy cut-off 6 keV at 0.6°) to a super mirror coating, which is similar to the coating described in paragraph 1. That coating, originally calculated for working at 0.7° grazing angle [2], has been used at another angle 0.6° which allows to expand the spectral range up to 12 keV. The microscope has been renamed EHRXI (E as in extended).

3.1 Specifications of EHRXI microscope:

The geometry (see fig. 4) and the features of HRXI are maintained. The distance source-to-first- mirror is ~ 226 mm and its image distance around 3.7 m. The collection angle is about 7 x10^{-7} steradian and defined by an aperture of 205 µm.
The primary characteristics of these mirrors are summarized in table 3.

This microscope was made using WINLIGHT System Society‘s polishing techniques on highly super-polished “zerodur” glass [20]. Slope errors of radii (at the centre) and roughness are indicated in table 3 and are very small due to the quality of the mirrors. Microscope has been controlled by ZYGO interferometer.

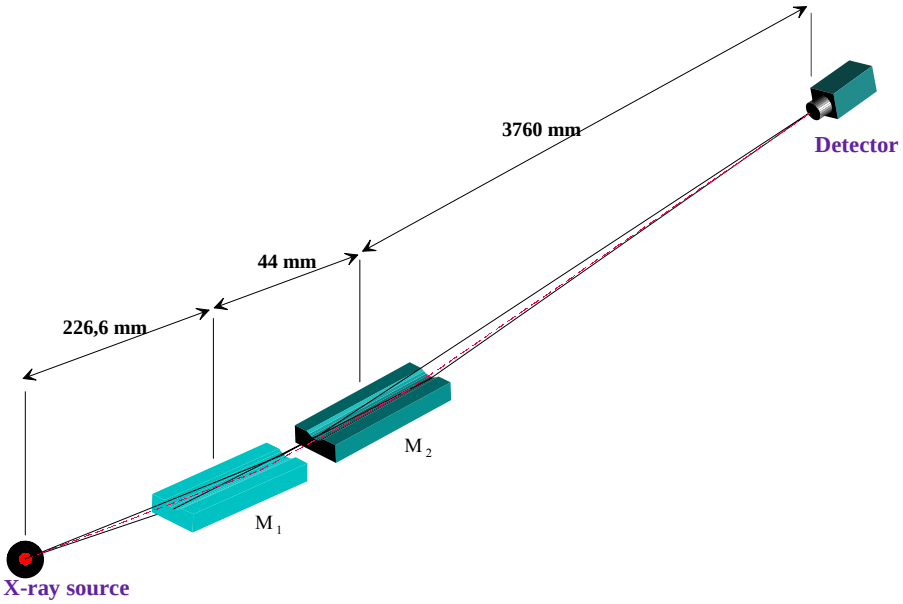


Figure 4 : Schematic optical system of EHRXI microscope.

Mirror	M_1	M_2
Grazing angle	0.585°	0.6°
Major radius R (m)	85	88
Slope error on R (arcsec RMS)	0.52	0.52
Minus radius r (mm)	9.12	9.12
Slope error on r (arcsec RMS)	8.92	8.42
Roughness Å	2.89	2.99
Length (mm)	33.52	47.52
Width (mm)	20	20
Height (mm)	11.79	11.79

Table 3: Main EHRXI microscope mirrors characteristics (distance between mirrors is 44 cm).

3. 2. Mirrors coating design and spectral results

The mirror reflectivity measurements were performed at the same PTB facility described in paragraph 2. Figure 5 shows a photo of the three mirrors that we have tested, the witness and the two EHRXI mirrors (M1 and M2), mounted in the reflectometer of FCM beamline. The three mirrors have been made by using the same deposition process, in three successive runs.

Figure 5 : Photo of the three mirrors (the witness on the left side and the two EHRXI mirrors) mounted in the support of the reflectometer at PTB.

We can see in fig. 6a the theoretical reflectivity of the best calculated mirror coating at different grazing angles (0.5°, 0.6°, 0.7°), which allows to extend the spectral range. This idea has been validated by the experimentation (see Fig 6b).

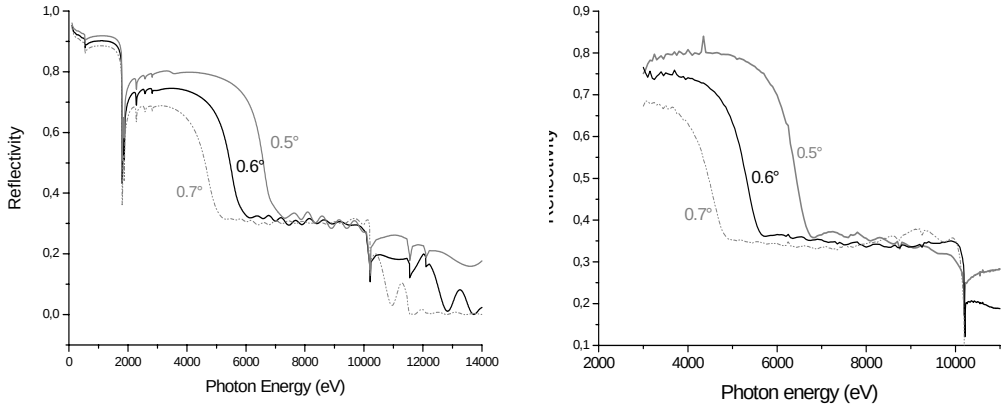


Figure 6 a : Theoretical reflectivity of the best calculated mirror coating at different grazing angles.

Figure 6 b : Experimental reflectivity at different grazing angles.

The formula for EHRXI coating is unchanged. But, on the other hand, we have improved, during the process, the accuracy of the moving speed of the sample above the target: from 0.01°/s to 0.005°/s. So, the maximum discrepancy between the expected thickness and the programmed thickness has been divided by a factor two, as compared to the first set of x-ray LMJ microscopes described in section 2. This can explain the differences observed on figure 7 where we compare the experimental reflectivity of the new mirror (M2) to the one of the previous one (test3).

The comparison of experimental reflectivity curves of the M2 mirror and the feasibility test t3 (see §. 2) at 0.7° grazing incidence angle shows an enhancement on the homogeneity between 9 and 10 keV.

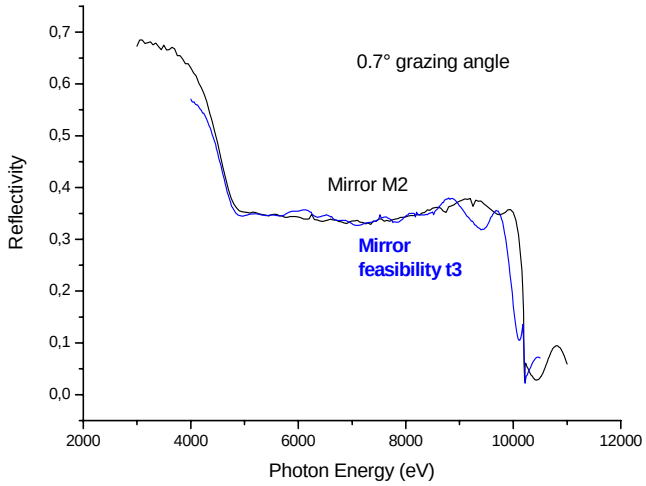


Figure 7 : Experimental reflectivity of the M2 mirror and of the feasibility test t3 (§ 2) at 0.7° grazing incidence angle.

The figure 8 presents the superimposition of the experimental reflectivity curves versus photon energy of the three mirrors, measured at 0.6° angle. On the one hand, the good quality of each mirror is evidenced with a flat and homogeneous reflectivity response of about 35 % between 5.5 keV and 10 keV. On the other hand, it appears the good repeatability of the deposition process.

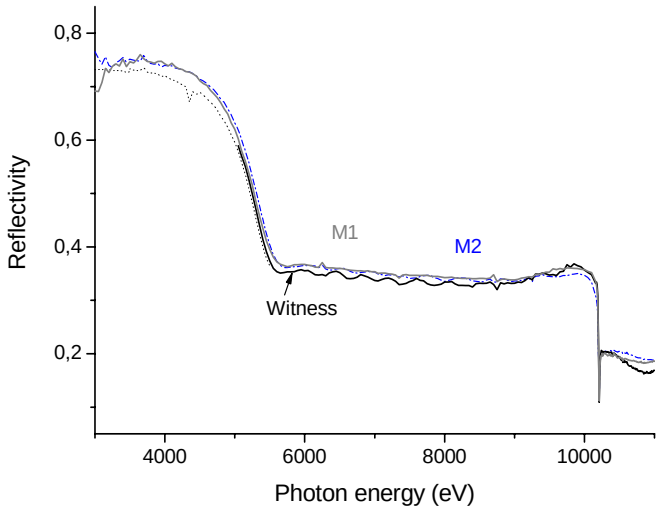


Figure 8 : Experimental reflectivity of the three mirrors versus the photon energy (the Witness and M1 and M2 mirrors of EHRXI).

We show in Fig. 9 the spectral responses of initial theoretical spectral reflectivity (dotted curve) and the experimental spectral reflectivity of the M1 mirror (dark curve) at 0.6° angle. We can see that the theory value is lower than the experimental one.

After the experiments, we have calculated with a new theory taking into account these results. These corrections consist of :
- adjustments of the indices values of the two materials ($n = 1 - \delta + i\beta$) multiplying coefficients of δ and β of the complex indices given in Table 2,
- determination of the interfacial roughness at 0.498 nm,
- increasing of the top layer because of the oxidation from 23 Å to 28 Å.

This ab-initio calculated theoretical, taking into account these corrections with IMD code is displayed in fig. 9. Better agreement can be seen with the experimental curve.

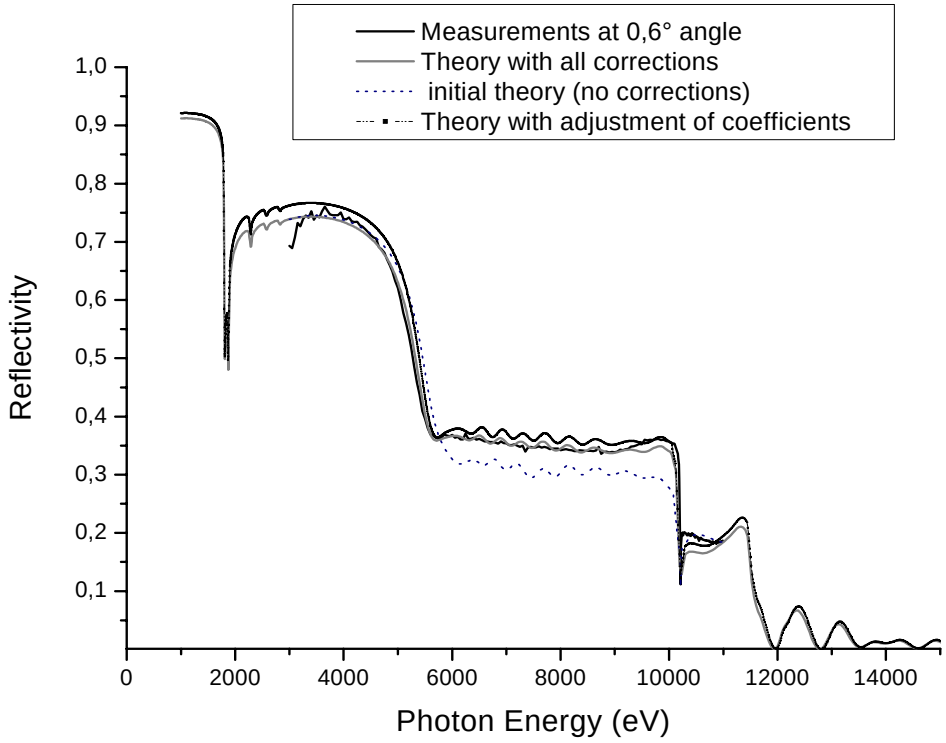


Figure 9 : Comparison of the spectral responses of M1 mirror under 0,6° of grazing incidence angle : the dotted curve is the initial calculation, the dash dotted grey one is the calculation after adjustments of indices coefficients, the grey one is the calculation after refinement of the model, the black one is the reflectivity measurement.

3.3. The X-ray imaging experiments

We have characterized EHRXI microscope with the same apparatus RIBER described in §. 2.3. The spatial resolution of this microscope is measured by the same method of X-ray radiography of a metallic grid. An example of image obtained for the magnification 11.2 is given in Fig.10. The width of the derivative function gives directly the resolution of 8 µm in the two dimensions.

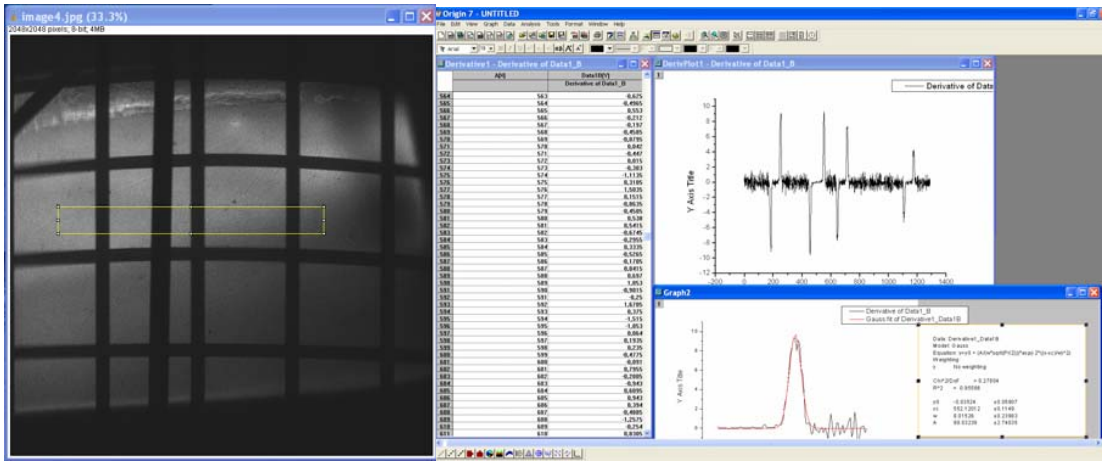


Figure 10 : X-ray microscope image of a gold grid obtained with the x-ray source RIBER ; the magnification is 11.2. Relative profile along one direction and associated derivative profile for the sagital dimension.

4. CONCLUSION

We have achieved a first set of mirrors for X-ray imaging microscopes for basic measurements of the LMJ, with a spatial resolution close to a few 10 µm. Non-periodic W/SiC multilayers coatings have been deposited on the mirrors, in order to increase up to 10 keV the bandwidth of the microscopes.
That development has allowed to improve a coating with non-periodic W/SiC multilayers.
Concerning the second set of advanced HRXI which requires a very high resolution, we have designed an EHRXI microscope consisting of two coplanar toroïdal mirrors microscope and achieved 8 µm of spatial resolution in a field of 1mm. We have improved the process of coating deposition and have shown an enhancement on the homogeneity up to 10 keV.
With regards to these results, we are developing a new prototype microscope with the same design as EHRXI and working at a lower angle (0.45°) to reflect up to 20 keV. This microscope, because of high-energy experiments, will have a long working distance greater than 600 mm.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors are grateful to Winlight System Company, which assembled the microscope and Mrs M. Krumrey and L. Cibik for measurements at PTB (BESSY II, Berlin).

All multilayer depositions have been carried out on the deposition machine at CEMOX (Centrale d'Élaboration et de Métrologie des Optiques X) implemented by PRAXO (Pôle d'optique des Rayons X d'Orsay).

REFERENCES

1. E. M. Campbell and W.J. Hogan, Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) B39.
2. N. Fleurot, C. Cavailler and J.L. Bourgade, Fusion. Eng. Des. 74 (2005) 147.
3. D. Besnard, J. Ebrardt, J. M. Chaput, R. Marmoret et al, J. Phys. Conf. Ser. 112 (2008) 012004.
4. S. E. Bodner *et al*., Plasma Physics and controlled fusion 29 (1987) 1333.
5. P. Kirkpatrick and A.V. Baez, J. Opt. Soc. Am. 38 (1948) 766.
6 R. Rosch et al Rev. Sci. Instrum. Vol. 78, 033704 (2007).
7. Anderson I, Proc. SPIE, vol. 983, pp. 84-92, 1988.
8. Vidal B. et al, Proc. SPIE, vol. 1738, pp. 30-41, 1992.

9. Schuster M. et al., Proc. SPIE, vol. 3767, pp. 183-198, 1999.
10. Meltchakov E. et al., J. Phys. Cond. Mat., vol. 18 No 13, pp. 3355-3365, 2006.
11. Yamashita K., Nucl. Instr. Meth., vol. A529, pp. 59-62, 2004.
12. P. Hoghoj et al., Technical Digest Series of Optical Society of America, vol. 6.
13. Takashi et al., App. Opt., vol. 41 n°25, 2002.
14. H. Maury et al, Nucl. Instr. Meth in Physics Research A 621 (2010) 242-246.
15 F. Bridou, B. Pardo, J. Opt. (Paris) 21 (4) (1990) 183.
16 B. L. Henke, E. Gullikson, J. Davis, At. Data Nucl. Data Tables 54 (1993) 181.
17 M. Krumrey, G. Ulm, Nucl. Instrum. and Meth. A 467 (2001) 1175.
18 Ph. Troussel, B. Meyer et al Rev. Sci. Instrum. Vol. 76, 063707 (2005)
19 J.L. Bourgade, Ph.Troussel et al Rev. Sci. Instrum. Vol.79, 10E904 (2008).
20 . info@winlight-system.com

Dans le cadre du projet Laser MégaJoule (LMJ), des chaînes de mesure, appelées diagnostics, sont nécessaires à la qualification de l'atteinte de l'ignition. Parmi ces diagnostics, des imageurs X devront observer le développement d'instabilités hydrodynamiques à la surface du microballon. L'imagerie de ces instabilités sera faite dans le domaine X par radiographie ou en utilisant l'émission propre de la cible. Aucun imageur X conçu aujourd'hui pour le LMJ ne permet de réaliser une telle image. L'imageur X développé dans cette thèse devra donc réaliser une image à haute résolution et à haute énergie tout en respectant les contraintes de fonctionnement lié à une installation telle que le LMJ.

Nous avons tout d'abord étudié et amélioré un diagnostic existant : EHRXI. Nous avons optimisé la bande d'énergie X utile à l'imagerie par ce diagnostic en l'étendant jusqu'à 12 keV. Nous avons obtenu des résolutions inférieures à 5 µm dans un champ de 1 mm de diamètre. Ce diagnostic a été déployé avec succès sur les installations laser ELFIE 100 TW et OMEGA.

Avec le retour d'expérience obtenu avec EHRXI nous avons conçu un prototype de diagnostic pour le LMJ : MERSSIX. Ce microscope aura une résolution inférieure à 5 µm dans un champ de 500 µm de diamètre pour des énergies s'étendant jusqu'à 22 keV. MERSSIX a été pensé et adapté aux conditions expérimentales du LMJ. Sa conception met notamment en jeu une sélection spectrale pour permettre une utilisation en radiographie en présence d'un environnement X complexe.

In the Laser MégaJoule (LMJ) project context, measurements need to be done by diagnostics in order to achieve ignition. Amongst these diagnostics, some of the X-ray imagers will have to observe hydrodynamics instabilities on the micron balloon surface. X-ray radiography or self-emission imaging are the techniques used to obtain such imaging. None of the existing X-ray imagers designed for LMJ is currently able to record this kind of image. The X-ray imager designed during this thesis will have to achieve a high resolution image at high energy and will have to meet all the requirements subsequent to its use on a large facility like LMJ.

We have studied and optimized an already existing diagnostic : EHRXI. We have extended its covered spectral range up to 12 keV. We measured its resolution that is under 5 µm in a 1 mm diameter field of view. This diagnostic has been successfully used on laser experiments in ELFIE 100 TW and OMEGA.

After analyzing the performances and weaknesses of EHRXI, we were able to design a LMJ diagnostic prototype : MERSSIX . This microscope will achieve a resolution under 5 µm in a 500 µm diameter field of view with a covered spectral range up to 22 keV. MERSSIX has been specifically designed for LMJ and adapted to fit its experimental framework. Its design allows it in particular to be used for radiography in a complex X-ray producing environment.