

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	9
Chapitre 1 : Les sources X par diffusion Compton Inverse	11
1.1 La Diffusion Compton et la Diffusion Compton Inverse	11
1.2 Les sources Compton dans le monde	12
1.2.1 Le rayonnement X et ses applications	12
1.2.2 Les sources Compton existantes.....	14
1.2.3 Les projets	17
1.2.4 Les moyens d'optimisation.....	23
1.3 La source Compton d'ELSA	25
Chapitre 2 : Aspects théoriques.....	29
2.1 La diffusion Compton inverse	29
2.1.1 Notion de base	30
2.1.2 Importance du référentiel	34
2.1.3 Vision particulière	37
2.1.4 Vision ondulatoire	45
2.2 Physique des faisceaux d'électrons	51
2.2.1 Guidage du faisceau d'électrons.....	52
2.2.2 Emittance.....	53
2.3 Physique des faisceaux laser	54
2.3.1 Effet de l'inclinaison des deux faisceaux mis en jeu.....	54
2.3.2 Influence de la différence de taille des faisceaux mis en jeu.....	55
2.4 Propriétés du faisceau de photons résultant.....	59
2.4.1 Distribution angulaire du rayonnement X	59
2.4.2 Influence de la polarisation du laser d'interaction.....	61
2.4.3 Calcul du nombre de photons rétrodiffusés par un électron	63
2.4.4 Calcul du nombre de photons rétrodiffusés par un paquet d'électrons idéal.....	67
2.4.5 Conclusion sur les propriétés du faisceau de photons X émis.....	70
2.5 SMILE : description théorique	71
2.5.1 Motivations.....	71
2.5.2 Principe.....	72
2.5.3 Dimensionnement du Système	74
2.5.4 Définition des miroirs.....	82

2.5.5 Effets des interférences.....	102
2.5.6 Conclusion.....	119
Chapitre 3 : Description d'ELSA	121
3.1 Description d'ELSA 19 MeV	121
3.2 Montée en énergie des électrons d'ELSA à 30 MeV	125
Chapitre 4 : Description, caractérisation et mise en place des dispositifs pour l'expérience	129
4.1 Nouvelle configuration de la ligne d'expérience.....	129
4.1.1 La chambre d'interaction.....	130
4.1.2 Diagnostics de recouvrement des faisceaux	134
4.2 Le laser d'interaction.....	140
4.3 Les diagnostics X	145
4.3.1 Diagnostics de caractérisation de la source	145
4.3.2 Diagnostic de réglage de la source	152
Chapitre 5 : Expériences sans SMILE.....	157
5.1 La source Compton à 17,7 MeV.....	157
5.1.1 Comparaison des expériences de 2015 avec des électrons de 17,7 MeV avec les prédictions théoriques	157
5.1.2 Réduction du bruit de fond.....	165
5.2 Expériences Compton avec des électrons de 30 MeV.....	173
5.2.1 Paramètres de réglage des faisceaux	174
5.2.2 Caractérisation du spectre de la source X obtenue	175
5.2.3 Caractérisation de l'intensité de la source X obtenue.....	177
5.2.4 Effet de la polarisation sur la source Compton.....	180
5.2.5 Conclusion.....	182
Chapitre 6 : Expériences avec le SMILE	183
6.1 Conception mécanique	183
6.1.1 Description globale.....	183
6.1.2 Plateau 1	184
6.1.3 Plateau 2	185
6.2 Réglages du SMILE	187
6.3 Robustesse et sensibilité des réglages	191
6.4 Expériences avec SMILE	192
6.4.1 Expériences avec un faisceau d'électrons de 17,7 MeV.....	192
6.4.2 Expériences avec un faisceau d'électrons de 30 MeV.....	201
6.4.3 Conclusion sur le SMILE	202
Chapitre 7 : Simulation : calcul et comparaison avec l'expérience.....	205

7.1 CALDER et CALDER Circ classique.....	205
7.2 Simulation de la propagation du paquet d'électrons d'ELSA	208
7.2.1 Conditions de simulation dans le cas d'ELSA	208
7.2.2 Calcul des champs	209
7.2.3 Echantillonnage numérique	213
7.2.4 Calcul du rayonnement émis par les électrons (Méthode Lienard-Wiechert)	214
7.3 Validation de la méthode.....	217
7.3.1 Particules « tests »	217
7.3.2 Comparaison avec le calcul théorique	218
7.3.3 Comparaison avec le code CAIN	222
7.4 Comparaison avec les résultats expérimentaux	227
7.4.1 Source avec des électrons de 17,7 MeV	227
7.4.2 Source émise avec des électrons de 30 MeV	232
7.4.3 Bilan des simulations.....	236
Conclusion.....	239
Annexes.....	243
7.5 Annexe 1 : Réglage du Prototype du SMILE	243
7.6 Annexe 2 : Calcul de la puissance rayonnée par le dipôle oscillant à partir de la formule de Larmor (non relativiste).....	244
7.7 Annexe 3 : Domaine d'exploitation en doses des ERLM BAS-MS (Fujifilm) associés à un lecteur Typhoon FLA 7000 (EGG) ou un lecteur BAS 2500 (Fujifilm)	245
7.7.1 A - Etalonnage et domaine d'exploitation auprès d'une source de Co ⁶⁰	245
7.7.2 B- Exploitation des ERLM associés au lecteur Typhoon FLA7000 et exposés à nos source Compton	248
Références	251
Liste des figures.....	259
Liste des tableaux	269

Introduction

Le rayonnement X est un rayonnement électromagnétique ionisant dont la gamme d'énergie s'étend de 10 eV à 100 keV. Il est particulièrement apprécié pour la pratique de l'imagerie non destructive dans les domaines de la recherche, de la sécurité nucléaire et de la conservation du patrimoine culturel [1]. On utilise différentes méthodes pour produire un tel rayonnement. Les plus courantes à ce jour sont l'utilisation des tubes à rayons X, l'envoi d'électrons accélérés sur des cibles et le rayonnement synchrotron dans des installations telles que l'ESRF ou SOLEIL. Les sources de 4^{ème} génération, basée sur des lasers à électrons libres dans le domaine X sont en phase de déploiement, tel que le projet européen XFEL à Hambourg, le projet Linac Coherent Light Source (LCLS) à l'université de Stanford, ou encore le projet LUNEX en France.

Si les sources basées sur les tubes à rayons X sont de taille modeste, tout à fait adaptée à leur utilisation en laboratoire, cela est moins évident pour les synchrotrons et les lasers à électrons libres X. Leur dimension caractéristique respective est la centaine de mètres pour les premiers et le kilomètre pour les seconds. On a par conséquent vu, ces dix dernières années, un intérêt croissant pour un autre type de sources aux caractéristiques moins extrêmes en termes de brillance, mais de taille et de coût de construction plus réduits. Ces sources reposent sur l'interaction, connue sous le nom de « diffusion Compton inverse », entre des paquets d'électrons accélérés et des paquets de photons du domaine visible, IR ou UV. Le plus bel exemple en France en est le projet THOMX qui présente l'originalité de combiner un anneau de stockage d'électrons à une cavité optique de stockage de photons. Ce projet pluridisciplinaire vise des applications dans des domaines aussi variés que le biomédical (imagerie et thérapie), l'héritage culturel (identification et préservation) et la science des matériaux (caractérisation).

Le CEA-DAM a manifesté son intérêt pour ce type de sources au milieu des années 2000, notamment pour la caractérisation de détecteurs X rapides, essentiellement en monocoup pour étudier la réponse impulsionnelle de caméras à balayage de fente ou de caméras à imagerie intégrale rapides. C'est ainsi qu'une première thèse, réalisée conjointement avec la société THALES, a été initiée en 2007 pour se lancer dans la réalisation d'une première expérience de production de photons X par diffusion Compton inverse sur l'installation ELSA de Bruyères-le-Châtel (Electrons, Laser, Sources X et Applications), qui fournit tout au long de l'année, à de nombreux utilisateurs du CEA, des électrons et du rayonnement de freinage grâce à son accélérateur 19 MeV. Suite aux résultats encourageants obtenus, il a été décidé de poursuivre ces travaux dans le cadre de la thèse qui fait l'objet de ce mémoire. L'objectif de cette thèse a été d'optimiser le rendement de production de rayonnement X par diffusion Compton inverse. Pour atteindre cet objectif, une conception *x-nihilo* de l'espace d'interaction a dû être entreprise et un système de repliement de faisceau laser a été mis au point pour multiplier le nombre d'interactions par impulsion laser. De plus, une évolution de l'accélérateur a été implantée pour pouvoir augmenter l'énergie cinétique des électrons jusqu'à 30 MeV. Nous avons mené ces travaux sur une installation ELSA au planning tendu, du type « *user facility* » avec de nombreuses équipes utilisatrices, ce qui signifie que relativement peu de semaines d'expérience (11 semaines) ont pu être dévolues totalement à ces expériences « Compton ». Par ailleurs, nous n'avons pu obtenir des électrons de 30 MeV que lors des tout derniers jours d'expérience. De plus, tous les développements et implantations ont dû être faits en prenant garde de ne pas impacter les expériences des autres équipes se succédant sur ELSA.

L'objectif de ce manuscrit est de présenter les différentes démarches qui ont permis d'aboutir à la mise en œuvre du nouvel espace d'interaction et du système optique de repliement de faisceau. Ma contribution concerne tout d'abord (1) l'étude théorique du tolérancement sur les réglages de l'expérience. Ensuite, (2) il m'a été confié la responsabilité d'établir le suivi de la conception de l'ensemble. On notera donc l'accent qui sera mis, dans ce manuscrit, sur les problématiques d'ordre mécanique et opto-mécanique dont nous avons dû tenir compte pour mener à bien ce projet de source Compton inverse. Ce document répertorie également l'ensemble des expériences auxquelles j'ai participé activement, notamment (3) en définissant les procédures à suivre. J'ai de plus (4) effectué l'analyse des résultats expérimentaux, et mis en avant des voies d'amélioration pour cette source. Enfin, (5) j'ai pu mener en parallèle une étude de simulation dont les résultats sont illustrés à la fin du manuscrit. Ils m'ont été utiles pour évaluer les performances de la source.

Pour présenter l'ensemble des travaux effectués lors de cette thèse, nous avons établi le plan suivant :

Après avoir présenté dans le chapitre 1 un panorama des différentes sources Compton existantes dans le monde, nous aborderons les aspects théoriques dans le chapitre 2. Il s'agira non seulement de la physique associée à la diffusion Compton, mais aussi de la physique des faisceaux d'électrons et de celle des faisceaux lasers, toutes deux mises en jeu dans notre source. Nous aborderons aussi les problèmes de rayonnements parasites liés en particulier au rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Enfin, cette première partie sera l'occasion de décrire tous les aspects théoriques optiques d'un nouveau système de circulation de photons qui est une grande part de l'originalité de notre travail de thèse.

Dans le chapitre 3, nous décrirons dans le détail l'accélérateur ELSA et son évolution vers 30 MeV. Dans la continuité de cette description de l'installation, le chapitre 4 présentera les aspects expérimentaux du développement de notre source : la configuration expérimentale, les diagnostics électrons et les diagnostics X, ainsi que le nouvel espace d'interaction Compton.

L'ensemble des résultats des expériences effectuées *sans le système d'empilement de photons* sera présenté dans le chapitre 5.

Le sixième chapitre sera donc consacré exclusivement à la description de ce système baptisé SMILE (Système Multipassage pour Interaction Laser-Electrons), et à la mesure du gain apporté par son utilisation.

Enfin, la dernière partie nous permettra de présenter les résultats de nos calculs de simulation qui seront comparés aux résultats expérimentaux.

Chapitre 1 : Les sources X par diffusion

Compton Inverse

1.1 La Diffusion Compton et la Diffusion Compton Inverse

La diffusion Compton est un phénomène observable lorsque des photons incidents entrent en collision avec des électrons des couches externes d'un atome ou avec des électrons libres. C'est une diffusion reposant sur la conservation de l'énergie totale du système étudié. Au cours d'un processus de collision, l'électron est éjecté de l'atome, qui est donc ionisé tandis que le photon est diffusé. Arthur Compton a, en 1922, observé la diminution de l'énergie des photons à l'issue de cette diffusion, effet auquel on a attribué son nom : l'effet Compton [2].

Dans le processus de diffusion Compton inverse (Figure 1), les électrons sont relativistes, c'est-à-dire qu'ils possèdent une vitesse v non négligeable par rapport à c la vitesse de la lumière. Ils sont dits ultra-relativistes dans le cas où v est proche de c . La mécanique classique ne suffit alors plus à décrire l'interaction qui doit être étudiée dans le cadre de la relativité restreinte, permettant de faire le lien entre le référentiel inertiel de l'électron et le référentiel du laboratoire. L'énergie des électrons dans le référentiel du laboratoire s'écrit $E_e = \gamma mc^2$ où γ est le facteur de Lorentz. Lorsque $\gamma \gg 1$ (cas d'électrons ultra-relativistes), l'énergie de l'électron est bien supérieure à l'énergie du photon incident. Dans le schéma de la diffusion Compton inverse c'est donc l'électron qui transfère une partie de son énergie aux photons diffusés. Il est alors possible, par l'intermédiaire de cette interaction, d'obtenir des photons très énergétiques (typiquement dans le domaine des X) à partir de photons du domaine optique.

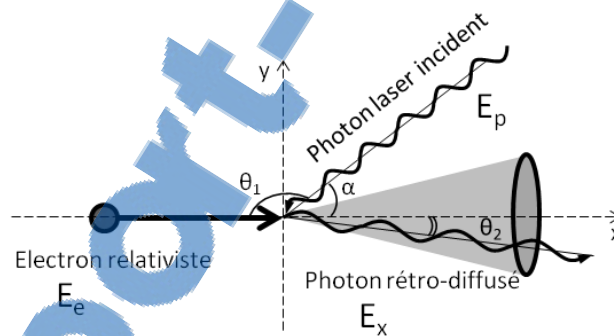


Figure 1 : Diffusion Compton inverse.

La Figure 1 décrit le principe de la diffusion Compton inverse du point de vue d'un observateur placé dans le référentiel du laboratoire. Dans le cas d'une collision frontale, l'angle d'interaction α est proche de 0° . On appelle θ_2 l'angle de diffusion d'un photon rétro-diffusé. L'énergie des photons X diffusés sur l'axe, correspondant à l'angle $\theta_2 = 0$, vaut approximativement $E_x \approx 4\gamma^2 E_p$, où E_p est l'énergie des photons incidents. Cette expression montre le caractère accordable de la source. Il est possible de modifier l'énergie des photons rétro-diffusés soit en jouant sur l'énergie cinétique procurée aux électrons par un accélérateur, soit en jouant sur la longueur d'onde des photons laser. Le nombre de photons diffusés dépend du nombre d'électrons, du nombre de photons laser, de la section efficace d'interaction, de la taille de chacun des faisceaux et de l'angle de collision.

Les spécificités de cette source la rendent particulièrement intéressante pour de nombreuses applications à très haute comme à basse énergie.

Parmi les applications à basse énergie, on compte les applications dans le domaine médical, comme la radiographie ou la radiothérapie qui profite de la haute directivité du rayonnement émis [3]. Dans le domaine de la recherche, la cristallographie ainsi que la science des matériaux sont aussi des applications nécessitant un rayonnement monochromatique non destructif dans la gamme 10 à 100 keV [4]. Les applications dans le domaine d'énergie supérieure à 1 MeV sont notamment la fluorescence nucléaire utilisée pour l'étude de la sûreté nucléaire et de la gestion des déchets nucléaires. Enfin, dans le domaine des très hautes énergies, supérieures à 100 MeV, ce rayonnement monochromatique polarisé peut être utilisé pour effectuer des mesures de polarimétrie sur le faisceau d'électrons [5], ou créer des faisceaux de positrons polarisés.

1.2 Les sources Compton dans le monde

1.2.1 Le rayonnement X et ses applications

Il existe différents moyens d'exploiter le rayonnement X qui dépendent essentiellement du type d'information recherchée sur l'objet étudié. Le tableau suivant donne un aperçu des propriétés requises pour la source en fonction de la technique utilisée [6].

Tableau 1 : Propriétés du rayonnement X en fonction de la technique d'analyse utilisée.

	Fluorescence	Diffraction	Spectroscopie	Contraste de phase
Domaine d'Energie [keV]	6,5-89	10-89	6,5-89	10-30
Dispersion énergétique ($\Delta E/E$)	1-3%	3-10%	5-10%	3%
Flux minimum requis [ph/s]	10^9	10^9	10^7	10^{11}

Parmi les sources de rayonnement X de forte brillance capable de présenter de telles caractéristiques, on compte les tubes à rayons X, les sources synchrotrons ou les lasers à électrons libres. Le choix de la source dépend notamment de son domaine d'énergie, de sa largeur spectrale mais aussi de son flux. Le paragraphe suivant a pour but de décrire brièvement ces différentes sources de rayonnement X afin de pouvoir situer les sources Compton en termes de performances et de domaines applicatifs.

Les tubes à rayons X utilisent le rayonnement de freinage, appelé aussi Bremsstrahlung. Un tube à rayons X est composé de deux électrodes disposées dans un tube à vide (Figure 2). Les électrons sont extraits par effet thermo-ionique en chauffant un filament de tungstène qui constitue l'anode. Une forte différence de potentiels entre les deux électrodes permet d'accélérer les électrons vers une cible qui constitue la cathode. Les électrons sont freinés dans la cible et émettent du rayonnement, en partie dans le domaine spectral X. L'énergie du rayonnement s'étend de quelques keV jusqu'à l'énergie des électrons incidents, pouvant atteindre plusieurs MeV. Il peut contenir des raies spectrales correspondant aux couches électroniques des atomes de la cible. En effet, si l'électron incident possède suffisamment d'énergie pour expulser un électron de la couche interne de l'atome, des transitions s'opèrent entre les différentes couches externes. Ces transitions se traduisent par l'émission de rayonnement aux énergies caractéristiques du matériau cible.

Les tubes à rayons X sont encore régulièrement utilisées dans les laboratoires et les cabinets de radiologie médicale. Cependant leurs domaines d'application restent limités car ce sont des sources divergentes et incohérentes : leur brillance est donc faible.

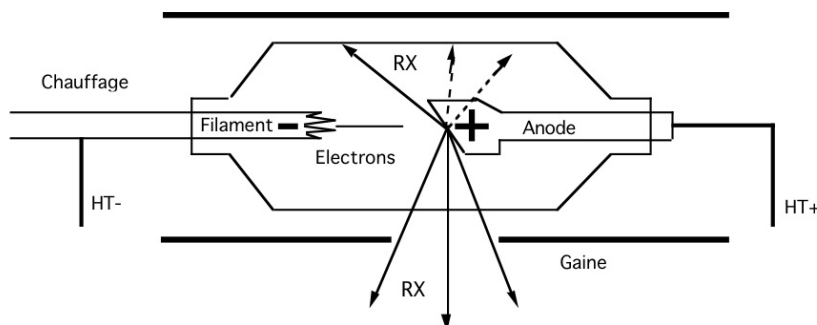


Figure 2 : Schéma du principe de fonctionnement d'un tube X à fenêtre latérale. Le rayonnement X sort du tube avec une direction perpendiculaire à la trajectoire des électrons [7].

Le rayonnement synchrotron est produit lors de la déviation d'électrons en mouvement. La puissance rayonnée dépend de l'énergie de l'électron et est inversement proportionnelle au carré du rayon de courbure de sa trajectoire. Les premières sources de rayonnement synchrotron se sont installées autour d'un anneau de stockage dans lequel circulent des électrons d'énergie élevée ($\gg$ MeV). Le rayonnement est émis dans les dipôles magnétiques ou dans les onduleurs, sur une large gamme allant de quelques eV jusqu'à la plusieurs dizaines de keV avec une très forte brillance (jusqu'à 10^{20} ph/s/mm²/mrad²/0,1%BW pour la 3^{ème} génération). L'utilisation de monochromateurs est requise pour exploiter ce rayonnement dans une gamme d'énergie spécifique avec une faible largeur spectrale. Enfin la polarisation du rayonnement dans le domaine VUV-X-mous peut être choisie et la durée des impulsions est de quelques dizaines de picosecondes [8].

Des lignes de lumières sont aménagées tout autour de l'anneau afin de mettre à disposition des équipes de recherche le rayonnement X ainsi créé. Les expériences sur les échantillons sont effectuées en bout de ligne, après une mise en forme spécifique du faisceau pour l'adapter au besoin des utilisateurs.

Les Laser à Electrons Libres (LEL ou FEL) sont également des sources de rayonnement exploitables dans le domaine des X (X-FEL). Initialement leur domaine spectral va de l'infrarouge à l'ultraviolet.

Sur le principe de fonctionnement d'un laser classique, une onde électromagnétique est stockée dans le LEL à l'aide d'une cavité optique formée par deux miroirs. La spécificité du LEL est le fonctionnement de son milieu amplificateur. L'idée, qui a été proposée par J. M. J. Madey en 1971, est d'utiliser un onduleur magnétique, dont le principe sera décrit ultérieurement, dans lequel se propagent des électrons relativistes. Un rayonnement synchrotron, dit « émission spontanée », est émis par les électrons qui suivent une trajectoire sinusoïdale imposée par le champ magnétique périodique de l'onduleur. Un couplage entre ce rayonnement et les électrons est rendu possible de par la composante transverse de leur vitesse dans l'onduleur. Ce couplage modifie l'énergie des électrons, ce qui a plusieurs effets : (1) établissement d'une modulation longitudinale et périodique de densité électronique au sein du paquet d'électrons, et (2) transfert d'énergie entre le faisceau d'électrons et l'onde électromagnétique. Cette onde étant au départ constituée par le rayonnement d'émission

spontanée ; celui-ci est alors amplifié pour atteindre une saturation et aboutir à une onde laser intra-cavité. L'accordabilité en longueur d'onde du laser s'effectue en modifiant le champ magnétique de l'onduleur (en modifiant l'entrefer de l'onduleur), ou en modifiant l'énergie du faisceau d'électrons.

Dans le domaine X, il n'existe cependant pas de miroirs performants en incidence normale. L'émission spontanée générée en début de l'onduleur est amplifiée en un seul passage, au fur et à mesure de la progression du paquet. D'autre part, les électrons doivent posséder une énergie de l'ordre du GeV et sont donc généralement issus d'accélérateurs linéaires performants. Dans cette configuration, il est possible de créer une source X de forte brillance et de durée d'impulsion femto-seconde [9].

Le LCLS (Linac Coherent Light Source), source développée au SLAC en Californie a par exemple réussi à produire des rayons X à une énergie de 8 keV et la brillance atteint 10^{33} ph/s/mm²/mrad²/0,1%BW [10].

Il est tout à fait possible de produire des photons par diffusion Compton sur un LEL, entre le faisceau d'électrons présent dans la cavité du LEL et le pulse laser intra-cavité généré par le LEL lui-même. Parmi les premières expériences de production de rayonnement par diffusion Compton inverse sur une installation LEL, on peut citer l'expérience réalisée au Centre Laser Infrarouge d'Orsay (CLIO). Le rayonnement produit était accordable entre 7 et 12 keV, de durée picoseconde et offrait un flux de photons X allant jusqu'à 10^5 ph/s soit une brillance de 10^{10} ph/s/mm²/mrad²/0,1%BW [11].

En résumé, les sources existantes dans la gamme 10-100 keV sont aujourd'hui capables d'atteindre des brillances très élevées. Les sources Compton inverse possèdent l'avantage d'offrir un rayonnement assez monochromatique et facilement accordable sur un large intervalle spectral. La dépendance de l'énergie du rayonnement Compton en fonction de l'angle de diffusion permet de réduire la largeur de bande spectrale avec une simple collimation. D'autre part, la finesse du spectre rayonné dépend des propriétés du faisceau d'électrons dont la source est issue. Cette propriété est essentielle dans la plupart des applications puisque l'énergie doit généralement être parfaitement adaptée à la nature de l'échantillon étudié. Similairement au rayonnement synchrotron, le rayonnement Compton peut être émis en régime pulsé, dans un domaine sub-picoseconde tout en conservant la polarisation du rayonnement incident.

Le principal atout des sources Compton réside dans leur compacité qui leur permet de s'implanter dans des espaces réduits tels que les laboratoires, les hôpitaux ou les musées. Il est aussi tout à fait envisageable de l'insérer, pour un coût raisonnable, dans une installation préexistante comme c'est le cas pour la source Compton inverse d'ELSA.

1.2.2 Les sources Compton existantes

Nous donnons dans ce chapitre, un aperçu des différentes technologies utilisées pour mettre en œuvre des sources Compton à travers le monde.

High Intensity Gamma-ray Source (HIγS)

La source X au cœur du projet HIγS s'inscrit dans une collaboration entre les laboratoires Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL) et le Duke Free Electron Laser Laboratory

(DFELL). Tout comme la source Compton inverse développée sur CLIO, le concept de l'expérience HIγS est d'utiliser le phénomène de diffusion Compton inverse naturellement produit au sein de la cavité d'un laser à électrons libres pour amplifier le flux de la source X générée par le LEL. Initialement la source X émettait dans la gamme d'énergie 2-50 MeV. Elle produisait entre 10^5 et 10^7 ph/s, possédait une dispersion énergétique de l'ordre de 1% et conservait à 100 % la polarisation incidente du laser dans le cas où celle-ci était linéaire [12]. Une mise à niveau de l'installation a permis par la suite de produire un rayonnement à une énergie proche de 225 MeV avec une intensité supérieure à 10^8 ph/s [13]. L'avantage de cette mise à niveau est notamment d'offrir la possibilité de générer un faisceau d'X à polarisation circulaire et d'augmenter la puissance rayonnée.

Compact Light Source (CLS)

L'étude d'une source utilisant le principe de diffusion Compton inverse pouvant répondre aux besoins spécifiques de la cristallographie a été initiée sous le nom de Compact Light Source (CLS) par le Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) et financée par le National Institute of General Medical Sciences (NIGMS). Une telle source permettrait notamment de s'affranchir de la logistique très contraignante imposée par le transport des échantillons. Le but a d'abord été de produire un faisceau d'électrons de faible émittance. Le flux de photons X rayonné devait être suffisamment intense et contenu dans un faisceau de taille suffisamment faible pour effectuer de la diffraction avec une haute résolution.

Pour garantir une bonne stabilité du faisceau, les électrons circulent dans un anneau de stockage. Cependant au bout d'un certain temps les électrons ont perdu trop d'énergie pour être correctement transportés dans l'anneau, notamment par effet synchrotron. Ils sont évacués et de nouveaux paquets d'électrons sont réinjectés dans l'anneau avec un taux de répétition important.

Plus tard, des recherches complémentaires effectuées par R. J. Loewen [14] ont permis la miniaturisation de cette source. L'ajout d'une cavité laser haute finesse est destiné à optimiser le flux de rayonnement X produit. Il s'agit d'une cavité de type Fabry-Perot dont les propriétés et la géométrie rendent possible l'accumulation de l'énergie laser contenue dans plusieurs impulsions émises successivement avec un faible taux de perte. Ce concept est à l'origine de la création de l'entreprise Lyncean Technologies Inc. [15] qui a entièrement repensé la source CLS dans le but de l'adapter au mieux à la commercialisation. Elle propose aujourd'hui sur le marché une source X fonctionnelle, accordable dans la gamme d'énergie 7 à 35 keV dont le flux crête est de l'ordre de 10^{10} ph/s [16] avec une dispersion spectrale de 3%.

Advanced Industrial Science and Technology (AIST)

Une source Compton est développée par l'institut AIST à Tsukuba au Japon [17] consacrée à des applications d'imagerie médicale ou biologique (tomographie X). Elle est aussi utilisée pour mesurer avec précision l'énergie du faisceau d'électrons circulant dans l'anneau de stockage. La source X est obtenue avec des électrons d'environ 42 MeV et un laser Ti:Saphir de longueur d'onde 800 nm dont l'énergie contenue dans un pulse en mode mono-coup est de plusieurs centaines de millijoules. L'énergie du rayonnement produit est accordable entre 10 et 40 keV. Le flux de photons X produit par impulsion est de $5 \cdot 10^6$ ph. Il peut s'élever à $5 \cdot 10^9$ ph/s dans le cas d'un fonctionnement en mode récurrent (plusieurs collisions successives).

Les expériences Laser Electron Photon sur SPring-8 (LEPS et LEPS2)

Basée sur le synchrotron SPring-8 au Japon, la ligne de lumière BL33LEP (Figure 3) utilise le faisceau d'électrons circulant dans l'anneau avec une énergie de 8 GeV afin de créer des photons X de 2,9 GeV par diffusion Compton inverse de photons initialement émis dans le domaine UV [18]. La dispersion en énergie d'à peu près 15 MeV est due majoritairement à la dispersion énergétique du paquet d'électrons et à l'incertitude de recouvrement au point d'interaction.

Le premier faisceau d'X (LEPS) sur cette ligne a été obtenu en 1999 avec un flux de $2,5 \cdot 10^6$ ph/s [19]. Les expériences exploitant le rayonnement ont démarré peu de temps après dans le courant de l'année 2000. Suite au succès de cette première ligne, une seconde ligne de même type (BL31LEP) a été mise en œuvre au courant de l'année 2013 pour le programme expérimental de source Compton inverse LEPS2.

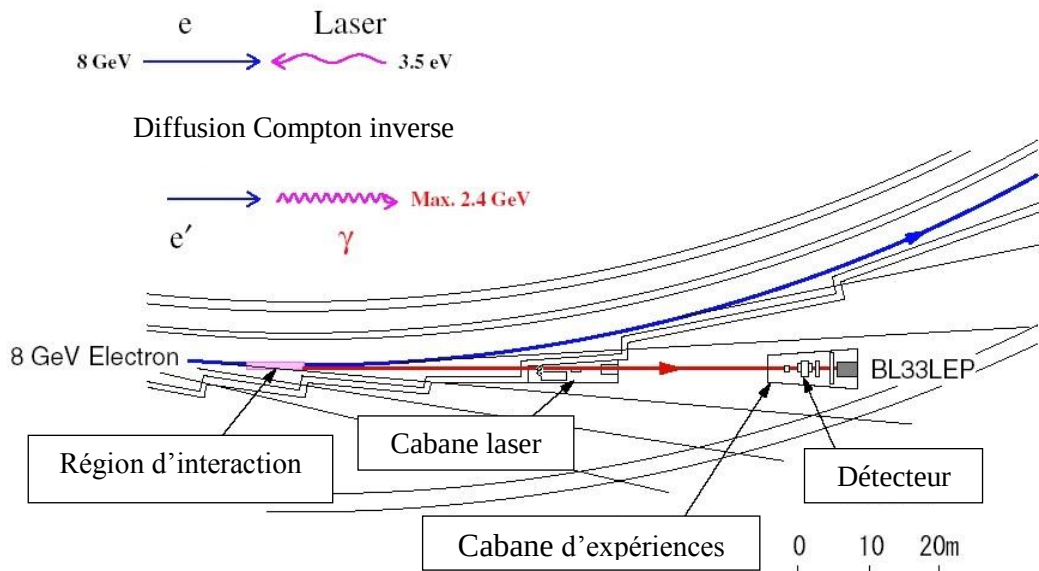


Figure 3 : Disposition de la ligne BL33LEP sur l'anneau de SPring-8 [20].

Tsinghua Thomson scattering X-ray source (TTX) Chine

Les premières expériences Compton ayant eu lieu dans le cadre du développement de la source TTX (Tsinghua Thomson scattering X-ray source) en Chine, ont d'abord été basées sur un simple linac accélérant les électrons jusqu'à une énergie de 50 MeV et un laser femtoseconde TeraWatt (Ti :Sapphire) [21]. La source bénéficiait alors d'une puissance laser pic élevée de 20 TW contenue dans des impulsions très courtes de 60 fs soit une énergie de 600 mJ/impulsion. Cependant la puissance moyenne dans l'impulsion laser restait faible (6W) à cause du faible taux de répétition de 10 Hz imposé par le linac. Le nombre de photons X mesuré par impulsion était alors de 10^6 et l'énergie maximale de la source était de 52,2 keV avec une dispersion énergétique de 4% [22].

Une nouvelle configuration est en cours de développement pour améliorer le flux et la stabilité de la source X. Il s'agit de mettre en place un anneau de stockage des électrons au design compact [23] et une cavité optique résonnante de type Fabry-Pérot 2D à 4 miroirs [24] (Figure 4). Ces améliorations

permettront notamment d'augmenter le taux de répétition de l'interaction qui s'élèverait à 42 MHz et permettraient d'atteindre une puissance laser moyenne de 50 kW. Le flux de photons X attendu pour 2018 est de 10^{10} ph/s en cumulant des impulsions X de durée 10 ps.

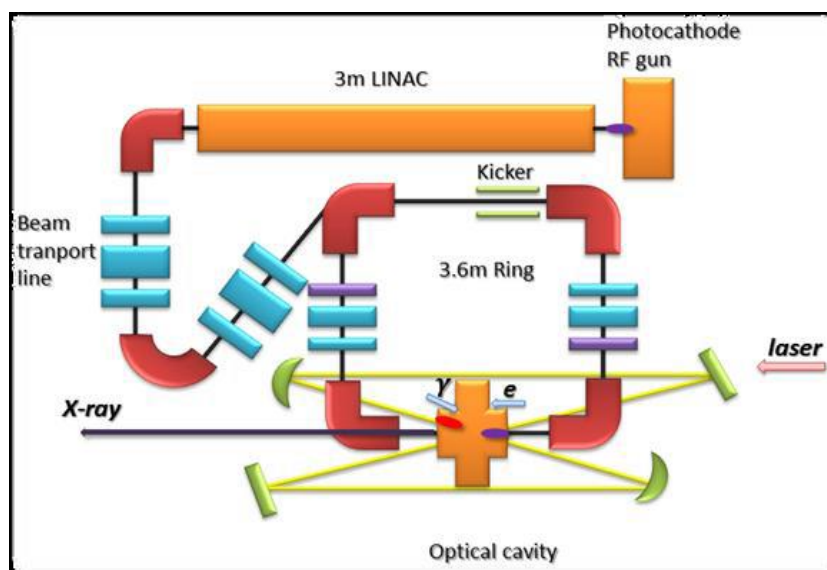


Figure 4 : Nouvelle configuration de la source TTX incluant l'anneau de stockage des électrons et la cavité optique résonnante.

L'ensemble des performances des sources présentées dans ce paragraphe sont résumées dans le tableau 2.

Tableau 2 : Tableau récapitulatif des sources X Compton dans le monde actuellement en fonctionnement

Source X	Type	Energie source (MeV)	$\frac{\Delta E}{E}(\%)$ ¹	Flux (ph/s)
HI γ S (USA)	FEL	1 - 158	0,8-10	$>10^8$
CLS (USA)	AS ²	0,007-0.035	3	10^{10}
AIST (Japon)	AS	0,001-0,040	-	$5,10^6$
LEPS (Japon)	AS	2400	0.06	10^6
TTX (Chine)	Linac	0,052	4	10^6
ELSA (France)	Linac	0,01-0,1	~ 10	10^4

1.2.3 Les projets

Les résultats obtenus grâce aux premières sources Compton motivent aujourd'hui de plus en plus d'institutions à travers le monde à s'investir dans le développement de ce type de source. En

¹ LTMH : Largeur Totale à Mi-Hauteur

² AS : Anneau de Stockage

France, on peut citer le projet THOMX qui bénéficie de l'expérience acquise aux cours des expériences Compton ayant eu lieu dans le passé à l'ESRF en 1998 [25] et sur Super-ACO en 2001 [26]. Certains projets de sources sont en développement sur des anneaux synchrotrons comme SLEGS en Chine.

L'objectif de la plupart des projets actuels est de rendre la taille de l'installation de plus en plus petite tout en augmentant le flux de photons produits par la source. La source ELI-NP-GS par exemple est conçue pour surpasser de plusieurs ordres de grandeur les performances obtenues par le passé sur toute source Compton.

THOMX

Le projet THOMX [27] initié en 2008 en France par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) du CNRS à Orsay est issu d'une importante collaboration avec le synchrotron SOLEIL, plusieurs instituts du CNRS comme le Centre Lasers Intenses en Applications (CELIA) à Bordeaux ou le centre de Restauration de Musées de France (C2RMF) ainsi que de l'Ecole Polytechnique. Certains dispositifs ont également fait l'objet d'études communes avec l'European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) et l'entreprise THALES. La construction a débuté en 2016 et le premier faisceau de rayons X est prévu pour 2017.

L'objectif est de concevoir une source de rayonnement X monochromatique impulsionnelle capable de proposer un flux intense (10^{13} ph/s) avec une machine compacte. Elle est basée sur l'interaction Compton inverse entre un faisceau d'électrons accélérés par un linac jusqu'à 50 MeV et un laser de longueur d'onde principale 1030 nm. La largeur de bande spectrale visée est de l'ordre de 10 % pour une source produite dans la gamme 50 à 90 keV avec une divergence de 10 mrad. La durée des impulsions sera de 20 à 30 ps.

Pour atteindre l'objectif de flux avec ce type de source la machine THOMX intègre un anneau de stockage [28] destiné à obtenir un taux de répétition des paquets d'électrons jusqu'à une fréquence de 17 MHz. Le système laser, devant fonctionner également à taux de répétition élevé et transporter une puissance moyenne importante, est basé sur l'utilisation d'un oscillateur de faible puissance couplé à un amplificateur fibré développé dans le cadre du projet MightyLaser [29]. La cavité laser permettant de stocker l'énergie laser au point d'interaction est une cavité Fabry-Perot haute finesse qui sera présentée au paragraphe suivant décrivant les moyens innovants permettant d'optimiser l'interaction Compton inverse. L'ensemble de l'installation est présentée en Figure 5.

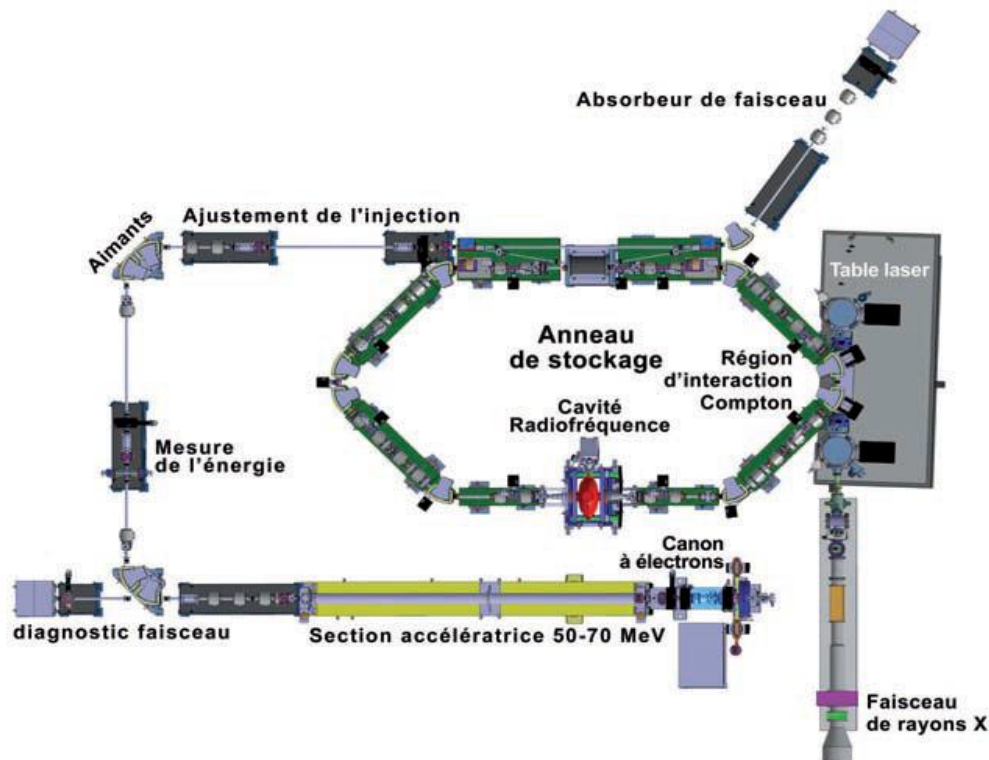


Figure 5 : Configuration de l'installation THOMX [30]

Extreme Light Infrastructure- Nuclear Physics- Gamma source (ELI-NP- GS)

Le projet européen ELI [31] se compose de trois grandes installations en cours de développement : ELI-Beamlines en République Tchèque, ELI-Attoseconds en Hongrie et ELI-Nuclear Physics en Roumanie. Une des composantes majeures de l'infrastructure ELI-NP est un système capable de produire du rayonnement X par diffusion Compton inverse. Une de ses spécificités est de posséder, le long de son linac, deux points d'interaction Compton afin de pouvoir exploiter simultanément deux domaines spectraux différents. Les spécifications techniques visées pour cette source font de ce projet un réel défi scientifique : la largeur spectrale du rayonnement ne doit pas dépasser 0,3%, tout en proposant un domaine spectral allant de 1 à 20 MeV avec un flux de l'ordre de 10^9 ph/s soit un facteur 10 par rapport aux sources X Compton actuellement comparables [32]. De plus la polarisation de la source doit être linéaire à plus de 95% [33]. Cela demande de mettre en place des concepts innovants capables d'aller au-delà des capacités proposées par les installations du même type. La faisabilité d'une telle machine a été étudiée, dans le cadre d'une collaboration Européenne, conjointement par l'Institut Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), l'université de Rome La Sapienza, le laboratoire de l'accélérateur linéaire (LAL) à Orsay qui fait partie de l'université Paris Sud et l'institut ASTeC à Daresbury.

Pour atteindre les caractéristiques visés, les électrons sont accélérés dans un linac RF jusqu'à une énergie de 360 MeV dans la ligne dédiée à la source Compton de plus basse énergie et jusqu'à une énergie de 750 MeV dans la ligne Compton de haute énergie. Deux faisceaux laser de puissance 10 PW chacun devront être générés puis guidés jusqu'aux deux points d'interaction. De même que la source Compton d'ELSA, le rayonnement X doit pouvoir être émis aussi bien dans un unique pulse ultra-bref (~ 1 ps de durée rms) qu'en mode récurrent dans des trains d'impulsions avec un taux de répétition de 100 Hz.

Une cavité de circulation optique non résonnante, présentée au paragraphe suivant, a été étudiée spécifiquement pour optimiser le flux de la source en maintenant le fort degré de polarisation du faisceau résultant.

Les sources Compton inverse du Shanghai INstitute of Applied Physics (SINAP)

Le SINAP en Chine est spécialisé dans le développement des expériences de collision entre lasers pulsés et faisceaux d'électrons. Deux expériences de source Compton par interaction laser-électrons sont basées sur son linac générant des paquets d'électrons de 100 MeV et de durée 2,5 ns [34]. Chacune des deux expériences Compton utilise un laser Nd:YAG 1064 nm d'énergie et de durée d'impulsion 113 mJ/impulsion, 35 ns et 2J/impulsion, 10 ns, respectivement. Dans chacun des cas, la source X est produite autour de 30 keV avec un spectre plus ou moins large selon la durée de l'impulsion incidente. Ces deux expériences ont notamment pour but de démontrer la faisabilité de deux grands projets de source Compton : le Shanghai Deep Ultra-Violet-Free Electron Laser (SDUV-FEL) et le projet Shanghai Laser Electron Gamma-ray Source (SLEGS) [35].

Sur le même principe que la source Compton inverse développée sur CLIO, le SDUV-FEL est un projet de laser à électrons libres conçu pour étudier l'interaction avec un laser Ti:Saphir terawatt. Le but est d'observer de la diffusion Compton non linéaire et d'étudier, dans ce cadre, le phénomène d'accélération des électrons par le champ laser. La spécificité de ce type d'expérience est la qualité de synchronisation (~ 100 fs) entre le paquet d'électrons et le système laser pilotant le laser à électrons libres. La dispersion en énergie du rayonnement X créé ne devrait pas dépasser 0,01% et le flux de rayonnement X devrait atteindre en valeur pic : 10^6 à 10^8 ph/impulsion dans une gamme d'énergie allant de la dizaine à plusieurs centaines de keV.

Sur le modèle des expériences LEPS, la source SLEGS est une source utilisant la diffusion Compton entre des électrons de 3,5 GeV circulant dans l'anneau de stockage du synchrotron SSRF (Shanghai Synchrotron Radiation Facility) de troisième génération et un laser de forte puissance moyenne (500 W). Le but est d'étendre le domaine d'énergie des photons X, typiquement quelques keV, produit par rayonnement synchrotron, à celui du MeV : de 2 à 20 MeV avec un laser CO₂ et de 300 à 550 MeV avec un laser Nd:YAG. Ainsi, à partir de paquets d'électrons d'énergie 3,5 GeV, circulant dans l'anneau avec un courant de 300 mA et un laser CO₂ polarisé, l'intensité de la source SLEGS pourrait atteindre 10^{10} ph/s, sans affecter les performances du synchrotron. Sa spécificité réside dans son haut degré de polarisation, obtenu en maintenant la direction de polarisation du laser incident entre 80 et 100%.

MEGa-Ray, USA (LLNL)

Le développement de la source T-REX MEGa-ray du laboratoire Lawrence Livermore Laboratory (LLNL) a pour but de répondre au besoin de détection et d'identification d'isotope dans les déchets radioactifs par fluorescence de résonance nucléaire [36].

La fluorescence de résonance nucléaire est un procédé qui consiste à exciter des noyaux avec des photons d'énergie discrète de l'ordre de quelques MeV qui réémettent des photons X aux énergies discrètes déterminées par la structure même du noyau mis en jeu. Ici, le signal de résonance est obtenu par diffusion Compton de photons laser dans l'échantillon. Il permet de connaître la composition exacte en neutrons et en protons du noyau et donc de détecter les isotopes spécifiquement recherchés.

La source T-REX (Thomson-Radiated Extreme X-ray) est basée sur un linac pré-existant produisant des électrons d'énergie 120 MeV et elle utilise un système laser dédié spécifiquement au développement des sources X par interaction Compton. Ce dernier émet des impulsions visibles à 532 nm, d'une durée de 10 ps et contenant une énergie de 150 mJ. La brillance pic de la source attendue est de $1,5 \cdot 10^{15}$ ph/mm²/mrad²/s/0,1% de largeur de bande spectrale à une énergie de 478 keV. Expérimentalement, le flux détecté est d'environ 10^5 ph/impulsion dans un cône de divergence $6,0 \times 10,4$ mrad². Le spectre de la source a également pu être obtenu directement avec un détecteur germanium de haute pureté avec une résolution de 2,8 keV à 662 keV. A terme, l'objectif est de produire une source entre 0,5 et 2,3 MeV produisant un flux de 10^{12} ph/s avec un fort taux de répétition (12 kHz).

Les premiers photons produits par la source T-REX ont déjà été utilisés avec succès pour des expériences de détection isotopique en 2010 [37].

Super Conducting Linear Accelerator Test Facility (STF)

Le projet ILC est un collisionneur d'électrons-positrons de nouvelle génération conçu pour faire interagir des particules dont l'énergie sera proche de 500 GeV [38]. Un des objectifs est de créer une source de positrons polarisés. Il est prévu de produire ces positrons à partir de photons X polarisés obtenus par effet Compton inverse [39]. Parmi les installations de l'institut de recherche KEK utilisées pour développer les technologies destinées à être mises en œuvre sur ILC, on peut citer le Super Conducting Linear Accelerator Test Facility (STF)[40]. Il a notamment pour but de tester le fonctionnement de la source Compton Inverse. Les électrons sont générés par un canon RF à une fréquence de 5 Hz puis accélérés jusqu'à atteindre une énergie cinétique de 40 MeV. Le faisceau laser est contenu et focalisé à l'aide d'une cavité à 4 miroirs de type Fabry-Perot. Une étude sur un arrangement 3D de cette cavité optique a été menée, permettant de mesurer l'influence d'une telle cavité sur la polarisation du faisceau d'X produit [41]. Finalement, le design choisi pour cette cavité optique est celui proposant une géométrie plane [42].

Les spécificités de cette installation, ne devant pas dépasser 10 m de longueur totale, sont notamment : son faible encombrement, la faible dispersion énergétique de ses électrons inférieure à 1% et la haute brillance de la source X produite évaluée à 10^{17} ph/(s.mrad²). Le flux attendu pour des photons X de 1 MeV doit être 100 fois supérieur au flux actuellement généré par les sources X dites compactes (10^{13} ph/s). La durée des pulses de rayonnement X créés devra être de l'ordre de 40 fs pour permettre d'étudier des phénomènes dont la dynamique est du même ordre de grandeur. Une telle source pourra par exemple rendre possible l'étude de certaines réactions chimiques ou le rôle de certaines protéines.

De même que la source MEGa-Ray, elle est destinée à la détection d'isotopes dans les déchets radioactifs [43]. Cette application nécessite une source X de haute brillance dont le spectre énergétique est compris entre 1 et 5 MeV. Deux solutions sont imaginées : la construction d'un anneau de stockage de faible circonférence (~30m) dans lequel les électrons pourront atteindre une énergie de 300 MeV ou bien l'utilisation d'un Energy Recovery Linac (ERL) permettant de générer des électrons à une telle énergie.

Rayonnement produit par interaction laser plasma LOA

L'accélération de particules dans les plasmas a été proposée dès 1979 par Toshi Tajima et John Dawson de UCLA [44]. Depuis les années 90, la progression des technologies laser a permis l'utilisation de plasmas pour accélérer des particules chargées dans le domaine de vitesses relativistes. L'accélération alors appelée « laser-plasma » présente de nombreux avantages que ne possèdent pas les accélérateurs conventionnels utilisant des ondes radio-fréquence pour accélérer les particules. Dans un plasma, milieu ionisé, les particules chargées se propagent sans risque de claquage³ et les champs électriques présents peuvent y être très intenses (plusieurs centaines de GeV/m)[45]. Ces champs étant plus de 10 000 fois supérieurs aux champs présents dans un accélérateur classique, la longueur d'accélération est réduite à quelques millimètres.

L'un des objectifs premiers de l'étude de l'accélération laser plasma est la réalisation de sources X compactes de quelques femtosecondes de durée. En 2012, l'équipe du Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) en France en collaboration avec le laboratoire National LANL de Los Alamos aux Etats-Unis a démontré la faisabilité d'une source produite par interaction Compton à partir de paquets d'électrons accélérés par plasma [46]. Cette interaction de type entièrement optique met en jeu deux impulsions laser femto-seconde intenses. La première impulsion est focalisée dans un jet de gaz afin de créer un plasma suite à l'ionisation complète du gaz (ici Hélium). Une « onde-plasma » est ainsi créée dans le sillage du laser, piégeant les électrons libérés, contraints d'être accélérés avec elle. C'est le phénomène d'accélération laser-plasma. Un film mince (entre 300 μm et 1 mm) est placé juste derrière le jet de gaz afin de permettre la création d'un plasma à l'arrivée de l'impulsion laser au niveau du film. Le plasma ainsi créé à l'avant du film appelé « miroir plasma » réfléchit l'impulsion laser dans la direction du paquet d'électrons accélérés. Le déroulement de l'interaction garantit de façon intrinsèque le recouvrement spatial et temporel entre les photons laser et les électrons accélérés par le plasma. Le paquet d'électrons formé dans ces conditions pour la diffusion Compton inverse possède une charge d'environ 120 pC et une énergie de l'ordre de 100 MeV. Son spectre énergétique étant très étendu, de par le procédé dont il est issu, le spectre de rayonnement X émis l'est tout autant (entre 50 et 200 keV). Le flux produit atteint 10^8 ph/impulsion et la brillance pic 10^{21} ph/s/mm²/mrad²/.01% de bande spectrale.

Bien que l'utilisation des accélérateurs laser-plasma ait progressé très rapidement ces dix dernières années, il est encore difficile d'imaginer la construction de tels accélérateurs pour être directement mise à disposition des utilisateurs. Cependant, une source offrant une telle énergie avec une telle brillance est très intéressante pour imager l'intérieur d'objets fins ou très denses et possède un fort potentiel pour améliorer plusieurs types d'imagerie comme la radiographie ou l'imagerie par contraste de phase. Dans le futur, l'effort sera porté sur les moyens qui pourront rendre la source monochromatique et continument accordable. Des résultats encourageants ont déjà montré la possibilité de produire des paquets d'électrons mono-énergétiques de quelques femtosecondes par interaction laser plasma [47].

L'ensemble des performances des projets présentés dans ce paragraphe est résumé dans le Tableau 3.

³ Phénomène de ionisation des parois des cavités accélératrices par le champ électrique en présence.

Tableau 3 : Tableau récapitulatif des projets de sources X Compton dans le monde

Source X	Type	Energie source (MeV)	$\frac{\Delta E}{E}(\%)$ ⁴	Flux (ph/s)
THOMX (France)	AS	0,050-0,090	10	10 ¹³
ELI-NP-GS (Roumanie)	Linac	1-20	0,3	10 ⁹
SDUV-FEL (Chine)	FEL	0,010-0,100	0,01	10 ⁸
SLEGS (Chine)	AS	2-20 et 300-550	-	10 ¹⁰
MEGa-Ray (USA)	Linac	0,5-2,3	-	10 ¹²
STF (Japon)	cERL	1	-	10 ¹⁰

1.2.4 Les moyens d'optimisation

Le rendement de production de photons X d'une source Compton inverse est lié à sa section efficace d'interaction qui est extrêmement faible⁵. On peut estimer que les paquets de particules sont pratiquement inchangés suite à une seule interaction. Cette considération a conduit plusieurs laboratoires à développer des projets basés sur la récupération des électrons et des photons, de façon à les réinjecter et à les faire interagir un grand nombre de fois.

1.2.4.1 Recirculation d'électrons

Dans le cadre du projet de source Compton inverse sur STF, la conception d'un cERL (Compact Energy Recovery Linac) [48][49] a été effectuée dans un premier temps afin de valider le projet d'ERL. Le faisceau d'électrons est généré de manière récurrente par une photocathode puis accéléré avec un premier linac d'injection.

Le principe des accélérateurs linéaires à recirculation [50] est de faire passer le faisceau d'électrons plusieurs fois dans les structures accélératrices. Cette manœuvre peut permettre de récupérer l'énergie transportée par les électrons ainsi que de fournir du faisceau X à plusieurs utilisateurs situés autour de l'anneau.

Le faisceau d'électrons est généré de manière récurrente par une photocathode puis accéléré avec un premier linac d'injection. Ils effectuent un premier passage dans un second linac dit « principal » qui leur permettant d'atteindre leur énergie maximale. Les électrons sont ensuite guidés, à l'aide d'une boucle de recirculation, vers le linac principal pour un second passage. Sur cette boucle, les électrons sont mis en opposition de phase par rapport au champ accélérateur présent dans la cavité. Le deuxième passage est donc utilisé pour restituer l'énergie aux structures accélératrices. Après seulement quelques tours, bien qu'ayant perdus très peu d'énergie, les électrons sont tout de même évacués afin de garantir un rayonnement sub-picoseconde pour tous les utilisateurs. Dans cette configuration, les électrons sont transportés avec un fort taux de répétition et un fort courant moyen permettant de générer une source de forte brillance moyenne [51].

⁴ LTMH : Largeur Totale à Mi-Hauteur

⁵ Le calcul de cette section efficace sera effectué par la suite dans la partie 2 présentant les aspects théoriques de la diffusion Compton inverse.

1.2.4.2 Recirculation de photons

Les photons du domaine visible ou infrarouge sont notablement plus simples à manipuler, notamment avec des miroirs. L'idée de les recycler pour de nouvelles interactions est donc séduisante. Les cavités résonantes de type Fabry-Pérot constituent un moyen compact de mettre en œuvre ce concept. Le dispositif commercial de Lyncean Tech intègre par exemple une cavité de ce type. C'est aussi la solution qui a été envisagée dès 2005 au LAL pour être installée sur les projets THOMX et ILC. Elle a d'ailleurs fait l'objet de plusieurs études proposant une réflexion sur la géométrie la mieux adaptée aux spécificités de chaque source. Récemment, comme c'est le cas dans cette thèse, l'attention s'est portée sur des solutions à miroirs sans cavité résonante.

1.2.4.2.a Cavité Fabry-Pérot

Dans le cas de l'idée de cavité résonante, la méthode de recirculation de photons consiste à faire passer le train continu d'impulsions d'un laser à verrouillage de modes à l'intérieur d'un interféromètre de Fabry-Pérot dont les miroirs ont un facteur de réflexion extrêmement élevé. En utilisant des miroirs ayant un coefficient de réflexion de 0,9999, on obtient une finesse d'environ 10000, ce qui permet d'obtenir à l'intérieur de la cavité une intensité 10000 fois supérieure à celle injectée et à celle qui sort.

Il est nécessaire d'avoir un train continu d'impulsions identiques avec une relation stricte de phase. Pour respecter cette condition de phase extrêmement sévère avec une finesse de 10^4 , une précision de longueur de cavité de l'ordre de $\lambda/10^5$ est nécessaire. Pour les lasers au néodyme, $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ et la précision nécessaire est de l'ordre de 10 pm. Ce type de précision nécessite de maintenir un alignement et un positionnement des miroirs avec une stabilité extrême. Il est par exemple nécessaire d'isoler les miroirs dans une enceinte à vide pour réduire les perturbations acoustiques [52], et de mettre en place des systèmes d'asservissement très pointus comme la correction du front d'onde [53].

Cependant, ce type de système est mal adapté au fonctionnement en mode mono-coup, qui est particulièrement intéressant pour les applications de caractérisation de détecteurs rapides X durs, application principale de la source Compton développée dans le cadre de cette thèse.

1.2.4.2.b Cavité non résonante

Un autre type de système est apparu en 2013 en concomitance avec notre propre travail de thèse, développé au LAL dans le cadre du projet ELI-NP-GS [54][55]. Au lieu d'utiliser une cavité résonnante, le système de circulation optique est basé sur un passage multiple du même faisceau renvoyé par des miroirs hors axe. Le système est composé de deux miroirs concaves confocaux dont le centre coïncide avec le point d'interaction. Des jeux de paires de miroirs situés dans la cavité permettent de décaler le faisceau après chaque interaction. Dans la cavité formée par les deux miroirs confocaux, ces paires de miroirs plans sont disposées sur une hélice circulaire (Figure 6). Avec 32 passages du faisceau laser au point d'interaction, le gain attendu de ce système est de l'ordre de 30 et la polarisation du laser incident est conservée à plus de 95%. Du point de vue mécanique, une précision de 100 μrad sur l'alignement des miroirs plans est requise pour conserver le gain optimal.

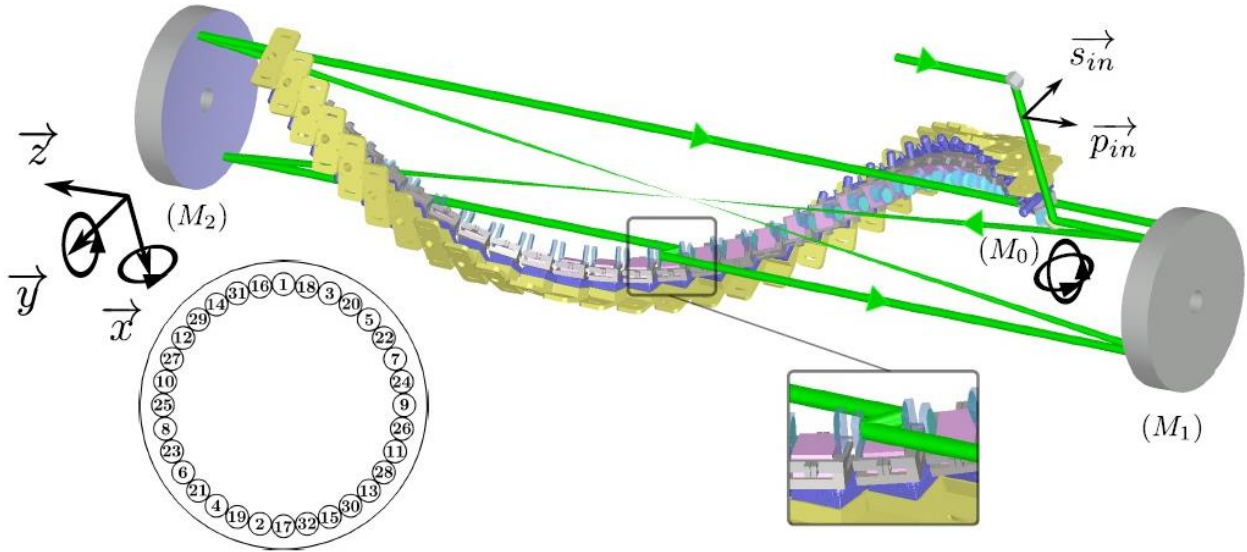


Figure 6 : Vue conceptuelle du recirculateur optique d'ELI-NP-GS [46]. Les vecteurs $\vec{s}_{in}$ et $\vec{p}_{in}$ définissent la base de la polarisation du faisceau entrant représenté en vert.

1.3 La source Compton d'ELSA

ELSA est une installation du CEA dévolue à la production de rayonnement X et d'électrons pour les divers besoins expérimentaux de la DAM (projets LMJ, EPURE). D'autres utilisateurs du CEA ou d'autres laboratoires sont amenés à en faire usage lorsque leurs applications sont susceptibles de tirer profit des spécificités de l'accélérateur.

Les caractéristiques des sources X par effet Compton inverse sont particulièrement bien adaptées pour certaines applications du CEA-DAM, notamment dans le cadre du développement et de la caractérisation de détecteurs X rapides du Laser MégaJoule (LMJ) [56], mais aussi par exemple dans le cadre de la caractérisation de couches minces pour des miroirs X [57][58]. Les détecteurs concernés sont les caméras à balayage de fentes [59], les caméras à image intégrale et les spectromètres travaillant dans des domaines spectraux allant de 10 à 300 keV selon les spécificités.

La caractérisation de ces détecteurs repose à ce jour sur des tests par partie et des extrapolations, notamment en haut du spectre, au-delà de 15 keV. On comprend donc l'intérêt d'une source qui présenterait les avantages suivants :

- Proposer un domaine spectral plus large que les sources actuellement accessibles pour les travaux sur les détecteurs de la DAM.
- Travailler en mono-coup pur dans le domaine de la picoseconde (10-100ps) comme en récurrent (cumul de dose).
- Avoir un spectre étroit (10%) et continûment accordable.

De plus, le projet PETAL est amené à moyen terme à faire usage de détecteurs X dans un domaine spectral supérieur à 10 keV, typiquement entre 17 et 120 keV [60]. Les détecteurs

actuellement en phase de développement auront nécessairement besoin de sources adaptées pour leur caractérisation et leur étalonnage.

Des premiers essais expérimentaux pour le développement d'une telle source X ont donc été entrepris sur l'accélérateur d'électrons ELSA de Bruyères le Châtel (Figure 8), dans le cadre d'une thèse en partenariat avec la société THALES dès 2008 [61]. On voit sur la Figure 9 la première image publiée d'un faisceau d'X obtenu par effet Compton inverse sur un accélérateur linéaire radiofréquence [62]. Les conditions expérimentales sont résumées dans le Tableau 4.

On notera que les expériences Compton n'ont pas été effectuées en mode mono-coup (un seul paquet d'électron émis). En effet dans le cadre du développement de la source Compton d'ELSA, il est plus confortable de travailler en mode « récurrent » pour optimiser la détection de photons X produits par interaction Compton inverse. Le mode de fonctionnement récurrent de l'accélérateur ELSA est décrit sur la Figure 7. Il consiste à produire plusieurs paquets d'électrons à la suite pour former un train de paquets d'électrons qu'on appellera une « macro-impulsions » d'électrons. Ces macro-impulsions se répètent à une fréquence qui varie entre 1 et 10 Hz. Le séquençement des impulsions laser pour l'interaction Compton est ajusté au séquençement des paquets d'électrons produits par l'accélérateur ELSA.

Tableau 4 : Paramètres expérimentaux utilisés en 2008 pour obtenir le premier faisceau d'X Compton inverse sur ELSA.

Conditions expérimentales	
Energie électrons	17 MeV
Longueur d'onde photons	532 nm
Durée <i>rms</i>	12,7 ps
Nb d'impulsions par macro-impulsion	100
Récurrance des impulsions	72 MHz
Charge par impulsion	0,24 nC
Energie des impulsions laser	0,7 mJ

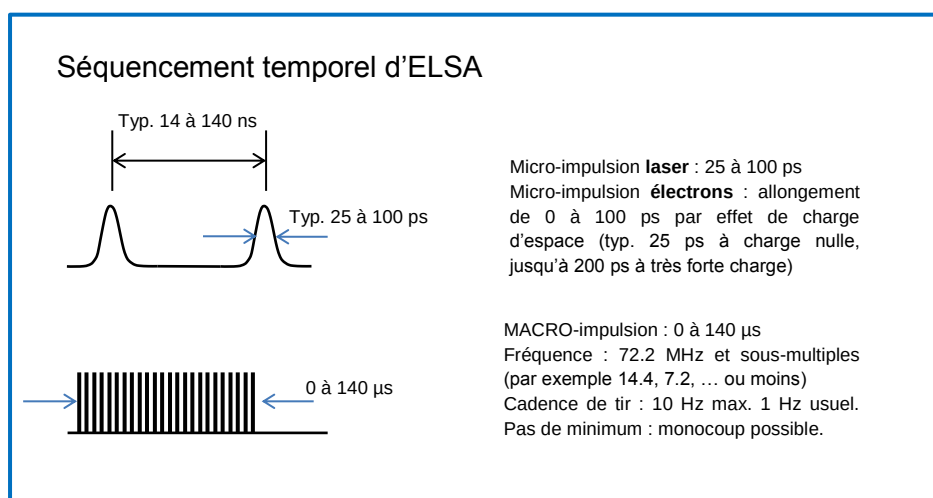


Figure 7 : Séquençement temporel d'émission des paquets de photons et d'électrons sur l'accélérateur ELSA.

Ces essais ayant été fructueux, le projet de développer une ligne spécifique sur ELSA pour accueillir cette nouvelle source a été entrepris en 2011. C'est dans ce contexte que cette thèse a débuté en 2014, afin d'optimiser le flux de production X.

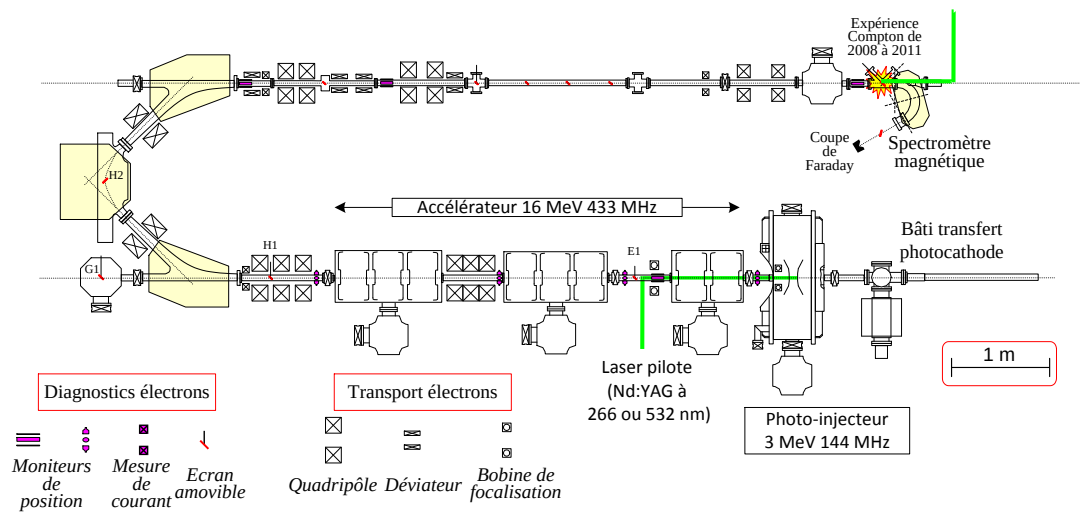


Figure 8 : Vue de dessus de l'accélérateur d'électrons ELSA et emplacement des premiers essais Compton effectués entre 2008 et 2011.

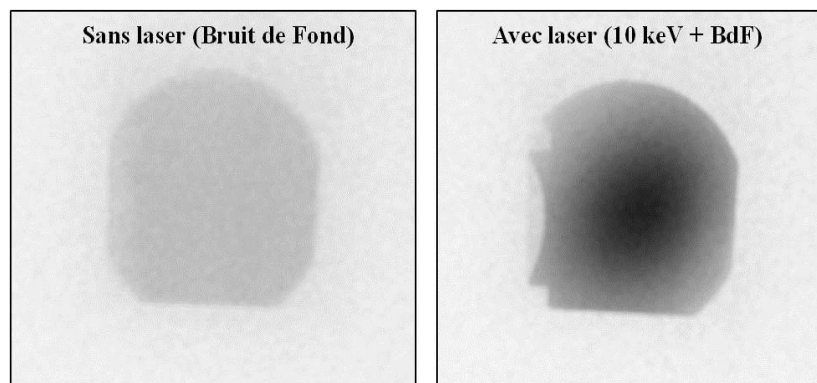


Figure 9 : Images radiographiques du faisceau d'X Compton (à droite) et du bruit de fond (à gauche) obtenus en 2008 sur l'accélérateur ELSA.

Par rapport à 2011, plusieurs modifications majeures de la source ont été planifiées et font partie intégrante de ce travail de thèse. La première modification est son déplacement et sa redéfinition complète en termes de mécanique et d'équipement. En effet, les premiers tests avaient été menés dans une ligne de faisceau anciennement dédiée à des expériences de laser à électrons libres et déjà équipée, de façon à avoir le minimum de matériel à approvisionner et à installer. En revanche, en termes d'encombrement, elle n'était pas idéale pour y placer une source Compton définitive destinée à être utilisée pour des applications scientifiques. De plus, à cet endroit il n'y avait pas de possibilité de faire évoluer l'accélérateur pour augmenter l'énergie cinétique des électrons.

Nous verrons donc dans cette thèse les développements mécaniques qu'il a été nécessaire de mener, ainsi que les systèmes de mesure mis en place, pour créer ce nouvel espace expérimental dédié.

La seconde modification concerne l'énergie des électrons. Le passage de 17 à plus de 30 MeV grâce à l'installation d'un post-accélérateur est une évolution importante qui a été mise en œuvre dans les toutes dernières semaines de ce travail. Plusieurs résultats expérimentaux ont pu être obtenus à la fois dans une configuration 17,7 MeV et dans une configuration 30 MeV.

Enfin, du point de vue laser, le dispositif a été complètement changé au cours de ma thèse : alors qu'entre 2008 et 2011, ainsi que lors de mes premières semaines d'expériences, nous utilisions une dérivation du laser pilote de l'accélérateur, une nouvelle chaîne laser basée sur un oscillateur distinct a été installée au voisinage de l'expérience Compton. L'objectif était de diminuer les fluctuations géométriques importantes liées à l'éloignement de la table laser de l'accélérateur (fluctuations locales amplifiées par effet de levier). D'autre part un système optique d'empilement d'impulsion laser a été mis en place dans l'espace d'interaction pour optimiser le flux de rayonnement X Compton produit [63]. Il constitue une partie conséquente de mon travail de thèse et a été baptisé « SMILE » pour « Système Multi-passage pour Interaction Laser Electrons ». Le développement de cette source et la validation de ce système sont effectués dans un mode de fonctionnement récurrent.

Chapitre 2 : Aspects théoriques

2.1 La diffusion Compton inverse

Dans la littérature, différents termes sont utilisés pour définir le phénomène de diffusion Compton à partir d'électrons relativistes. Selon le contexte de l'étude (expérimental ou théorique) on peut partir de plusieurs principes physiques de base pour expliquer le résultat de l'interaction. Cela est possible grâce au concept de la dualité onde-corpuscule qui permet de décrire le faisceau laser comme une onde électromagnétique ou comme un paquet de particules. Les deux visions sont reliées l'une à l'autre par deux équations de la physique quantique exprimant l'énergie E et la quantité de mouvement p , paramètres associés à la vision particulaire, en fonction de deux grandeurs ν et λ , respectivement la fréquence et la longueur d'onde associées au rayonnement électromagnétique. On distingue :

- l'équation de Planck-Einstein $E = h\nu$,
- l'équation de De Broglie $p = h/\lambda$.

Dans la vision particulaire, la particule est un objet d'extension spatiale limitée qui possède une masse, une vitesse, une quantité de mouvement, une énergie cinétique et potentielle, une accélération. Elle peut être soumise à des interactions et son comportement est régi par les lois de la mécanique classique, en l'occurrence les lois de Newton.

Du point de vue de la théorie ondulatoire, l'onde lumineuse est la propagation d'une perturbation provoquant une déformation spatiale d'un milieu d'extension spatiale et temporelle infinie qui peut-être polarisée. Elle peut être entièrement décrite par la théorie électromagnétique de Maxwell qui complète la théorie particulaire. Par exemple les phénomènes de diffraction et d'interférence, pouvant modifier les propriétés de l'interaction ne peuvent être étudiés qu'avec une vision ondulatoire des faisceaux.

Enfin d'autres phénomènes physiques ne peuvent être expliqués que par la théorie de la relativité restreinte ou la physique quantique. Les premières expériences de diffusion Compton s'expliquèrent d'abord très bien par la théorie classique : les rayons X incidents mettent en vibration forcée les électrons, qui comme toutes particules chargées accélérées, rayonnent dans toutes les directions avec une fréquence identique à la fréquence d'excitation. Les rayons X ont été diffusés (direction modifiée) élastiquement (avec la même fréquence donc sans perte d'énergie). Plus tard, en refaisant les expériences avec un rayonnement X plus durs, les physiciens constatèrent l'apparition de rayons X diffusés à une longueur d'onde supérieure à l'onde incidente. La perte d'énergie des photons (caractéristiques d'une diffusion dite « inélastique ») ne pouvait plus être expliquée par la théorie classique.

Ce problème se retrouve dans le cas de la diffusion de photons sur des électrons relativistes : on observe un gain d'énergie des photons incidents après interaction. Le changement de fréquence se fait donc dans le sens « inverse » de la diffusion Compton, c'est pourquoi on qualifie ce processus par les termes « diffusion Compton inverse » appelée aussi « rétrodiffusion Compton ». Pour expliquer ce phénomène il faut se placer dans le référentiel en mouvement par rapport au laboratoire, au sein duquel l'électron est considéré au repos.

Nous rappelons dans cette partie les éléments de théorie nécessaire à la compréhension de la diffusion Compton et de la source développée sur ELSA. Nous revenons dans un premier temps sur

les notions de base telles que le rayonnement du dipôle et le comportement d'une onde électromagnétique qui nous permettront d'introduire le système de notation utilisé dans ce manuscrit. Nous mettons ensuite l'accent sur l'importance du référentiel dans notre étude, en décrivant notamment l'effet Doppler relativiste inhérent à l'effet Compton inverse. Enfin, nous présentons les deux visions complémentaires que sont la vision particulaire et la vision ondulatoire de cette interaction.

2.1.1 Notion de base

2.1.1.1 Définition du champ électromagnétique laser

Du point de vue ondulatoire, le faisceau laser peut être considéré en première approximation comme une onde plane électromagnétique. Une onde électromagnétique est une onde vectorielle décrite par un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ qui forment un trièdre direct avec la direction de propagation notée $\vec{k}$ (Figure 10). La polarisation de l'onde correspond à l'orientation du champ $\vec{E}$ par rapport au vecteur $\vec{k}$. La polarisation est dite linéaire si le vecteur $\vec{E}$ garde la même direction au cours de sa propagation.

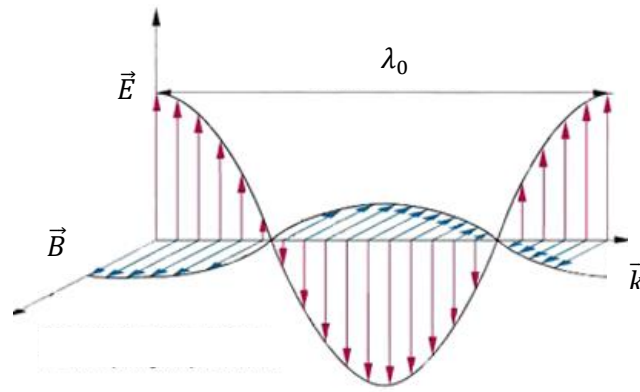


Figure 10 : Schématisation d'une onde électromagnétique plane.

Dans le cas particulier d'une onde plane électromagnétique les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ ne sont fonction que d'une seule variable cartésienne, par exemple x .

Considérons une onde laser polarisée linéairement selon la direction $\vec{e}_x$ et se propageant selon la direction $\vec{e}_z$ dans le repère orthonormé $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$.

Le champ électrique associé à cette onde peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega_0 t - kz + \phi) \vec{e}_x \quad (2.1)$$

où $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ la pulsation de l'onde, $\vec{k}$ le vecteur d'onde ($|k| = \frac{\omega_0}{c}$) et ϕ la phase de l'onde à l'origine.

Le champ magnétique se calcule à partir des équations de Maxwell qui sont plus largement utilisées pour décrire la propagation de cette onde dans le vide:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.5)$$

où ρ est la densité volumique de charge et $\vec{J}$ vecteur de densité de courant, μ_0 perméabilité diélectrique du vide et ϵ_0 permittivité diélectrique du vide.

2.1.1.2 Rayonnement du dipôle

Avant d'aborder la théorie de la diffusion Compton, il est utile de rappeler la théorie du dipôle oscillant afin de démontrer que toute charge oscillante émet un rayonnement électromagnétique.

On considère un dipôle électrique constitué d'une charge positive ($q+$) et d'une charge négative ($q-$) séparées d'une longueur l . Il est caractérisé par son moment dipolaire $\vec{p}_0$ colinéaire à la liaison, orienté de la charge négative vers la charge positive et de norme $p_0 = q \cdot l$.

La loi de Coulomb nous donne le potentiel électrique V créé par le dipôle dans l'espace qui l'environne :

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}_q|} \quad (2.6)$$

où $\vec{r}$ est le vecteur reliant le point où est calculé le potentiel à l'origine du repère O et $\vec{r}_q$ est le vecteur reliant la position de la charge à l'origine du repère.

Si ce dipôle est soumis à un rayonnement électromagnétique tel que défini dans le paragraphe précédent, son moment dipolaire se met à osciller à la même fréquence que le rayonnement. L'expression du moment s'écrit alors :

$$\vec{p}(t) = \vec{p}_0 \cos(\omega_0 t). \quad (2.7)$$

On cherche à calculer les champs électromagnétiques générés par le dipôle en un point P situé dans une zone de rayonnement suffisamment éloignée du dipôle pour remplir la condition : $r \gg \lambda_0 \gg l$ (Figure 11).

Les expressions des champs électriques et magnétiques sont obtenues en résolvant les équations de Maxwell à partir des potentiels. On utilise la relation liant le champ électrique au potentiel : $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}_P(V)$.

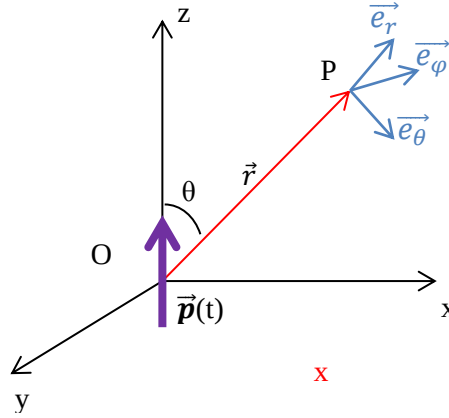


Figure 11: Schéma de définition des paramètres utilisés pour décrire le rayonnement d'un dipôle.

$$\vec{E}(P, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} p_0 \frac{\omega^2}{r} \sin \theta \cos(\omega_0(t - kz + \varphi)) \vec{e}_\theta \quad (2.8)$$

$$\vec{B}(P, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} p_0 \frac{\omega^2}{cr} \sin \theta \cos(\omega_0(t - kz + \varphi)) \vec{e}_\varphi \quad (2.9)$$

La puissance moyenne rayonnée totale est obtenue en intégrant le flux rayonné par le vecteur de Poynting (valeur moyenne du vecteur) à travers une sphère de rayon r centrée sur le dipôle soit :

$$P = \iint_S \langle \vec{N} \rangle dS \quad (2.10)$$

où $\vec{N} = \vec{E} \times \frac{\vec{B}}{\mu_0}$ est le vecteur de Poynting.

Après calcul on obtient la puissance rayonnée par un dipôle oscillant :

$$P = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega_0^4}{12\pi c}. \quad (2.11)$$

Revenons au cas de la diffusion Compton définie en introduction de ce mémoire comme l'interaction d'une onde électromagnétique sur un électron libre ou situé dans une couche externe d'un atome provoquant une perte d'énergie de l'onde incidente. Nous allons étudier le comportement de la particule chargée soumise au champ électromagnétique de l'onde incidente.

Dans un premier temps, on suppose que l'électron est libre et non relativiste. La force de Lorentz due au champ électromagnétique à laquelle est soumis l'électron vaut $-e\vec{E}$. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron permet d'exprimer p_0 en fonction de l'amplitude du champ électrique incidente :

$$p_0 = \frac{-e^2 E_0}{m_e \omega^2} \quad (2.12)$$

La puissance rayonnée par la particule peut s'écrire :

$$\langle P \rangle = \frac{\mu_0 \omega^4}{12\pi c} \left(\frac{e^2 E_0}{m_e \omega^2} \right)^2 \quad (2.13)$$

En posant $\langle P_0 \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}$, la puissance surfacique moyenne de l'onde incidente et $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$, on obtient une expression de la puissance rayonnée totale en fonction de la puissance incidente et d'un terme homogène à une surface :

$$\langle P \rangle = \langle P_0 \rangle \frac{e^4}{6\pi \epsilon_0 m_e^2 c^4} \quad (2.14)$$

En réécrivant l'expression précédente, il est possible d'obtenir une relation entre la puissance totale moyenne rayonnée et la section efficace de l'interaction :

$$\langle P \rangle = \langle P_0 \rangle \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (2.15)$$

Avec $r_0 = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2}$ le rayon classique de l'électron dont la valeur est de $2,818 \cdot 10^{-15}$ m. La section efficace correspond à la section efficace Thomson $\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$.

Cette démonstration nous indique donc que le processus de diffusion étudié entre un photon et un électron libre non relativiste s'effectue dans le régime de la diffusion Thomson. L'onde électromagnétique est diffusée sur l'électron au repos en changeant de direction de propagation tout en conservant son énergie initiale.

Il existe en réalité deux régimes de la diffusion Compton : Le régime Thomson qui régit l'interaction entre un électron libre ou faiblement lié à un atome décrit précédemment et le régime de Klein Nishina dans lequel l'énergie du photon incident est beaucoup plus grande que l'énergie de masse des électrons. Dans ce dernier cas, les photons diffusés ont une énergie très inférieure à celle du photon incident.

Pour nos expériences, les photons incidents seront générés par un laser visible dont la longueur d'onde est de 532 nm et les électrons accélérés pourront posséder une énergie allant jusqu'à 30 MeV. L'énergie des photons est de l'ordre de quelques eV (2,34 eV pour un photon de longueur d'onde 532 nm), soit quelques plusieurs ordres de grandeur en dessous de l'énergie que possède un électron au repos qui est de 511 keV. Dans ces conditions, l'interaction vue depuis le référentiel de l'électron au repos s'effectue dans le régime Thomson : il n'y a pas de changement de longueur d'onde du photon diffusé. Cependant, si on se place dans le référentiel du laboratoire, qui est un référentiel fixe pour l'observateur, les électrons se déplacent avec une vitesse relativiste. Il faut donc tenir compte du changement de référentiel au cours duquel la fréquence des photons diffusés va être modifiée : on observe une augmentation de la fréquence. On se place dans le cas de la diffusion Compton inverse qui nous permet de créer des photons de haute énergie dans une gamme spectrale pouvant aller de 10 à

100 KeV. La démonstration de ce décalage en fréquence au passage du référentiel de l'électron au passage du référentiel du laboratoire est l'objet du prochain chapitre.

2.1.2 Importance du référentiel

On a donc vu que la diffusion Compton sur un électron au repos conserve l'énergie globale du système. Dans le cas de la diffusion Compton inverse, les électrons se déplacent à une vitesse proche de la vitesse de la lumière. L'étude de cette interaction ne peut plus être décrite par la théorie de la mécanique classique, elle nécessite d'utiliser la théorie de la relativité dont on rappellera les principes de base. On verra ensuite comment décrire la diffusion Compton inverse avec les formules de la relativité restreinte pour obtenir l'énergie de l'onde diffusée.

2.1.2.1 Rappel sur la relativité restreinte

En géométrie euclidienne, La distance d entre deux point P_1 et P_2 de coordonnées respectives (x_1, y_1, z_1) et (x_2, y_2, z_2) s'exprime par la formule :

$$d^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2. \quad (2.16)$$

En géométrie de Lorentz définissant la relativité, on parle plutôt de l'intervalle s séparant deux événements E_1 et E_2 possédant une coordonnée supplémentaire associée à la dimension temporelle. L'intervalle s entre E_1 et E_2 de coordonnées respectives (x_1, y_1, z_1, t_1) et (x_2, y_2, z_2, t_2) s'exprime par la formule :

$$s^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 - c^2(t_2 - t_1)^2, \quad (2.17)$$

où le facteur c permet de convertir les secondes en mètres.

Ainsi dans la géométrie de Lorentz, deux observateurs, l'un situé dans un repère en mouvement par rapport à un autre, placé dans un repère fixe, constateront l'identité de la grandeur s mais mesureront une valeur différente pour la distance d et l'intervalle de temps $\Delta t = (t_2 - t_1)$

Considérons un électron se déplaçant à la vitesse v par rapport au laboratoire (repère fixe). Pour un observateur placé dans le repère du laboratoire, l'électron aura donc parcouru une distance d pendant le temps Δt et l'intervalle entre les deux points de mesure vaudra : $s^2 = d^2 - c^2 \Delta t^2$. Dans le référentiel de l'électron, la distance parcourue pendant le temps $\Delta t'$ est nulle et $s^2 = c^2 \Delta t'^2$. Comme s est invariant, c'est-à-dire indépendante du référentiel considéré, on peut écrire l'égalité suivante :

$$d^2 - c^2 \Delta t^2 = -c^2 \Delta t'^2, \quad (2.18)$$

où $d = v \Delta t$.

$$(v^2 - c^2) \Delta t^2 = -c^2 \Delta t'^2 \quad (2.19)$$

Le rapport des temps entre les deux référentiels est donc :

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = \sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)} \quad (2.20)$$

On définit alors γ le facteur de Lorentz tel que $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)}}$. On a alors Δt le temps écoulé dans le référentiel du laboratoire:

$$\Delta t = \gamma \Delta t' \quad (2.21)$$

Finalement on observe une dilatation des temps dans le repère fixe d'un facteur γ . Cet effet relativiste peut-être négligé pour des vitesses v faibles devant la vitesse de la lumière c telles que $\gamma \approx 1$. Dans le cas de particules ultra-relativiste ($\gamma \gg 1$), cet effet est notable. Il est à l'origine du changement de longueur d'onde dans la diffusion Compton inverse appelé effet Doppler relativiste. Le prochain paragraphe décrit en détail l'effet Doppler relativiste subi par le photon lors de la diffusion Compton inverse.

2.1.2.2 Effet Doppler relativiste intervenant dans la diffusion Compton inverse

Supposons à présent qu'un photon, observé dans le référentiel du laboratoire, se dirige en direction de l'électron, toujours en mouvement à une vitesse $v > 0$. Soit $\Delta t'_c$ le temps qui s'est écoulé pour l'électron, dans le référentiel où il se trouve au repos, avant qu'il ne rentre en collision avec le photon. Ce dernier aura alors parcouru une distance $c \Delta t'_c$. Dans le cas de la diffusion Compton inverse, le photon se déplace dans le sens contraire de l'électron. Pour un observateur placé dans le référentiel du laboratoire, la distance qui sépare le photon de l'électron est égale à la distance parcourue par le photon pendant le temps Δt_c à laquelle il faut retrancher la distance parcourue par l'électron : $v \Delta t_c$. L'égalité découlant de l'invariant s s'écrit à alors :

$$c \Delta t'_c = c \Delta t_c - v \Delta t_c. \quad (2.22)$$

On en déduit donc le temps Δt_c dans le référentiel du laboratoire qui s'exprime :

$$\Delta t_c = \frac{\Delta t'_c}{(1 - \frac{v}{c})}. \quad (2.23)$$

Or si on se place maintenant dans le repère en mouvement, les temps sont plus longs d'un facteur γ . Le facteur Doppler relativiste permettant d'exprimer les temps dans le référentiel de l'électron au repos est défini comme :

$$\frac{\Delta t'_c}{\Delta t_c} = \gamma (1 - \beta), \quad (2.24)$$

où $\beta = v/c$ est la vitesse de l'électron normalisé.

Considérons à présent la diffusion Compton inverse d'un photon de fréquence $\nu_p = 1/T_p$, (T_p la période d'oscillation laser) sur un électron relativiste (Figure 12). La trajectoire du photon fait cette fois-ci un angle θ_1 par rapport à la trajectoire de l'électron. Dans ce cas la distance associée au mouvement de l'électron dans le référentiel du laboratoire pendant le temps Δt_c projetée sur l'axe de la trajectoire du photon est $v \cdot \Delta t_c \cdot \cos \theta_1$.

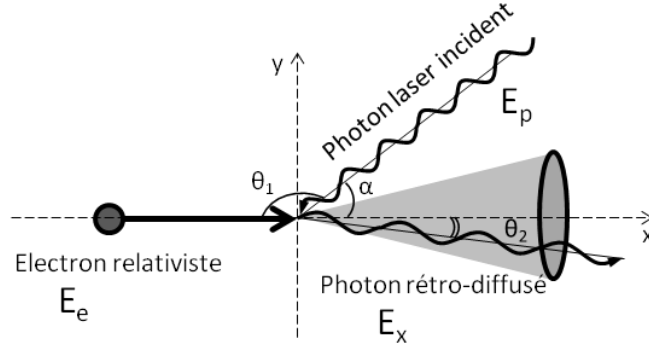


Figure 12 : Diffusion Compton inverse.

Le facteur Doppler relativiste permettant d'exprimer les temps dans le référentiel de l'électron au repos est défini à présent comme :

$$\frac{\Delta t'_c}{\Delta t_c} = \gamma (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.25)$$

Ainsi, le photon incident est vu par l'électron avec une fréquence incidente :

$$\nu'_p = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta_1)} \nu_p \quad (2.26)$$

qui sera identique à la fréquence ν'_r du photon X rétrodiffusé. Pour repasser à nouveau dans le référentiel du laboratoire, il faut appliquer une seconde fois le facteur Doppler relativiste. La fréquence du photon rétrodiffusé dans le référentiel du laboratoire ν_r sera donc :

$$\nu_r = \gamma(1 - \beta \cos \theta_1) \nu'_r. \quad (2.27)$$

Ou encore, en fonction de la fréquence du photon laser incident :

$$\nu_r = \gamma^2(1 - \beta \cos \theta_1)^2 \nu_p. \quad (2.28)$$

Finalement, si on considère le cas d'une collision frontale ($\theta_1 = \pi$) entre des électrons relativistes ($\beta \approx 1$) et un faisceau laser, on a :

$$\nu_r = 4\gamma^2 \nu_p. \quad (2.29)$$

En termes d'énergie, la relation devient :

$$E_r = 4\gamma^2 E_p. \quad (2.30)$$

Chaque électron produit donc un rayonnement dont l'énergie est égale à l'énergie de l'impulsion laser multipliée par un facteur $4\gamma^2$. Suivant la même logique, la durée de l'impulsion laser

initiale après diffusion est donc divisée par $4\gamma^2$. Ainsi pour une impulsion laser de 30 ps rencontrant un électron relativiste d'une énergie de 18 MeV, la durée du rayonnement X émis est de 6,4 fs.

Considérons à présent un paquet d'électrons de 30 ps interagissant avec ce même faisceau laser. Chaque électron émet de manière incohérente un rayonnement de quelques femtosecondes soit une durée négligeable devant la durée du paquet d'électrons. Le rayonnement Compton produit par tous les électrons possède donc une durée imposée par la durée du paquet. Cependant, si l'angle de collision est non nul, alors la géométrie déterminera le temps d'interaction et donc la durée totale du rayonnement X émis.

2.1.3 Vision particulière

Entrons à présent plus en détail dans la vision particulière de la diffusion Compton.

2.1.3.1 Conservation de la quantité de mouvement

Pour connaître l'énergie du nouveau photon résultant de la collision, on établit un bilan énergétique de l'interaction en tenant compte de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie du système.

2.1.3.1.a Cas de la diffusion Compton

Du point de vue d'un observateur placé dans le référentiel du laboratoire, la diffusion Compton est la diffusion inélastique d'un photon sur des électrons au repos. Dans la théorie de l'électrodynamique quantique, l'interaction peut être vue comme l'absorption d'un photon d'énergie $E_p = p_p c$ par un électron d'énergie $m_e c^2$. Pour diminuer son énergie et revenir vers un état plus stable, l'électron émet alors un nouveau photon d'énergie E_x . Ce photon est émis avec un angle θ par rapport à l'axe du photon incident. La Figure 13 illustrant le principe de l'interaction résume les différents paramètres utilisés pour décrire l'interaction dans le référentiel du laboratoire.

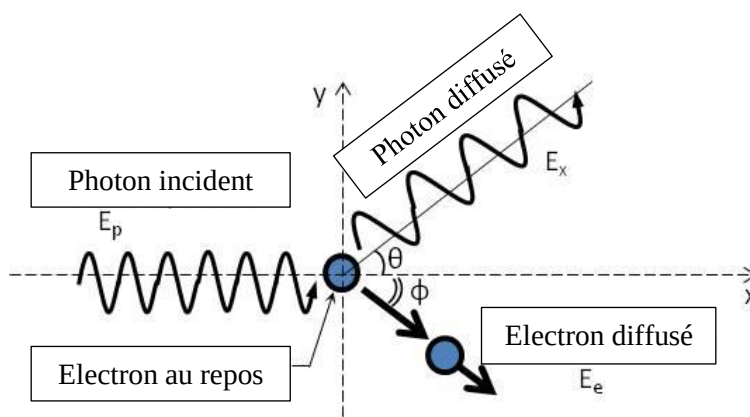


Figure 13 : Schéma de la diffusion Compton.

Les paramètres des photons émis sont définis par les lois de conservation de l'énergie (2.31) et de la quantité de mouvement projetée suivant la direction x (2.32) et la direction y (2.33).

$$E_p + m_e c^2 = E_X + E_e \quad (2.31)$$

$$p_p = p_X \cos \theta + p_e \cos \phi \quad (2.32)$$

$$0 = p_X \sin \theta - p_e \sin \phi \quad (2.33)$$

avec E_e l'énergie de l'électron diffusé donnée par : $E_e^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$ où p_e est sa quantité de mouvement et ϕ l'angle que fait sa direction avec la direction du photon incident. Les quantités de mouvement du photon incident et du photon diffusé sont liées à leur énergie par la relation : $E_i = p_i c$ où l'indice p correspond au photon incident et l'indice X correspond au photon diffusé.

Après avoir élevé au carré les équations (2.31) et (2.32), elles sont additionnées pour obtenir l'expression de p_e . D'autre part, on peut obtenir une seconde expression de p_e en remplaçant les énergies par leur expression en fonction de la quantité de mouvement. Après quelques manipulations algébriques la relation liant la quantité de mouvement du photon diffusé à celle du photon incident s'écrit sous la forme :

$$p_p p_X (1 - \cos \theta) = m_e c (p_p - p_X) \quad (2.34)$$

On peut alors exprimer l'énergie des photons diffusés, dépendant uniquement de l'énergie du photon incident et de l'angle d'interaction :

$$E_X = \frac{E_p}{1 + \frac{E_p}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.35)$$

L'énergie de l'électron rétrodiffusé est donc :

$$E_e = E_p - E_X = E_p \frac{\frac{E_p}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_p}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.36)$$

L'énergie au repos de l'électron est de l'ordre de 511 keV alors que l'énergie du photon laser ne s'élève pas à plus de quelques électronvolts. En posant $E_p \ll m_e c^2$, on peut retrouver le résultat correspondant au régime de diffusion Thomson selon lequel l'énergie du photon reste donc inchangée après la diffusion ($E_X \approx E_p$). Lors de l'étude de la diffusion Compton inverse, c'est une condition qui est valide lorsqu'on se place dans le référentiel de l'électron au repos. C'est ce qui explique que la diffusion Compton inverse peut aussi être appelée diffusion Thomson dans la littérature. Dans la suite de ce manuscrit nous avons choisi d'étudier la diffusion Compton inverse dans le référentiel du laboratoire.

2.1.3.1.b Cas de la diffusion Compton inverse

Regardons à présent ce que devient le système d'équation décrivant l'interaction lorsque l'électron se déplace à une vitesse v proche de la vitesse de la lumière ($\gamma \gg 1$ and $\beta \approx 1$). L'énergie du photon étant négligeable devant l'énergie de l'électron, on peut considérer que l'énergie et la direction

de l'électron restent inchangées après l'interaction. La Figure 14 résume les notations dans cette configuration spécifique.

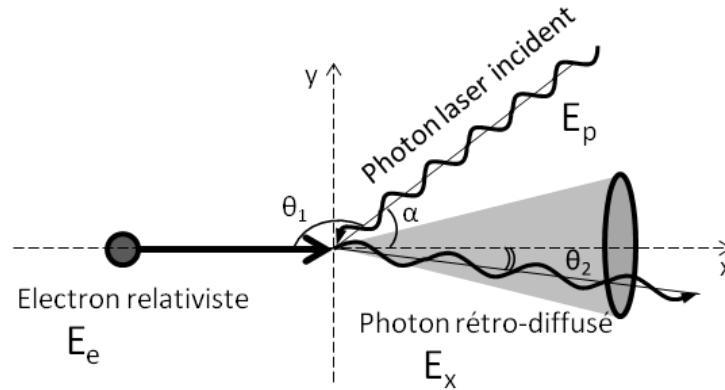


Figure 14 : Schéma de la diffusion Compton inverse

On a alors :

$$E_p + m_e c^2 = E_x + E_e \quad (2.37)$$

$$p_e + p_p \cos \theta_1 = p_x \cos \theta_2 + p_e \quad (2.38)$$

$$-p_p \sin \theta_1 = -p_x \sin \theta_2 \quad (2.39)$$

D'autre part, la quantité de mouvement de l'électron est liée aux paramètres relativistes β et γ par :

$$p_e c^2 = \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2)^2 = \beta^2 E_e^2$$

Regardons ce que devient l'expression de l'énergie du photon diffusé E_x dans le cas relativiste. On remplace donc p_e par cette nouvelle expression qui est une fonction de β et de l'énergie des électrons relativistes E_e dans le système d'équation formé par (2.37), (2.38) et (2.39). Dans ce cas, elle dépend de l'énergie du photon incident, de l'angle de collision et de l'énergie de l'électron incident:

$$E_x = \frac{E_p(1 - \beta \cos \theta_1)}{(1 - \beta \cos \theta_2) + \frac{(1 - \cos(\theta_2 - \theta_1))E_p}{E_e}} \quad (2.40)$$

où θ_1 est l'angle de collision et θ_2 est l'angle de diffusion, tels que définis sur la figure 6. L'expression nous indique que l'énergie des photons diffusés décroît lorsque l'on s'éloigne de l'axe privilégié d'émission défini par la direction de l'électron incident.

On peut remarquer que lorsque $\beta \rightarrow 0$ (électrons non relativistes $v \ll c$), on retrouve la formule de la diffusion classique (2.35). L'interaction peut effectivement être vue comme un processus de diffusion Thomson dès lors qu'on se place dans le référentiel de l'électron au repos.

En passant du référentiel de l'électron au référentiel du laboratoire, dans lequel nous nous plaçons en tant qu'expérimentateur, on observe un changement de fréquence du photon dû à l'effet Doppler relativiste décrit dans la partie précédente. Il est possible de retrouver ce résultat par un

développement de l'expression de l'énergie du photon diffusé (2.40) en utilisant l'approximation des petits angles.

$$E_X = \frac{E_p(1 - \beta \cos \theta_1)}{1 - \beta \cos \theta_2 + \frac{E_p}{E_e}(1 - \cos(\theta_1 - \theta_2))} \quad (2.41)$$

$$\theta_1 = \alpha - \pi$$

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta \cos \alpha)}{1 - \beta \cos \theta_2 + \frac{E_p}{E_e}(1 + \cos(\alpha - \theta_2))} \quad (2.42)$$

Pour une collision frontale : $\alpha = 0$, d'où :

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta)}{1 - \beta \cos \theta_2 + \frac{E_p}{E_e}(1 + \cos(\theta_2))} \quad (2.43)$$

Pour θ_2 très petit : $\cos \theta_2 \sim 1 - \frac{\theta_2^2}{2}$

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta)}{1 - \beta(1 - \frac{\theta_2^2}{2}) + \frac{E_p}{E_e}(2 - \frac{\theta_2^2}{2})} \quad (2.44)$$

En factorisant par 2 le dernier terme du dénominateur dans (2.44) et en considérant $\frac{\theta_2^2}{4} \ll 1$

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta)}{1 - \beta(1 - \frac{\theta_2^2}{2}) + \frac{2E_p}{E_e}} \quad (2.45)$$

Or $\beta^2 = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$. Dans le cas de particules relativistes $\beta \rightarrow 1$ donc on peut dire que $\beta \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$.

De plus $\frac{E_p}{E_e} \ll 1$

$$E_X = \frac{2E_p}{\frac{\theta_2^2}{2} + \frac{1}{2\gamma^2}(1 - \frac{\theta_2^2}{2})} \quad (2.46)$$

$$E_X = \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + \theta_2^2 \gamma^2} \quad (2.47)$$

La distribution angulaire théorique de l'énergie dans le cône de diffusion est donc de type Lorentzienne. Expérimentalement, la distribution énergétique des photons en fonction de l'angle de diffusion est convoluée avec des fonctions d'erreurs statistiques de mesures ou d'élargissement

spectral qui sont majoritairement gaussiennes. Les profils de distribution expérimentaux seront donc préférentiellement approximés par des fonctions gaussiennes.

L'énergie maximale des photons X est donnée pour $\theta_2 = 0$, c'est-à-dire pour une émission le long de l'axe des électrons incidents et vaut :

$$E_{Xmax} = 4\gamma^2 E_p, \quad (2.48)$$

et en termes de longueur d'onde devient :

$$\lambda_{Xmax} = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2}. \quad (2.49)$$

Cette expression obtenue grâce à une démonstration basée sur la conservation de l'énergie du système est identique au résultat (2.29) obtenu par la démonstration de l'effet Doppler relativiste du paragraphe 2.1.2.2.

En pratique, dans nos expériences la source Compton d'ELSA, l'objectif est de pouvoir faire varier l'énergie des électrons entre 17 et 37 MeV, et la longueur d'onde laser peut valoir 266 nm, 532 nm ou 1064 nm. Le spectre de la source X peut donc s'étendre de 10 à près de 100 keV. Le Tableau 5 donne quelques exemples de configurations pour la source Compton inverse d'ELSA. La distribution en énergie des photons diffusée est tracée en Figure 15 pour les trois longueurs d'onde laser utilisées dans le cadre du développement de notre source Compton sur ELSA.

Tableau 5: Exemples de configurations exploitables pour la source X d'ELSA.

Configuration (Photons / e-)	E des photons X produits (keV)
1064 nm / 24 MeV	10
1064 nm / 34 MeV	20
1064 nm / 37 MeV	23
532 nm / 37 MeV	46
266 nm / 37 MeV	92

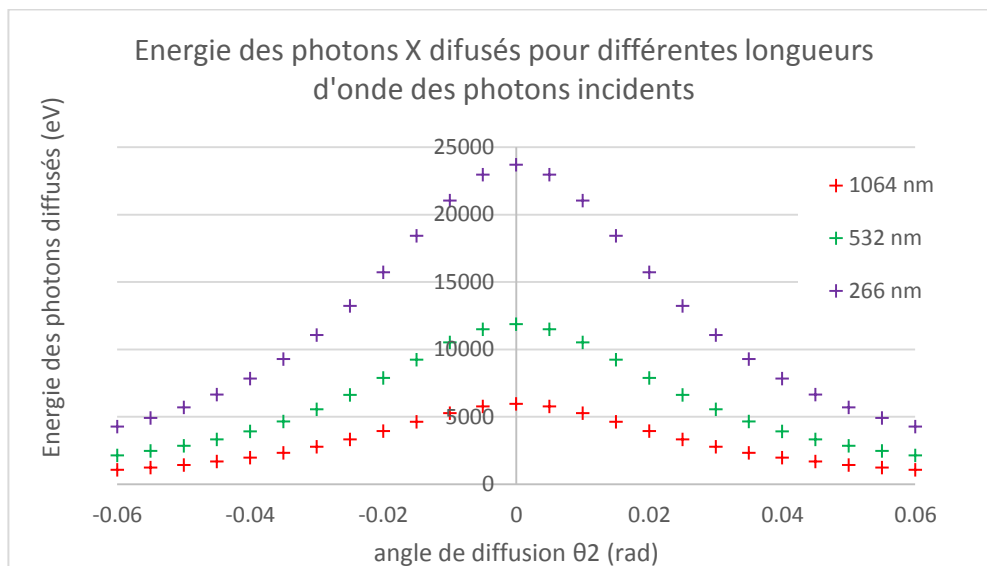


Figure 15 : Distribution en énergie des photons diffusés pour les trois longueurs d'onde utilisées.

Dans les conditions de développement de notre source Compton inverse, mettant en jeu des électrons de l'ordre de 17,7 MeV et des photons de 532 nm. L'angle d'interaction entre le faisceau laser et le faisceau d'électrons est d'environ 25 mrad. L'application numérique de l'expression (2.48) nous donne une énergie de photons diffusés sur l'axe des électrons incidents de 11,9 keV. La Figure 16 représente l'énergie des photons X diffusés pour différentes valeurs de l'angle d'interaction.

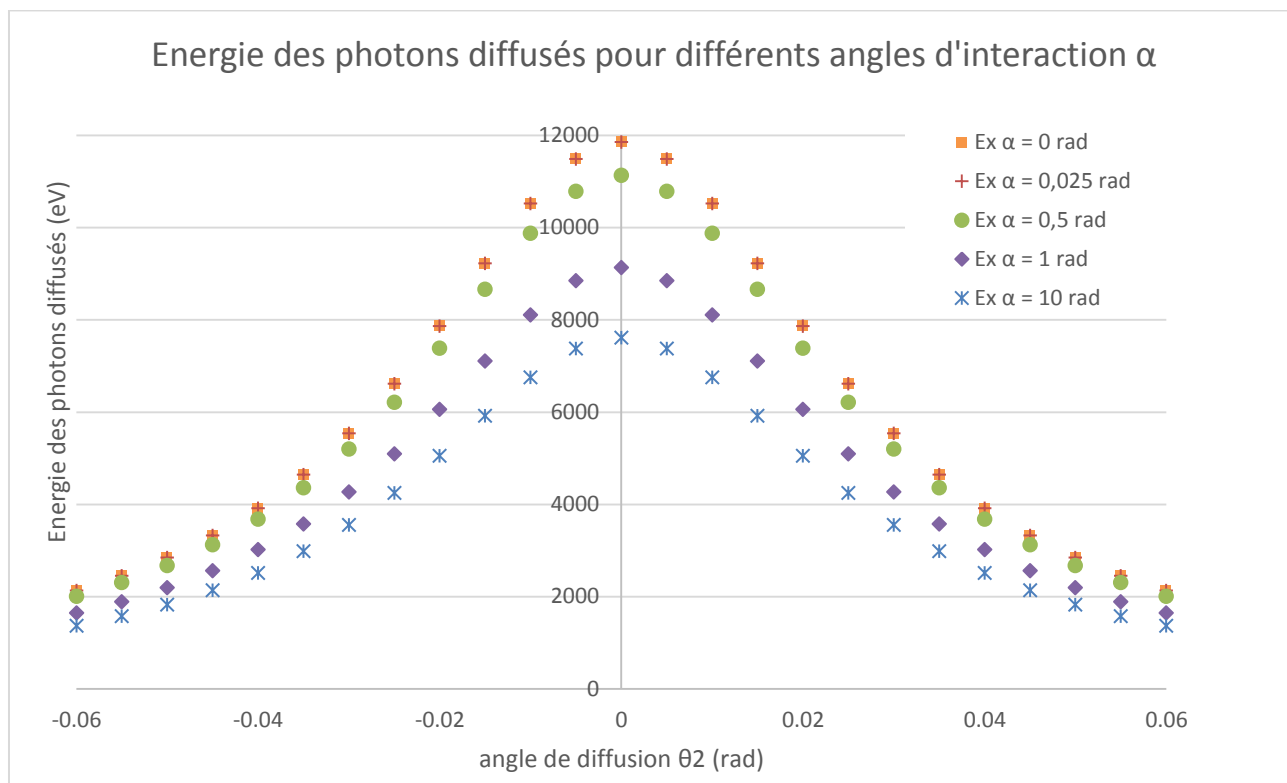


Figure 16 : Energie des photons X en fonction de l'angle de diffusion pour différents angle d'interaction entre les électrons de 17,7 MeV et les photons de 532 nm. La courbe rouge (+) correspond aux conditions de développement de la source Compton d'ELSA présentée dans cette thèse.

La différence d'énergie entre les photons diffusés dans le cas de la géométrie d'interaction sur ELSA, impliquant un angle d'interaction de 25 mrad et le cas d'interaction en collision frontale est représentée en Figure 17.

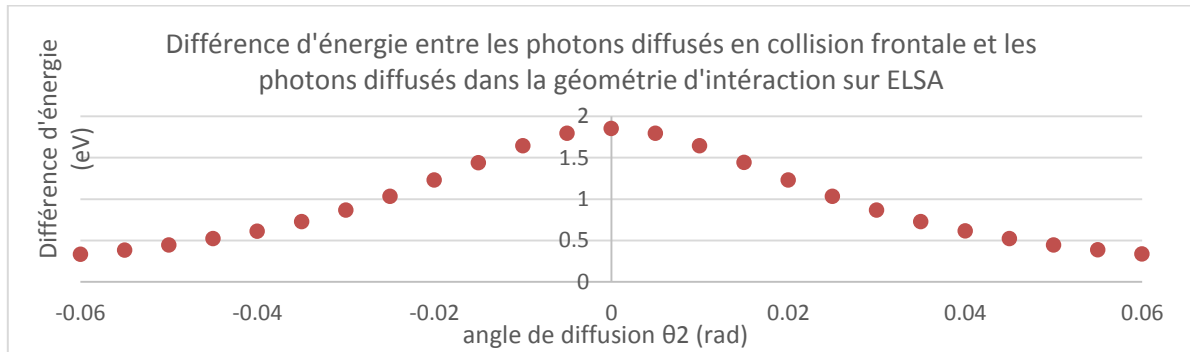


Figure 17 : Différence d'énergie entre les photons X diffusés en collision frontale $\alpha = 0$ rad et les photons diffusés dans la géométrie d'interaction mise en oeuvre sur ELSA $\alpha = 0.025$ rad.

Elle reste inférieure à 2 eV dans tout le cône de diffusion. On peut donc considérer que l'angle d'interaction dans la géométrie mise en oeuvre sur ELSA a un impact négligeable sur l'énergie des photons diffusés. Nous verrons dans le prochain paragraphe l'influence de cet angle sur le nombre de photons diffusés.

L'énergie de l'électron rétrodiffusé s'obtient quant à elle par soustraction de l'énergie du photon X rétrodiffusé à l'énergie de l'électron incident. Dans nos expériences, elle varie entre 17,700 MeV et 17,688 MeV (Figure 18). Les électrons subissent une perte d'énergie inférieure à 1/1000. On peut alors considérer que leur énergie cinétique est constante et que leur trajectoire n'est pas modifiée par l'interaction avec les photons.

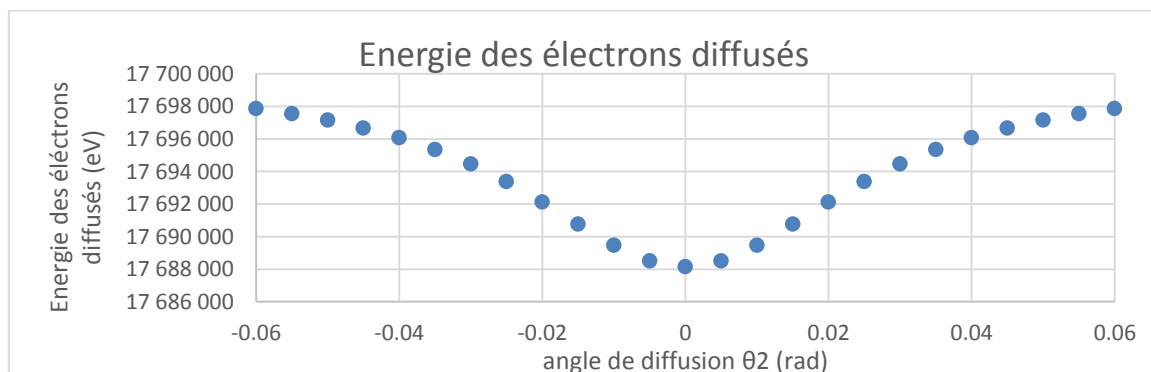


Figure 18 : Energie des électrons diffusés en fonction de l'angle de diffusion des photons pour un angle d'interaction de 25 mrad entre les électrons de 17,7 MeV et les photons de 532 nm.

2.1.3.2 Calcul de la section efficace de l'interaction Compton

La section efficace d'interaction est l'outil mathématique qui permet d'évaluer la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction donnée. Si on représente les électrons répartis uniformément dans une surface S contenue dans le plan d'interaction (Figure 19), la section efficace de chaque électron peut être définie géométriquement par un disque de rayon r centré autour de l'électron.

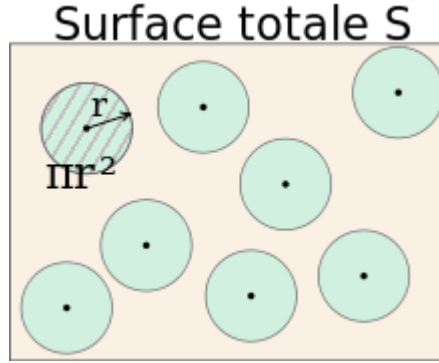


Figure 19: Illustration de la répartition des électrons et de leur section efficace associée (disque vert) dans la surface S du plan d'interaction.

On se place dans le cas d'électrons très éloignés les uns des autres, de section efficace identique σ_{eff} , contenus dans un faisceau de section S au point d'interaction telle que $S \gg \sigma_{eff}$ qui est une représentation assez réaliste du faisceau d'électrons utilisé pour l'interaction Compton inverse. Tant que la somme des sections efficaces de chaque particule est très petite devant la section totale du faisceau, on peut faire l'approximation que les sections efficaces ne se recouvrent pas. La probabilité qu'un projectile traversant la surface S , constituée de N particules, intercepte un des disques contenus dans la surface S peut-être exprimée par :

$$P = \frac{N \cdot \sigma_{eff}}{S} \quad (2.50)$$

où σ_{eff} est la section efficace de l'interaction en cm^2 .

On définit la section efficace différentielle angulaire $\frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega}$ qui représente la section efficace donnée par unité d'angle solide. Elle est utile pour un expérimentateur qui souhaite connaître la section efficace correspondant à la fraction d'angle solide interceptée par son détecteur.

La densité de probabilité d'avoir un photon diffusé à l'angle θ est donnée par la formule de Klein-Nishina par la section de Klein et Nishina [64] pour des photons non polarisés :

$$\frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega} = r_0^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \frac{1}{(1 + \gamma(1 - \cos \theta))^2} \times \left[\frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \gamma(1 - \cos \theta))} \right] \quad (2.51)$$

Ce résultat sera notamment utilisé pour étudier les voies possibles d'optimisation de la probabilité d'interaction à partir des paramètres des faisceaux incidents.

C'est une correction de la section efficace Thomson qui prend en compte l'énergie des électrons. Dans le cas de la diffusion Compton Inverse vue depuis le référentiel de l'électron au repos, la section efficace différentielle se ramène effectivement à celle de Thomson σ_{Th} . Elle est calculée à partir de la section angulaire différentielle :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Thomson} = r_0^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right), \quad (2.52)$$

où θ est l'angle de diffusion du photon, et r_0 est le rayon classique de l'électron dont la valeur est de $2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

Pour avoir la section efficace Thomson totale, il faut intégrer sur tout l'espace :

$$\sigma_{Th} = \frac{8}{3} \pi r_0^2. \quad (2.53)$$

On obtient alors une section efficace totale $\sigma_{Th} = 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$.

La section efficace Thomson représente en fait la limite classique ($h\nu \ll mc^2$) de la formule donnant la section efficace exacte de la diffusion Compton.

Ce paramètre joue un rôle très important dans la limitation du flux de photons que l'on peut produire avec une source utilisant l'interaction Compton inverse. Cette faible section efficace d'interaction nous impose d'apporter un soin particulier au recouvrement et aux paramètres des faisceaux utilisés. Nous verrons dans le chapitre suivant, consacré à la physique des faisceaux mis en jeu dans l'interaction, comment ces paramètres ont été choisis afin de maximiser la probabilité d'interaction dans la configuration expérimentale d'ELSA.

2.1.4 Vision ondulatoire

Abordons à présent la vision ondulatoire de l'interaction Compton inverse, complémentaire de la vision particulaire. Dans le cadre du modèle ondulatoire, la diffusion Compton inverse est définie comme le rayonnement d'un électron oscillant sous l'effet d'un champ électromagnétique.

Cette approche théorique sert notamment à introduire la méthode de calcul utilisée par le code de simulation choisi pour modéliser l'interaction. Dans cette méthode, décrite plus en détails dans la partie 6 de ce manuscrit, le rayonnement X produit lors de l'interaction est calculé à partir de la trajectoire et de la vitesse des électrons sous l'effet du champ électromagnétique. La trajectoire de l'électron est quant à elle définie à l'aide du formalisme de l'onduleur. Un onduleur magnétique conventionnel produit un champ magnétique statique dans le référentiel du laboratoire. On peut alors considérer que, du point de vue d'un électron relativiste, l'onduleur est perçu comme une onde électromagnétique. Dans le référentiel de l'électron au repos, le champ magnétique produit par l'onde laser peut donc être assimilée au champ magnétique produit par un onduleur.

On introduit donc le formalisme de l'onduleur magnétique conventionnel.

2.1.4.1 L'onduleur magnétique

Un onduleur magnétique est un aimant constitué d'une succession de petits dipôles ayant une polarité alternée les uns par rapport aux autres, créant ainsi un champ magnétique périodique. Ils sont

utilisés par exemple dans les synchrotrons et les lasers à électrons libres pour faire rayonner le faisceau d'électrons au passage dans l'onduleur (Figure 20). Observé depuis le référentiel de l'électron, l'onduleur peut être considéré comme un « quasi-photon ». Il se met donc à osciller à la fréquence de résonance de l'onduleur comme sous l'effet d'une onde électromagnétique. A la différence d'une onde électromagnétique qui se déplace à la vitesse de la lumière c , l'onduleur est statique.

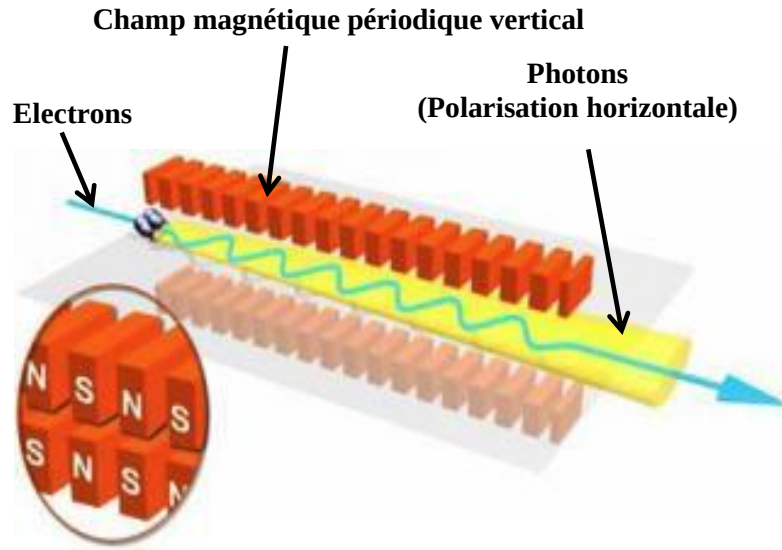


Figure 20: Principe du rayonnement synchrotron dans un onduleur magnétique [65].

Pour un onduleur magnétique conventionnel on décrit la force de l'oscillation effectuée par la trajectoire des électrons dans le plan horizontal grâce au paramètre de déflexion K défini par :

$$K = \frac{EB_m\lambda_m}{2\pi m_e c} \quad (2.54)$$

avec B_m la densité magnétique du flux magnétique de l'onduleur et λ_m la longueur périodique de l'onduleur.

La longueur d'onde du champ électromagnétique rayonné par les électrons oscillants dépend de la période de l'onduleur et est liée à l'énergie des électrons par :

$$\lambda_r = \lambda_0 \cdot \frac{\left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right)}{2\gamma^2} \quad (2.55)$$

avec θ l'angle d'émission du photon rayonné et γ le facteur relativiste $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)}}$.

Si on revient au cas de la diffusion Compton, on peut démontrer que l'électron qui acquiert un mouvement d'oscillation sous l'effet d'un champ laser émet à son tour un rayonnement de la même fréquence que l'onde laser incidente. Nous verrons plus en détails par la suite les propriétés de ce rayonnement.

2.1.4.2 L'oscillation de l'électron

Le but de ce paragraphe est de décrire le comportement d'un électron dans le champ électromagnétique du laser afin déterminer l'énergie du rayonnement émis lors de son mouvement. L'idée est de caractériser l'interaction Compton inverse en utilisant le formalisme lié à l'onduleur magnétique conventionnel.

De manière générale, le régime dans lequel se déroule l'interaction est déterminé par l'intensité du laser incident I_0 en W/cm^2 . Elle est reliée à l'amplitude du champ électrique laser $\vec{E}$ par la relation:

$$I_0 = \frac{1}{\mu_0} \langle \vec{E} \times \vec{B} \rangle = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \quad (2.56)$$

qui correspond à la moyenne temporelle du vecteur de Poynting sur un cycle optique.

Pour connaître l'amplitude du mouvement des électrons dans le champ laser, on peut utiliser l'équation du mouvement de l'électron soumis au champ électrique du laser $\vec{E}$:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.57)$$

Dans le vide, le champ électrique $\vec{E}$ généré par le laser peut être décrit uniquement à l'aide du potentiel vecteur $\vec{A}$ défini par : $\vec{E} = -\frac{d\vec{A}}{dx}$. Le potentiel vecteur $\vec{A}$ peut donc s'écrire sous la forme :

$$\vec{A}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} A_0(x, y, z, t) e^{-i(\omega t - kz)} \vec{e}_x + Cte, \quad (2.58)$$

où A_0 représente l'enveloppe du faisceau laser. On va considérer une enveloppe gaussienne d'amplitude maximum a_0 .

D'où :

$$\vec{v} = \frac{e\vec{A}}{m_e}. \quad (2.59)$$

On définit alors le maximum de potentiel vecteur normalisé a_0 qui est le rapport entre la vitesse d'oscillation $\vec{v}$ de l'électron dans le champ laser et la vitesse de la lumière c et est sans dimension :

$$a_0 = \frac{eA_0}{m_e c}. \quad (2.60)$$

Le paramètre a_0 peut se calculer en exprimant A_0 en fonction de E_0 puis en fonction de l'intensité laser I_0 , ce qui donne en unités appropriées pour nos expériences [66]:

$$a_0 \approx 0,85 * 10^{-9} * \lambda_0[\mu m] * \sqrt{I_0[W/cm^2]} \quad (2.61)$$

$$\text{avec : } I_0 = \frac{2P_0}{\pi\sigma_p^2}$$

$$\text{et : } P_0 = 2 \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{E_l}{\tau} \approx \frac{E_l}{\tau}.$$

Dans le cas des expériences effectuées dans le cadre de ma thèse, la longueur d'onde laser est de 532 nm et l'énergie contenue dans une micro-impulsion de durée 34 ps et de taille *rms* $\sigma_p = 50 \mu m$ est de 0.5 mJ. Dans ce cas la puissance laser est de $1,38.10^7 W$ et l'intensité laser est de $3,52.10^{11} W/cm^2$. L'amplitude normalisée a_0 vaudra alors $2,7.10^{-4}$. Dans les cas limites expérimentaux où l'énergie dans une impulsion est de 0.25 mJ pour une taille *rms* de $100 \mu m$ a_0 prendra la valeur de $9,5.10^{-5}$.

Dans un premier temps, on utilise la théorie de l'onduleur laser pour déterminer qualitativement la forme de ce spectre.

Comme $\gamma \gg 1$, on peut considérer que le facteur de Lorentz est constant. En effet, l'énergie des électrons relativistes est bien supérieure à l'énergie des photons incidents. La perte d'énergie subie par les électrons à cause de l'interaction est négligeable. Par ailleurs, la probabilité de rencontre entre un électron et un photon étant extrêmement faible, la probabilité qu'un électron rencontre plusieurs photons est quasiment nulle.

La trajectoire de l'électron sous l'effet du champ laser peut donc être approximée par un simple mouvement d'oscillation transverse sinusoïdal de longueur d'onde λ_u représenté sur la Figure 21 [67].

Par définition, on a :

$$x(z) = \int v(z) dz \quad (2.62)$$

où $v(z) = \|\vec{v}\| \cos \theta$ est la projection de la vitesse transverse sur l'axe z .

On considère que les oscillations sont suffisamment petites pour se placer dans l'approximation des petits angles.

$$x(z) = \int \frac{eA(z)}{m_e} \theta dz = \int \frac{eA_0}{m_e} \theta \cos(\omega_u t - k_u z) dz$$

On peut dans ce cas écrire le mouvement transverse de l'électron :

$$x(z) = x_0 \sin(k_u z) = \frac{a_0 \theta}{k_u} \sin(k_u z) \quad , \quad (2.63)$$

où $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$, x_0 est l'amplitude de l'oscillation transverse et a_0 est l'amplitude normalisée du laser.

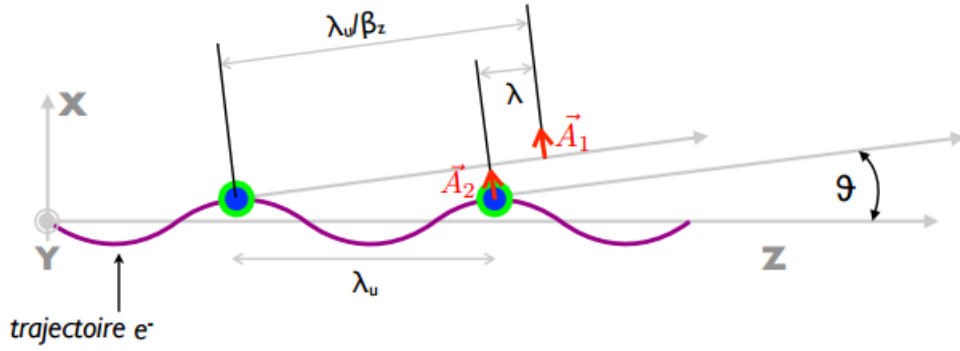


Figure 21 : Représentation du mouvement transverse de l'électron dans le champ laser. Il s'agit d'une oscillation de période spatiale λ du rayonnement émis dans la direction $\vec{n}$, formant un angle θ avec la direction $\vec{e}_z$. Aux deux positions marquées par un point bleu, l'électron rayonne la même amplitude de champ. La distance entre ces deux amplitudes à un temps donné correspond à λ .

La longueur d'une oscillation est reliée à la durée d'une période laser λ_0 par : $\lambda_u = \frac{\lambda_0}{2}$. La période d'oscillation de l'électron est donc 2 fois plus courte que la période laser. Cela s'explique par le fait que le laser et le paquet d'électrons se propagent dans des sens opposés : lorsque l'électron avance d'une période, il voit 2 oscillations laser successives.

Nous allons calculer la longueur d'onde λ du rayonnement émis suivant la direction $\vec{n}$ faisant un angle θ avec la direction longitudinale $\vec{e}_z$ comme représenté sur la Figure 21.

Le champ rayonné à $t = 0$ par l'électron situé à la position longitudinale $z = 0$ dans la direction $\vec{n}$, possède une amplitude notée $\vec{A}_1$ et se propage à la vitesse c dans le référentiel de l'électron au repos. L'électron se déplaçant à la vitesse normalisée $\bar{\beta}_z = \frac{v_z}{c}$ le long de l'axe z , il atteint la position $z = \lambda_u$ à l'instant $t = \lambda_u / \bar{\beta}_z c$ et l'amplitude du rayonnement vaut $\vec{A}_2 = \vec{A}_1$.

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{\bar{\beta}_z} - \lambda_u \cos \theta \quad (2.64)$$

Comme l'énergie de l'électron est supposée constante, une augmentation de sa vitesse transverse β_x se traduit par une diminution de sa vitesse longitudinale β_z . L'expression de la vitesse longitudinale s'exprime alors :

$$\beta_z = \beta \cos \theta \quad (2.65)$$

avec θ correspondant à la dérivée de la trajectoire : $\frac{dx}{dz} = a_0 \theta \cos(k_u z)$.

En considérant que θ représente des variations de la trajectoire très petites, on peut développer le cosinus en $\cos \theta \sim 1 - \frac{\theta^2}{2}$. En dérivant l'expression de la trajectoire, on obtient l'expression de β_z :

$$\beta_z = \beta \left[1 - \frac{a_0^2 \theta^2}{2} \sin^2(k_u z) \right], \quad (2.66)$$

dont la valeur moyenne est approximée par :

$$\bar{\beta}_z \approx \beta \left(1 - \frac{a_0^2 \theta^2}{4}\right). \quad (2.67)$$

En remplaçant β par sa valeur $\beta = 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$ on a :

$$\bar{\beta}_z \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 - \frac{a_0^2 \theta^2 \gamma^2}{2}\right). \quad (2.68)$$

Finalement, en remplaçant $\bar{\beta}_z$ par cette expression dans le calcul de la longueur d'onde du rayonnement émis, l'équation (2.64) devient :

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{a_0^2 \theta^2 \gamma^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right). \quad (2.69)$$

En posant $a_0 = K$, et $\theta = \frac{1}{\gamma}$ correspondant à l'angle d'ouverture du rayonnement émis par l'onduleur, on retrouve l'équation établie pour la longueur d'onde du rayonnement produit par l'onduleur (2.51).

Dans le cas mettant en jeu des électrons relativistes, la réduction de la vitesse due à l'oscillation dans le champ laser est négligeable. Dans ces conditions, on a $a_0 \ll 1$ et la longueur d'onde du rayonnement émis sur l'axe est approximée par :

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2}. \quad (2.70)$$

$$\lambda_x(\theta) = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right) \quad (2.71)$$

Dans le cas étudié $a_0 \ll 1$:

$$\lambda_x(\theta) \approx \frac{\lambda_0}{4\gamma^2} (1 + \gamma^2 \theta^2) \quad (2.72)$$

L'énergie rayonnée est donc maximale sur l'axe et donnée par:

$$\lambda_x(\theta = 0) = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2} \quad (2.73)$$

On peut donc écrire :

$$\lambda_x(\theta) = \lambda_x(0)(1 + \gamma^2 \theta^2) \quad (2.74)$$

D'où :

$$E_x(\theta) = \frac{E_x(0)}{(1 + \gamma^2 \theta^2)} = \frac{4\gamma^2 E_L}{(1 + \gamma^2 \theta^2)} \quad (2.75)$$

On retrouve l'équation (2.47) établie dans le cadre de la théorie particulaire.

L'approche particulaire et l'approche ondulatoire de la théorie de l'interaction Compton inverse sont complémentaires. La théorie particulaire nous permet notamment d'étudier la probabilité d'interaction grâce au calcul de la section efficace propre à la diffusion Compton inverse. L'étude de

l'interaction étant basée sur la conservation globale de l'énergie du système, un simple changement de référentiel permet de connaître l'énergie des photons diffusés. La théorie ondulatoire est basée sur l'étude de la trajectoire de l'électron dans le champ électromagnétique laser. C'est cette approche qui sera utilisée pour modéliser l'interaction par la simulation.

Les deux approches s'accordent sur l'énergie des photons rétrodiffusés. Leur gain d'énergie par rapport aux photons incidents correspond à un facteur $4\gamma^2$ et permet de produire un rayonnement de relativement haute énergie avec des électrons moyennement accélérés (quelques MeV suffisent). D'autre part, la dépendance directe avec l'énergie des photons incidents offre la possibilité de disposer d'une source continument accordable dans une large gamme d'énergie. Enfin l'énergie du rayonnement dépend de l'angle de diffusion telle que : $E_X = \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + \theta^2 \gamma^2}$. Un simple collimateur centré sur l'axe des électrons incidents peut être utilisé pour améliorer la monochromaticité de la source.

Avant de caractériser plus précisément le faisceau de photons rétro-diffusés, nous avons trouvé utile de faire un court rappel sur la physique des faisceaux de particules. Lorsque les électrons ou les photons font partie d'un faisceau, leur comportement est un peu différent de celui d'une particule seule. La particularité qu'ont les faisceaux à diverger au cours du temps peut changer la répartition des particules dans les paquets et modifier la probabilité d'interaction. Il convient donc d'en connaître les effets pour optimiser le nombre de photons Compton produits.

2.2 Physique des faisceaux d'électrons

Dans les accélérateurs radiofréquence d'électrons, le champ électrique utilisé pour augmenter l'énergie cinétique des électrons est un champ alternatif. Sur ELSA, la fréquence du champ accélérateur est de 144 MHz dans la première cavité, de 433 MHz dans les 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} cavité, et de 1,3 GHz dans la dernière cavité plus récemment installée. Pour obtenir l'accélération la plus efficace possible, il est nécessaire que les électrons passent dans les cavités accélératrices à un moment proche du maximum du champ accélérateur. On dit alors que la phase des paquets de particules est nulle. Etant donné que la durée des paquets d'électrons est non nulle, l'extension en phase est également non nulle. Les électrons ont donc une répartition en énergie cinétique appelée « spectre » en énergie, qui dépend de la phase choisie pour leur passage dans les cavités accélératrices.

Dans le cas d'ELSA, les électrons atteignent une énergie cinétique supérieure à 2 MeV dès les premiers dix centimètres de la ligne accélératrice, dans la première cavité à 144 MHz. Leur vitesse est alors proche de c_0 : les électrons sont dits « ultra-relativistes » et on peut en général faire l'approximation :

$$v \sim c_0, \beta \sim 1.$$

Lorsqu'on augmente la densité de charge d'un paquet d'électrons, les forces électriques des particules les unes sur les autres ont tendance à faire exploser le paquet [68]. C'est le phénomène de charge d'espace. Lorsque les électrons entrent en mouvement, un champ magnétique B_θ focalisant s'ajoute au champ électrique radial défocalisant.

Le champ électrique E_r est calculé à partir du théorème de Gauss appliqué à une partie du faisceau formant un cylindre de rayon r et de longueur unitaire $l = 1$, en négligeant les effets de bord :

$$2\pi r E_r = \frac{Q}{\varepsilon_0} \quad (2.76)$$

avec Q la charge contenue dans cette portion du faisceau pouvant s'exprimer en fonction de l'intensité I correspondante : $Q = \frac{I}{v_z}$.

Le champ électrique peut alors s'écrire :

$$E_r = \frac{I}{2\pi\varepsilon_0 r v_z}. \quad (2.77)$$

Le champ magnétique B_θ est calculé à partir du théorème d'Ampère appliqué dans les mêmes conditions que précédemment :

$$2\pi r B_\theta = \mu_0 I, \quad (2.78)$$

qui nous permet d'écrire :

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (2.79)$$

Finalement la force totale exercée sur une particule située sur le bord du faisceau est égale à :

$$F_T = F_E - F_B \quad (2.80)$$

$$F_T = \frac{Ie}{2\pi\varepsilon_0 r v_z} - \frac{\mu_0 I e v_z}{2\pi r} \quad (2.81)$$

$$F_T = \frac{Ie}{2\pi\varepsilon_0 r v_z} (1 - \mu_0 \varepsilon_0 v_z^2) \quad (2.82)$$

En posant $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0}$

$$F_T = \frac{Ie}{2\pi\varepsilon_0 r v_z} \left(1 - \frac{v_z^2}{c^2}\right) \quad (2.83)$$

On observe donc que lorsque v_z tend vers c , la force totale s'exerçant sur chaque particule du faisceau tend à s'annuler : dans le cas de faisceau d'électrons ultra-relativistes, les forces défocalisantes et focalisantes ont tendance à se compenser. L'effet de charge d'espace devient faible, d'où l'intérêt d'accélérer fortement les électrons au plus près de la photocathode pour les placer dans ce régime favorable.

2.2.1 Guidage du faisceau d'électrons

Pour guider et focaliser le faisceau d'électrons, on utilise des éléments de guidage magnétique. Des électro-aimants disposés le long de la chaîne accélératrice permettent de mettre à profit la force de Lorentz pour dévier les particules.

Les aimants utilisés pour focaliser les électrons sont des quadrupôles (Figure 22). Le champ magnétique et la force correspondante exercée sur les particules de charge q , allant à la vitesse v s'expriment [69]:

$$\text{Champ Magnétique} \begin{cases} B_x = -G \cdot y \\ B_y = G \cdot x \end{cases} \quad \text{Force Magnétique} \begin{cases} F_x = -q \cdot v \cdot G \cdot x \\ F_y = q \cdot v \cdot G \cdot y \end{cases},$$

avec $G = \frac{2\mu_0 NI}{r^2}$ le gradient de champ associé au quadrupôle en Tesla par mètre (T/m). On appelle r la distance radiale de l'aimant par rapport à l'axe du faisceau d'électrons, N le nombre de tours de bobine et I le courant dans la bobine.

Les signes opposés de la force dans chacune des directions transverses x et y montrent que les forces sont exercées dans des sens différents. Les quadrupôles exercent donc une force focalisante dans un des plans transverses et une force défocalisante dans l'autre. Il faut alterner successivement aimant focalisant et défocalisant sur chacun des axes pour obtenir un effet de focalisation simultané dans les deux plans. Sur ELSA on utilise des triplets de quadrupôles.

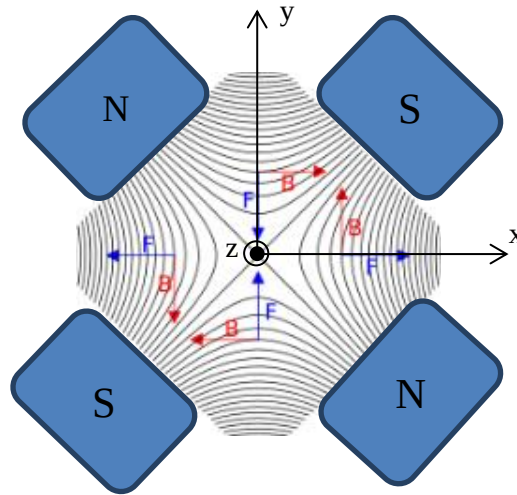


Figure 22 : Représentation des champs magnétiques $\vec{B}$ créés par les aimants d'un quadrupôle et des forces correspondantes $\vec{F}$ exercées sur les particules.

2.2.2 Emittance

Pour obtenir une bonne interaction entre le faisceau d'électrons et le faisceau laser, la qualité géométrique des deux faisceaux doit être optimisée. En ce qui concerne le faisceau d'électrons, les paramètres décrivant la qualité de faisceau sont notamment la dispersion en énergie, le courant crête et l'émission *rms*. Cette dernière est notée ε_{rms} et s'exprime dans les espaces des phases formés par la position et la divergence dans le plan transverse (x, x') et (y, y') par [70] :

$$\varepsilon_{x_{rms}} = \beta\gamma\sqrt{\langle x \rangle^2 \langle x' \rangle^2 - \langle xx' \rangle^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{y_{rms}} = \beta\gamma\sqrt{\langle y \rangle^2 \langle y' \rangle^2 - \langle yy' \rangle^2}$$

Cette quantité est souvent normalisée par les facteurs relativistes des électrons : $\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon$. Ainsi pour des électrons ultra-relativistes $\beta \sim 1$, on utilise l'émission normalisée *rms* : $\varepsilon_n = \gamma\varepsilon$. C'est une quantité qui se conserve le long de la ligne accélératrice tant que les transformations subies par le

faisceau sont linéaires. Elle est homogène au produit d'une longueur par un angle. Dans le plan de focalisation d'un faisceau, si les effets de charge d'espace sont négligeables, l'émittance *rms* normalisée ε_n *rms* est égale au produit de la dimension *rms* de son col $\sigma_e = \sqrt{\langle x \rangle^2}$ par la divergence *rms* du faisceau $\alpha = \langle x' \rangle^2$. Ce produit étant constant, on voit donc que le faisceau sera d'autant plus divergent que l'on cherchera à le focaliser sur une petite dimension, comme c'est par exemple le cas pour la diffusion Compton.

D'une manière générale, l'émittance a tendance à croître lorsque l'on cherche à propager des paquets d'électrons avec une forte charge d'espace.

2.3 Physique des faisceaux laser

Le faisceau laser utilisé dans nos expériences de diffusion Compton inverse est issu d'un oscillateur à verrouillage de modes TEM₀₀. A la sortie de la cavité laser, la taille du faisceau est proche de la limite de diffraction transverse, et le faisceau possède toutes les propriétés classiques des faisceaux gaussiens [71].

Sa propriété la plus importante pour notre interaction est la conservation du produit rayon par divergence entre deux plans de focalisation d'un même faisceau. C'est une propriété tout à fait analogue à celle de la conservation de l'émittance géométrique du faisceau d'électrons.

Les laseristes utilisent en général la notion de « waist » ou « col » $w(z)$ pour décrire la dimension transverse des faisceaux laser. Le col w correspond à un rayon r à $1/e^2$ de l'intensité du faisceau. Dans ce cas, le produit entre le rayon ρ et la demi-divergence θ à $1/e^2$ est constante :

$$\rho.\theta = \lambda / \pi \quad (2.84)$$

On peut noter que ce produit croît comme la longueur d'onde.

Il est par ailleurs important de remarquer que les dimensions à $1/e^2$ correspondent au double des dimensions *rms* : $w = 2 * \sigma_{rms}$, couramment utilisées pour les faisceaux d'électrons. Nous prêterons une attention toute particulière lors de la comparaison entre les dimensions des faisceaux d'électrons et de photons.

Nous présentons ici deux effets influant sur le nombre de photons X produits : l'effet de l'inclinaison des deux faisceaux et l'effet de la taille d'un faisceau par rapport à l'autre.

2.3.1 Effet de l'inclinaison des deux faisceaux mis en jeu

Nous avons représenté sur la Figure 23, l'allure typique de deux faisceaux en interaction. On y voit la différence notable que l'on doit s'attendre à obtenir entre la situation idéale où l'angle entre deux faisceaux parfaitement collimatés vaut 0, et le cas réel où l'on a affaire à des faisceaux gaussiens et un angle d'interaction non plat.

On peut alors évaluer les effets de ces aspects géométriques sur la qualité du recouvrement spatial de la façon suivante :

On utilise la luminosité L de la source définie comme étant le nombre de photons produits par unité de surface et de temps $\frac{dN_X}{dt} = \sigma_{eff} L$, où σ_{eff} est la section efficace de l'interaction donnée en mètres carrés, introduite au chapitre 2.1.3.2.

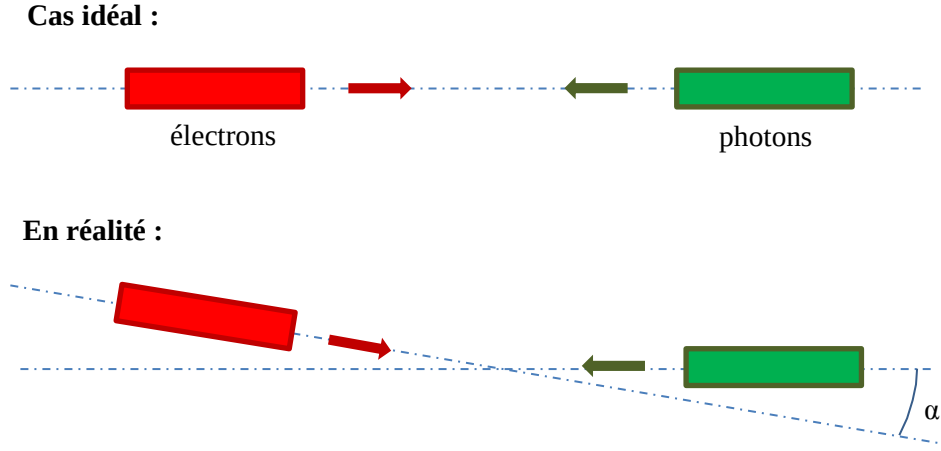


Figure 23: Cas idéal: Le recouvrement est optimal et chaque particule traverse la totalité de l'autre paquet dans le sens de la longueur. En réalité : Le recouvrement est imparfait : chaque particule ne traverse l'autre paquet que partiellement lorsque l'angle α entre les deux trajectoires est non nul.

On peut l'exprimer de la façon suivante [72]:

$$L = \frac{N_e N_p f_{rep} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{2\pi \sqrt{\sigma_{he}^2 + \sigma_{hp}^2} \sqrt{(\sigma_{le}^2 + \sigma_{lp}^2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) + (\sigma_{ve}^2 + \sigma_{vp}^2) \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}} \quad (2.85)$$

où α est l'angle que fait le faisceau laser avec la direction des photons incidents, où N_p est le nombre de photons dans l'impulsion laser incidente, N_e est le nombre d'électrons dans le paquet, f_{rep} est le taux de répétition des interactions, $\sigma_{(h,v)i}$ sont les tailles *rms* transverses (horizontales et verticales) des paquets d'électrons ($i=e$) et de photons ($i=p$) incidents et σ_{li} est la taille longitudinale du paquet au point d'interaction (en mètre). Dans le cas d'une collision frontale ($\alpha = 0$), la luminosité de la source est maximale et dépend uniquement de la taille des faisceaux au point d'interaction.

2.3.2 Influence de la différence de taille des faisceaux mis en jeu

Nous allons voir dans ce paragraphe l'influence de la taille de chacun des faisceaux sur le nombre d'interactions Compton prévues.

Prenons dans un premier temps le cas d'un paquet d'électrons dont la distribution de répartition est homogène. La probabilité d'interaction P entre un photon et la totalité du paquet d'électrons est alors le rapport de la section efficace individuelle de cet électron sur la section du faisceau d'électrons:

$$P = \frac{\sigma_{eff}}{S_{faisceau}} \quad (2.86)$$

Cette probabilité est la même pour tout photon appartenant à un faisceau qui traverse le paquet d'électrons, tant que celui-ci est de taille inférieure ou égale à celle du faisceau d'électrons. Autrement dit, à section de paquet d'électrons fixée, le nombre de photons X qui sera produit ne dépendra pas de la section du paquet de photons tant que celle-ci est incluse dans la section du paquet d'électrons.

Le raisonnement inverse peut bien entendu être tenu, en choisissant une taille fixe pour le faisceau laser et en évaluant la probabilité pour un électron d'interagir avec le paquet de photons. Le fait de diminuer la taille du faisceau d'électrons ne change pas la probabilité d'interaction.

Cela signifie que dans le cas de faisceaux homogènes, et uniquement dans le cas de faisceaux homogènes, il n'est pas utile de concentrer un faisceau lorsque la taille de l'autre a atteint son minimum.

Examinons à présent le cas d'un faisceau d'électrons de distribution transverse gaussienne (Figure 24). Dans ce cas, la probabilité d'interaction pour un photon traversant le faisceau est maximale au centre du faisceau et tend d'autant plus vers zéro que le photon est tiré au bord du paquet d'électrons. Dans ce cas, même si la taille du faisceau d'électrons est fixée, il est toujours préférable de faire un faisceau de photons de taille minimale, centré sur la zone de densité électronique maximum. Encore une fois, ce raisonnement peut être tenu en fixant la taille du faisceau laser : il sera toujours intéressant de réduire alors la taille du faisceau d'électrons.

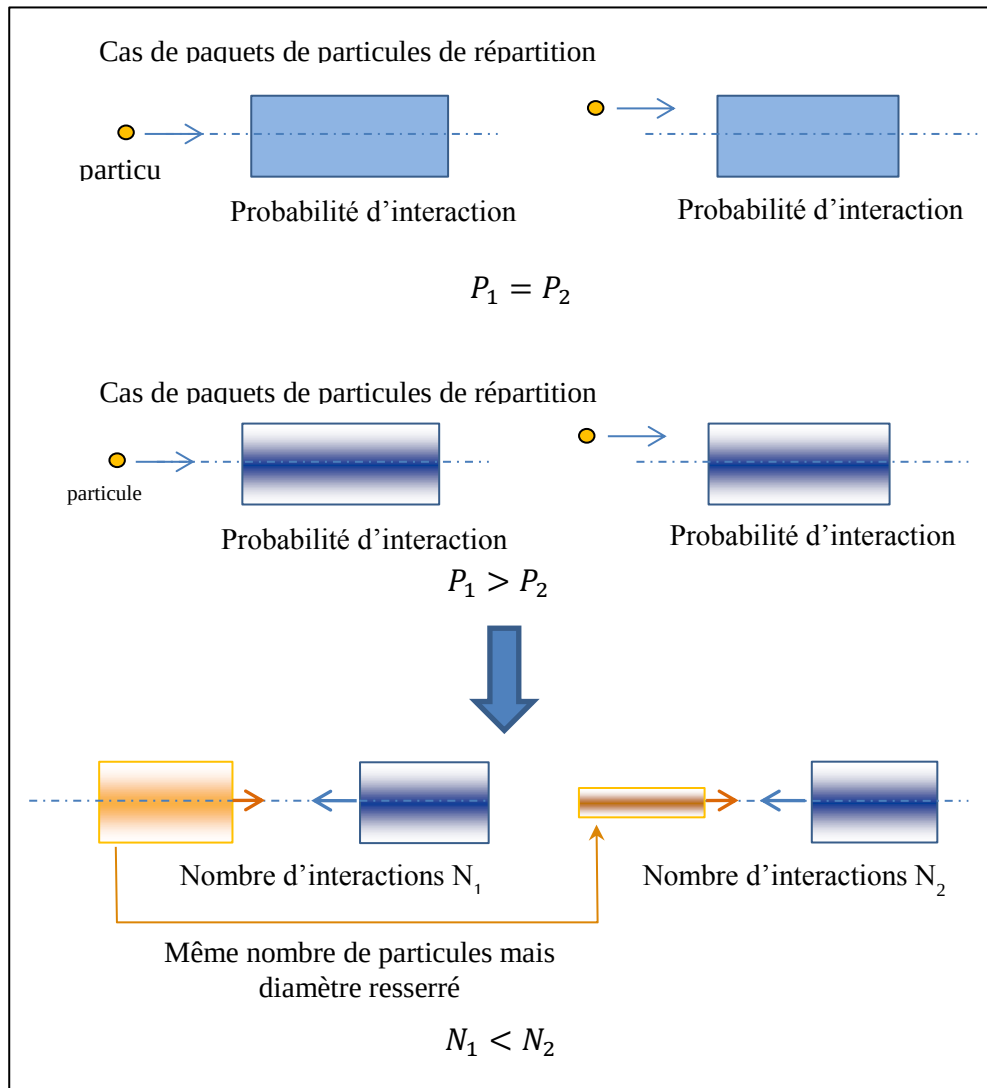


Figure 24: Représentation conceptuelle de la probabilité d'interaction en fonction de la distribution transverse des particules et de la taille des faisceaux mis en jeu.

En conclusion, lors des expériences effectuées avec des faisceaux laser et d'électrons tous les deux gaussiens, il ne faut pas tenter d'égaliser la taille des faisceaux l'un par rapport à l'autre. Il est toujours préférable de minimiser la dimension des deux faisceaux, même si le sentiment intuitif pourrait faire penser que l'on « gâche » pour l'interaction une grande partie des particules du faisceau le plus large. Il existe un facteur de forme η qui permet de prendre en compte ce phénomène lors du calcul analytique du flux émis par la source. Il est introduit au paragraphe 2.4.4 et sera utilisé pour prévoir le nombre de photons X rétrodiffusés dans les conditions expérimentales.

La limite que l'on peut imaginer à la règle précédente réside dans l'effet « sablier ». Cet effet se traduit par une diminution du faisceau au point de focalisation (présence d'un col) (Figure 25). Plus on s'éloigne du col, plus la densité de particules diminue. Etant donné que la zone d'interaction s'étend sur une certaine longueur, liée par ailleurs à la longueur des paquets elle-même (une durée de 30 ps correspond environ à une longueur de 1 cm), la probabilité est donc maximale au col et diminue de part et d'autre. Dans un cas extrême, on peut avoir un col très petit sur une petite longueur et une très grande divergence qui rendrait improbable la rencontre entre électrons et photons en dehors de cette zone.

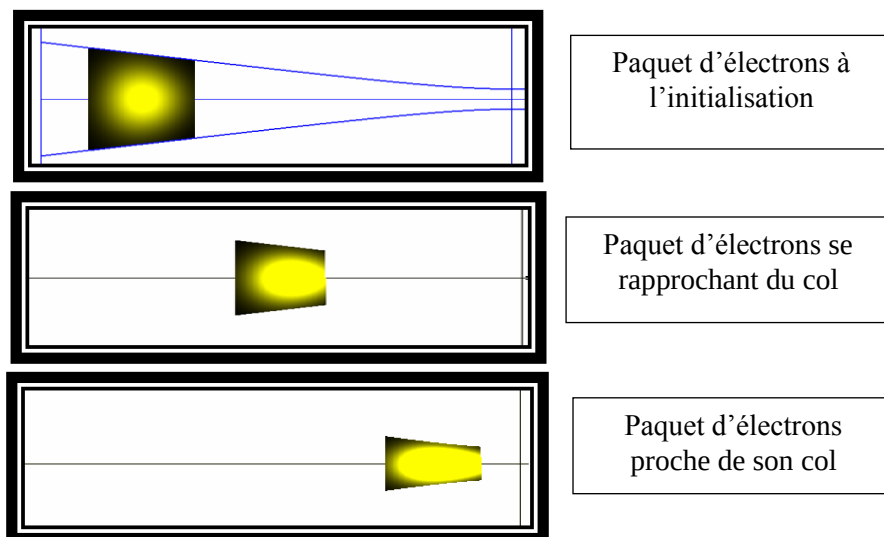


Figure 25 : Evolution de la taille du faisceau progressant vers le point d'interaction.

On comprend donc qu'il existe une limite physique au-delà de laquelle la probabilité d'interaction décroît avec la taille du faisceau d'électrons. C'est ce qui avait été démontré dans la thèse d'Anne Sophie Chauchat [61], d'où est extrait le graphe de la Figure 26.

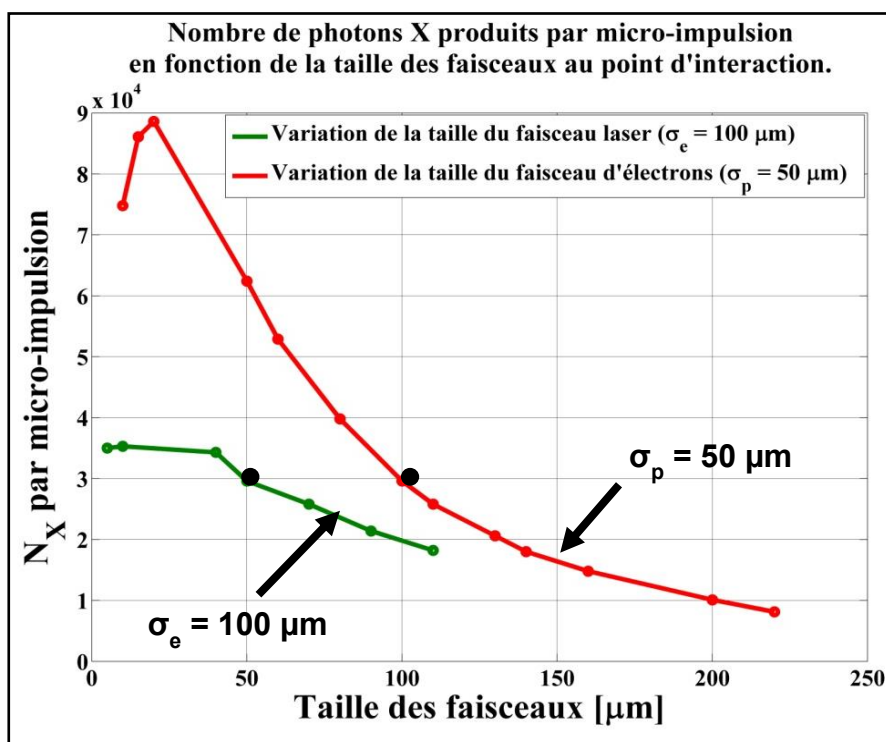


Figure 26 : Variation de la production de photons X en fonction des tailles de faisceaux laser et électronique en prenant différentes émittances pour les électrons.

On y voit que l'effet sablier se manifeste pour des dimensions *rms* du faisceau d'électron inférieures à 20 μm . En ce qui concerne le faisceau laser, la diminution du nombre de photons dû à l'effet sablier est moins visible. Idéalement, il faudra donc se placer dans un régime où la taille transverse du faisceau d'électrons ne descendra pas en dessous de cette valeur limite.

Ce sont néanmoins des tailles de faisceaux nettement inférieures à la taille des faisceaux que nous avons produits expérimentalement au cours de cette thèse. Nous avons donc négligé cet effet dans la suite de ce manuscrit.

2.4 Propriétés du faisceau de photons résultant

Nous décrivons dans ce chapitre les caractéristiques physiques du rayonnement X issu de diffusion Compton inverse, en adoptant le point de vue ondulatoire. En effet, plus que le point de vue particulaire, c'est celui qui nous permet d'aborder des problématiques propres à la physique des ondes électromagnétiques.

2.4.1 Distribution angulaire du rayonnement X

Pour calculer l'angle de diffusion du rayonnement X en fonction de son énergie, on peut utiliser l'équation donnée par la théorie ondulatoire établie pour un électron relativiste (2.70) :

$$\lambda_X(\theta) = \lambda_X(0)(1 + \gamma^2 \theta^2).$$

En posant $\lambda_X(0) = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2}$ l'énergie rayonnée sur l'axe, on exprime la variation de longueur d'onde $\Delta\lambda_X$ lorsque le photon diffusé s'éloigne de l'axe de la façon suivante :

$$\Delta\lambda_X = \lambda_X(\theta) - \lambda_X(0) = \lambda_X(0) \gamma^2 \theta^2. \quad (2.87)$$

Finalement l'élargissement spectral du rayonnement produit par un électron est donné par :

$$\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X} = \gamma^2 \theta^2 \quad (2.88)$$

L'élargissement du cône d'émission associé à cet élargissement spectral est caractérisé par le demi-angle θ_c :

$$\theta_c = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}} \quad (2.89)$$

Le rayonnement est donc anisotrope. Il est compris dans un cône de demi-angle $1/\gamma$. Cette dépendance en γ montre qu'il est possible de diminuer l'ouverture du cône en augmentant l'énergie des électrons.

A 17,7 MeV ($\gamma = 35,6$), la distribution angulaire obtenue pour un électron possède une largeur *rms* de $(1/\gamma)$, soit 28 mrad. Il s'agit cependant d'une estimation théorique de la taille du cône de

diffusion calculée dans le cas d'une interaction à un seul électron. Elle donne un bon ordre de grandeur de la taille du cône de diffusion et sera utilisée pour valider les expériences. Cependant pour se rapprocher de la taille du cône obtenu expérimentalement, il faut prendre en compte le fait que l'électron fait partie d'un faisceau. Les propriétés des faisceaux, présentées au chapitre précédent nous permettent d'identifier plusieurs facteurs pouvant contribuer à l'élargissement du cône de diffusion.

La contribution du faisceau d'électron est fonction de l'émittance normalisée ε_n en $\mu\text{m}.\text{rad}$ et de sa taille au point d'interaction σ_e . Elle est donnée par [73] :

$$\left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)_\varepsilon = \frac{\varepsilon_n^2}{\sigma_e^2} \quad (2.90)$$

L'émittance *rms* normalisée du faisceau d'électrons produit sur ELSA à 18 MeV est typiquement de l'ordre de $\varepsilon_n = 10 \mu\text{m}.\text{rad}$ et la taille du faisceau souhaitée au point d'interaction est de l'ordre de 50 μm . Lors des expériences présentées dans cette thèse, il est plutôt de $\sigma_e = 80 \mu\text{m}$. Dans ce cadre, on estime cette contribution à 1,6%.

On peut aussi prendre en compte l'élargissement provoqué par la dispersion en énergie du faisceau d'électrons. Il est obtenu en dérivant l'expression $\lambda_X(\theta) = \lambda_X(0)(1 + \gamma^2 \theta^2)$ par rapport à l'énergie des électrons exprimée au travers du paramètre γ :

$$\left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)_E = 2 \left(\frac{\Delta E_e}{E_e}\right) \quad (2.91)$$

La dispersion en énergie du paquet d'électrons $\frac{\Delta E_e}{E_e}$ se calcule à partir de la courbure du champ utilisé pour accélérer le paquet. On peut représenter l'onde électrique accélératrice par une sinusoïde. Le paquet d'électrons est soumis à l'onde accélératrice au moment de son maximum d'intensité c'est-à-dire au sommet de la sinusoïde. Les électrons de fin et de début de paquet voient un champ accélérateur diminué par rapport à l'électron accéléré au sommet dit « synchrone ». Leur énergie est diminuée d'un facteur $\cos\left(2\pi f \frac{\tau_e}{2}\right)$. Dans le cas d'ELSA, le champ accélérateur est caractérisé par une fréquence f de 433 MHz et la durée du paquet d'électrons τ_e vaut 34 ps (LTMH). On obtient une diminution en énergie d'un facteur 0.9989 soit une dispersion en énergie pour le paquet d'électrons de $\frac{\Delta E_e}{E_e} = 0.11\%$. La contribution sur la dispersion spectrale du paquet de photons X est donc d'environ 0,2 %.

Enfin, on prend en compte l'élargissement dû à la longueur d'interaction qui s'exprime en fonction du nombre de périodes laser $N_0 = \frac{c \cdot \tau_p}{\lambda_0}$ où τ_p est la durée de l'impulsion laser. En reprenant le formalisme de l'onduleur, il s'agit du nombre d'oscillations effectuées par l'électron dans le champ laser.

$$\left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)_p = \frac{1}{N_0} = \frac{\lambda_0}{c \cdot \tau_p} \quad (2.92)$$

Pour une durée d'interaction de l'ordre de 34 ps avec un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$, le nombre d'oscillations des électrons est $1,92 \cdot 10^4$. On peut donc considérer que l'élargissement

dû à la longueur de l'interaction est négligeable dans le cas de l'interaction Compton inverse sur ELSA.

On estime la largeur spectrale totale du rayonnement en faisant la moyenne quadratique de toutes les contributions à l'élargissement spectral résumées dans le Tableau 6:

$$\left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right) \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)_\varepsilon^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)_P^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)_E^2} \quad (2.93)$$

On peut donc donner un premier ordre de grandeur de la largeur spectrale de la source d'ELSA qui est évaluée à 2%.

Tableau 6 : Bilan des différentes contributions à l'élargissement spectral de la source Compton inverse

Contribution de la géométrie du faisceau d'électron	$\frac{\varepsilon_n^2}{\sigma_e^2}$	1,6%
Contribution de la dispersion en énergie du faisceau d'électron	$2\left(\frac{\Delta E_e}{E_e}\right)$	0.2%
Contribution de la durée de l'impulsion laser	$\frac{\lambda_0}{c \cdot \sigma_t}$	0.005%

De la même manière, on obtient un élargissement total du demi-angle formant le cône d'émission de :

$$\theta_c \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_X}{\lambda_X}\right)} \quad (2.94)$$

Dans le cadre de nos expériences, l'élargissement théorique du cône est de 4 mrad soit 14% pour un faisceau d'électrons de 17,7 MeV ($\gamma = 35,6$).

Grâce à la montée en énergie des électrons produit par ELSA, l'émittance géométrique du faisceau d'électrons sera diminuée (tandis que l'émittance normalisée restera constante). A 30 MeV il sera donc possible de produire un faisceau moins divergent et donc une source plus fine spectralement.

2.4.2 Influence de la polarisation du laser d'interaction

Il existe un effet de la polarisation du laser incident sur la distribution spatiale des photons X émis. On a vu au paragraphe 2.1.3.2 que la densité de probabilité d'émission des photons X est donnée par la section efficace différentielle de l'interaction. Cette section efficace différentielle s'écrit, dans le cas d'un laser polarisé linéairement, de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega} = r_0^2 |\vec{\eta} \cdot \vec{\alpha}|^2, \quad (2.95)$$

avec r_0 le rayon classique de l'électron, $\vec{\eta}$ le vecteur de polarisation du rayonnement diffusé et $\vec{\alpha}$ le vecteur de polarisation de l'onde incidente.

Considérons un laser polarisé verticalement, c'est-à-dire selon $\vec{e}_y$.

Dans ce cas la distribution angulaire de la source est donnée par :

$$\frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega} = r_0^2 (\cos \theta_d \cos \Phi_d - \sin \Phi_d)^2 \alpha_y^2, \quad (2.96)$$

où θ_d et Φ_d sont respectivement les angles que fait la projection de la direction du photon diffusé dans le plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ et $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$.

Si la direction d'observation du faisceau diffusé est dans le plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$, $\Phi_d = 0$ et $\frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega} = r_0^2$. Cependant, si la direction d'observation est dans le plan $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$ dans lequel est contenu la polarisation du faisceau laser incident, $\Phi_d = \frac{\pi}{2}$ et $\frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega} = r_0^2 \cos^2 \theta$. On comprend ainsi que la répartition des particules est plus étroite dans le plan où se situe la polarisation de l'onde incidente.

En conséquence, la source Compton résultant de l'interaction avec un laser polarisé linéairement possède une divergence plus faible dans la direction de l'oscillation transverse, correspondant à la direction de polarisation du laser d'interaction. On peut observer ce phénomène sur la Figure 27 illustrant l'énergie rayonnée par unité d'angle solide pour deux orientations perpendiculaire de la polarisation du laser incident. Ces images ont été obtenues en implémentant notre source à l'aide du code de simulation CALDER Circ qui sera présenté dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

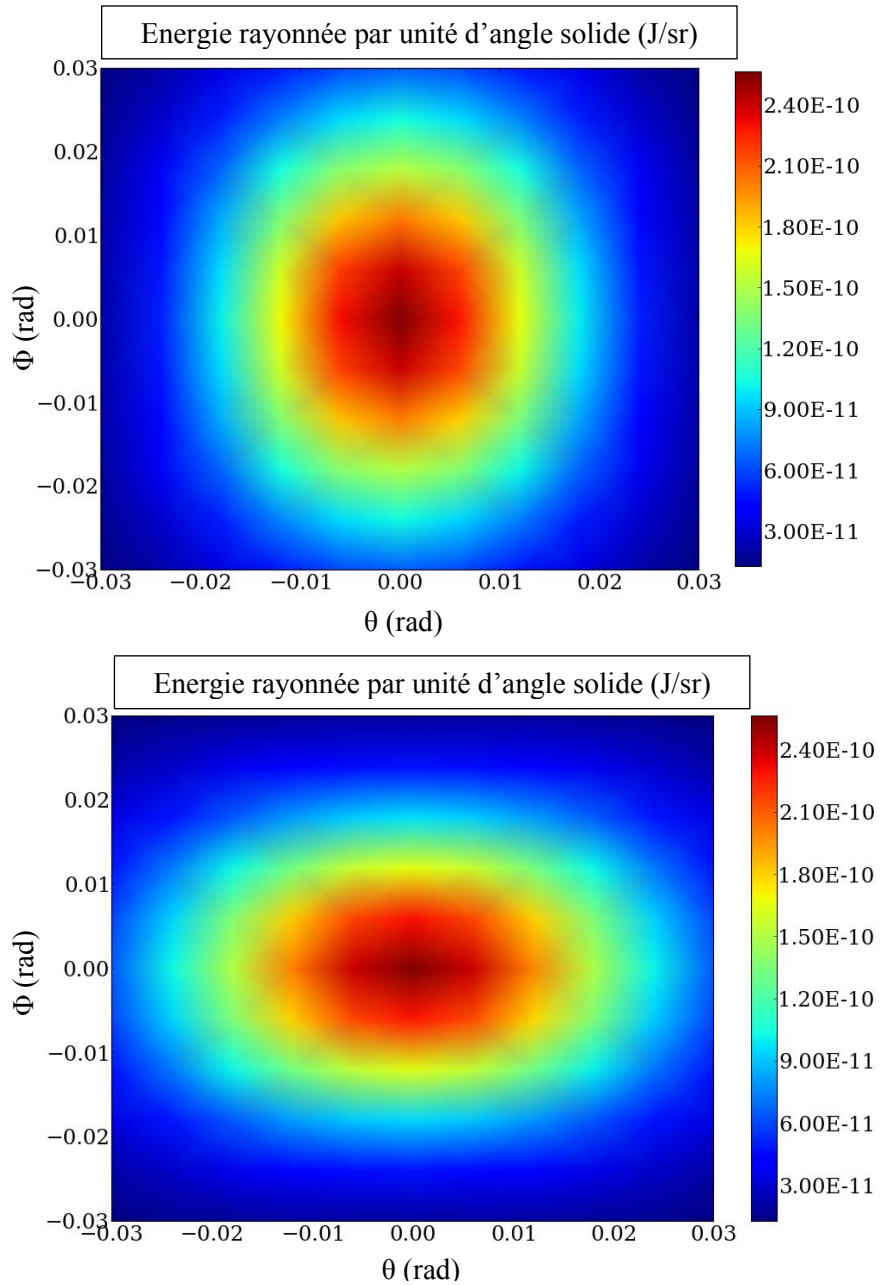


Figure 27 : Energie rayonnée par unité d'angle solide dans les conditions expérimentales dans le cas où le laser d'interaction est polarisé horizontalement (image du haut) et verticalement (image du bas).

2.4.3 Calcul du nombre de photons rétrodiffusés par un électron

Pour connaître le nombre de photons rétrodiffusés par la source il faut d'abord se pencher sur le cas de l'interaction à un électron.

2.4.3.1 Puissance rayonnée

Pour calculer l'énergie rayonnée par un électron dans le formalisme de l'onduleur, on cherche la puissance rayonnée par cet électron dans le référentiel du laboratoire.

On utilise les potentiels retardés pour calculer les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ émis par les électrons. Le but est de prendre en compte le fait que l'on observe à un certain temps t , le rayonnement qui a été émis par la particule à un instant précédent t' . Pour ce faire, il faut établir les dérivées en t' à partir des dérivées en t . Ceci oblige à une manipulation quelque peu fastidieuse des potentiels retardés. La relation entre les deux n'est pas linéaire et dépend des mouvements de la charge.

La relation différentielle reliant le temps retardé t au temps de l'observateur t' lors du déplacement de la charge est telle que [74]:

$$dt = (1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}) dt' \quad (2.97)$$

où $\vec{n}$ est la direction d'observation à une distance r et où $\vec{\beta}$ et $\vec{\dot{\beta}}$ sont la vitesse et l'accélération des électrons. Le suffixe *ret* signifie que l'équation doit être considérée au temps retardé.

Les potentiels retardés de Lienard Wiechert s'écrivent donc :

$$V(t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r [1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}]_{t'}} \quad (2.98)$$

On obtient le champ $\vec{E}$ en appliquant l'équation suivante obtenue à partir des équations de Maxwell ((2.2) à (2.5)) [75]:

$$\vec{E}(t) = -\vec{\nabla} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (2.99)$$

$$\vec{E}(t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{c(1 - \beta^2)(\vec{n} - \vec{\beta})}{r^2(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} + \frac{(\vec{n} \times (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\dot{\beta}})}{r(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} \right]_{ret} \quad (2.100)$$

Le champ $\vec{B}$ est obtenu en appliquant l'équation issue de l'équation de Maxwell (2.4):

$$\vec{B}(t) = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.101)$$

$$\vec{B}(t) = \frac{1}{c} [\vec{n} \times \vec{E}]_{ret} \quad (2.102)$$

Les champs de Lienard-Wiechert (2.100) contiennent deux termes. Le premier à décroissance plus rapide, en $1/r^2$, est dit à champ proche; le second, à décroissance plus lente, en $1/r$, est dit à champ lointain.

L'expression du champ électrique rayonné dans l'approximation où les champs lointains sont dominants peut alors s'écrire :

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c} \left[\frac{\vec{n} \times ((\vec{n} - \vec{\beta}) \times \vec{\dot{\beta}})}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 r} \right]_{ret} \quad (2.103)$$

La puissance rayonnée par une particule sur une surface S correspond au flux du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$:

$$P = \iint_S \vec{\Pi} \cdot \vec{n} dS$$

où $\vec{\Pi} = \vec{E} \times \frac{\vec{B}}{\mu_0}$ est le vecteur de Poynting.

La distribution angulaire de la puissance rayonnée par un électron vue par un observateur situé à une distance r de la charge s'exprime alors :

$$\frac{dP}{d\Omega} = (\vec{\Pi} \cdot \vec{n})(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}) r^2. \quad (2.104)$$

En posant $\vec{\beta} \sim 0$, on obtient la distribution angulaire en remplaçant $\vec{E}$ et $\vec{B}$ par leurs expressions dans l'intégrale du vecteur de Poynting :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{(4\pi)^2 \epsilon_0 c} \left| \vec{n} \times [\vec{n} \times \dot{\vec{\beta}}] \right|^2 \quad (2.105)$$

En intégrant (2.105) sur la totalité des angles solides, on obtient la formule de Larmor donnant la puissance totale émise par un électron accéléré non relativiste en fonction de son accélération:

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} |\dot{\vec{\beta}}|^2 \quad (2.106)$$

avec $\vec{\beta} = \frac{\vec{p}}{mc}$.

On peut retrouver la puissance totale moyenne rayonnée par le dipôle oscillant (2.11). La démonstration est faite en annexe 2.

Dans le cas où l'électron est animé d'un mouvement relativiste on a $\beta \rightarrow 1$ et la distribution de puissance rayonnée devient:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{(4\pi)^2 \epsilon_0 c} \frac{\left\{ \vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}] \right\}^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5} \quad (2.107)$$

Il est alors possible de généraliser la formule de Larmor (2.106) à un électron relativiste [75]. La nouvelle expression donne la puissance rayonnée par un électron relativiste :

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\left(\dot{\vec{\beta}} \right)^2 - \left(\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}} \right)^2 \right] \quad (2.108)$$

La formule de Larmor relativiste (2.108) peut aussi être écrite sous la forme suivante [76] qui nous permet d'exprimer la puissance rayonnée en fonction du mouvement de l'électron :

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{(mc)^2} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 - \left(\frac{d\gamma}{dt} \right)^2 \right] \quad (2.109)$$

On a vu précédemment que le mouvement transverse de l'électron est décrit par : $x(z) = \frac{a_0}{\gamma k_u} \cos(k_u z)$ (2.59). Pour connaître la puissance moyenne rayonnée par cet électron, on injecte cette expression dans l'équation de puissance (2.109)[67].

$$\bar{P} = \frac{\pi e^2 c \gamma^2 a_0^2}{3\epsilon_0 \lambda_u^2} \quad (2.110)$$

où λ_u est la période « magnétique » associée à l'onduleur modélisant le mouvement d'oscillation transverse de l'électron. Elle correspond aussi à la période d'oscillation de l'électron dans son propre référentiel.

2.4.3.2 Energie Rayonnée

L'énergie rayonnée par période s'obtient donc en multipliant la puissance rayonnée par la durée moyenne d'une oscillation laser dans le référentiel de l'électron au repos.

La durée d'une oscillation dans le référentiel de l'électrons au repos s'écrit : $\Delta T = \frac{\lambda_u}{c}$. Elle est deux fois plus courte que la période optique de l'onde électromagnétique incidente $\Delta T = \frac{\Delta T_0}{2}$ qui se propage dans le sens opposé aux électrons.

On exprime donc l'énergie rayonnée par un électron pendant une oscillation par :

$$\bar{I} = \bar{P} \cdot \Delta T = \frac{\pi e^2 \gamma^2 a_0^2}{3\epsilon_0 \lambda_u} \quad (2.111)$$

2.4.3.1 Nombre de photons rayonnés

Le nombre de photons émis s'obtient en divisant l'énergie totale rayonnée par l'énergie moyenne d'un photon X.

On cherche ici à calculer le nombre de photons X émis sur l'axe par un électron pendant une oscillation dans le référentiel du laboratoire :

$$N_X = \frac{\bar{I}}{E_X} \quad (2.112)$$

On estime que l'énergie moyenne des photons est de $E_1 = \frac{\hbar\omega_{\theta=0}}{2}$, soit la moitié de l'énergie émise sur l'axe $E_0 = \hbar\omega_{\theta=0}$. Elle peut aussi s'écrire : $E_1 = \hbar \frac{2\pi c}{\lambda_u}$ avec $\lambda_u = \frac{\lambda_0}{2}$.

Or la fréquence du rayonnement sur l'axe dans le référentiel du laboratoire étant $\omega_X = 4\gamma^2\omega_0$, l'énergie du rayonnement produite dans ce même référentiel est $E_X = 4\gamma^2 E_0$. On peut alors relier la

longueur d'onde du rayonnement émis dans le référentiel du laboratoire λ_X à la période des oscillations laser λ_0 :

$$\lambda_X = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2}$$

On a alors :

$$\lambda_X = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \quad (2.113)$$

On peut en déduire l'énergie des photons E_X émis sur l'axe dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie moyenne des photons E_1 dans le référentiel du laboratoire :

$$E_X = 2\gamma^2 E_1. \quad (2.114)$$

En remplaçant E_X par son expression en fonction de E_1 (2.114) puis E_1 par son expression en fonction de λ_u , on obtient une expression de N_X dépendant uniquement des paramètres du laser incident [77]:

$$N_X = \frac{\pi}{3} \alpha a_0^2 \quad (2.115)$$

avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ la constante de structure fine et $a_0 \approx 0,85 * 10^{-9} * \lambda_0[\mu m] * \sqrt{I_0[W/cm^2]}$ l'amplitude normalisée du laser et donc des oscillations effectuées par l'électron.

Enfin la durée d'interaction de l'électron avec l'onde électromagnétique peut être exprimée en nombre de période laser $N_0 = \frac{L_0}{\lambda_0}$ avec $L_0 = c \cdot \sigma_t$, la longueur d'interaction correspondant à la durée de l'impulsion laser σ_t . Le nombre total de photons X rayonnés par un électron pendant toute la durée d'interaction avec l'impulsion laser est donnée par :

$$N_X = \frac{\pi}{3} \alpha a_0^2 N_0$$

2.4.4 Calcul du nombre de photons rétrodiffusés par un paquet d'électrons idéal

Pour obtenir l'énergie rayonnée par bande de fréquence et par unité d'angle solide par un paquet d'électrons constitué de N_e particules il faut sommer les amplitudes rayonnées. Si tous les électrons suivent des trajectoires similaires reliées entre elles par une translation spatio-temporelle, il faut multiplier l'énergie rayonnée par un seul électron, par le carré d'une somme de phases $|\sum_i^{N_e} j e^{i\phi_i}|$ [78]. On considère ici que le rayonnement est émis de manière incohérente, c'est-à-dire que les électrons sont aléatoirement distribués en phase. En effet, les électrons accélérés dans le linac sous forme de paquets sont extraits d'une photocathode par effet photoélectrique. Ils sont donc émis sans aucun lien de phase entre eux. Les amplitudes des trains d'ondes ne s'ajoutent pas.

La cohérence dite « longitudinale » ou temporelle est donnée par la longueur de cohérence L_0 correspondant la longueur de l'onde équivalent. Dans notre cas on a $\lambda_X \ll c \cdot \sigma_t$ donc le rayonnement n'est pas cohérent non plus temporellement.

La somme incohérente des phases impose donc de multiplier le résultat obtenu précédemment par un facteur N_e :

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega|_{N_e}} = N_e \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega|_{N_e=1}} \quad (2.116)$$

On multiplie donc le nombre de photons N_x émis par électron par le nombre d'électrons présents dans le paquet N_e . Le nombre théorique de photons X émis diffusés par le paquet d'électrons est alors :

$$N_x = \frac{\pi}{3} \alpha a_0^2 N_0 N_e \quad (2.117)$$

Cette expression permet de calculer le nombre de photons X produit dans le cas d'une collision frontale. Elle ne prend pas en compte le recouvrement spatial entre les deux faisceaux d'électrons et de photons, ni l'angle d'interaction. Ce dernier impacte pourtant le recouvrement temporel entre les faisceaux.

Afin de prendre en compte la qualité du recouvrement spatial des faisceaux, on peut appliquer au résultat un facteur correctif η . Ce facteur de forme a été calculé par S.K. Ride [77] dans le cas d'une collision frontale ou à angle très faible et correspond au rapport des surfaces des faisceaux.

Lorsque le faisceau d'électrons est plus large que le faisceau de photons, son expression s'écrit :

$$\eta = \min \left[1; \frac{\sigma_{xp}\sigma_{yp}}{\sigma_{xe}\sigma_{ye}} \right]. \quad (2.118)$$

Lorsque le faisceau de photons est plus large que le faisceau de photons, son expression devient :

$$\eta = \min \left[1; \frac{\sigma_{xe}\sigma_{ye}}{\sigma_{xp}\sigma_{yp}} \right]. \quad (2.119)$$

Au cours des expériences effectués avec le faisceau d'électrons de 17,7 MeV, le faisceau laser possédait une taille transverse globalement plus petite que le faisceau d'électrons. Le facteur de forme associé était de 0,7.

Une évaluation du nombre de photons X tenant compte du recouvrement spatiale est donnée par [77] :

$$N_x \approx \alpha a_0^2 N_0 N_e \eta \quad (2.120)$$

En faisant l'approximation que l'angle est suffisamment faible pour se placer dans le cas de la collision frontale, on peut utiliser cette expression pour faire une première approximation du nombre de photons X attendus en sortie de notre source Compton.

On se place alors dans le cadre des expériences mises en œuvre avec des paquets d'électrons d'énergie 17,7 MeV, de charge $Q = 0,4 \text{ nC}$. Les impulsions laser sont émises à $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$ contenant une énergie de 0,5 mJ et possédant une taille *rms* transverse de 50 μm au point d'interaction. La durée du paquet d'électrons est identique à la durée de l'impulsion laser et vaut $d = 34 \text{ ps}$ (LTMH : Largeur Totale à Mi-Hauteur). On a alors : $N_e = \frac{Q}{e} = 2,5 \cdot 10^9$, $N_0 = \frac{c \cdot d}{\lambda_0} = 1,92 \cdot 10^4$ et $a_0 = 0,85 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda_0 [\mu\text{m}] \cdot \sqrt{I_0 \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right]} = 2,7 \cdot 10^{-4}$.

Dans ces conditions on obtient un nombre de photons par interaction de $N_X = 1,74 \cdot 10^3$ pour $\eta = 0,7$.

Dans le cas de notre source Compton sur ELSA, l'angle d'interaction vaut 25 mrad. Afin de quantifier l'effet de cet angle d'interaction sur le nombre d'électrons émis, on utilise l'expression suivante, basée sur le calcul de la luminosité de la source et présenté au paragraphe 2.3.1 :

$$N_X = \frac{N_e N_p \sigma_{Th}}{2\pi \sqrt{\sigma_{he}^2 + \sigma_{hp}^2} \sqrt{(\sigma_{le}^2 + \sigma_{lp}^2) \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) + (\sigma_{ve}^2 + \sigma_{vp}^2) \cos^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right)}} \quad (2.121)$$

où α est l'angle que fait le faisceau laser avec la direction des photons incidents, où N_p est le nombre de photons dans l'impulsion laser incidente, N_e est le nombre d'électrons dans le paquet, f_{rep} est le taux de répétition des interactions, $\sigma_{(h,v)i}$ sont les tailles *rms* transverses (horizontales et verticales) des paquets d'électrons ($i=e$) et de photons ($i=p$) incidents et σ_{li} est la taille longitudinale du paquet au point d'interaction.

Le Tableau 7 donne un exemple des dimensions transverses des faisceaux de photons à 532 nm et d'électrons à 17,7 MeV dans le cadre de l'expérience présentée ci-dessus.

Tableau 7 : Exemple de dimensions transverses pour les faisceaux d'électrons et de photons dans les expériences utilisant des électrons de 17,7 MeV et un faisceau laser de 532 nm.

$\sigma_{hp} (\mu\text{m})$	$\sigma_{he} (\mu\text{m})$
84	105
$\sigma_{vp} (\mu\text{m})$	$\sigma_{ve} (\mu\text{m})$
64	73

Le flux moyen rayonné, c'est-à-dire le nombre de photons produits N_X par interaction obtenus avec cette nouvelle expression tenant compte de l'angle d'interaction de 25 mrad est de $N_X = 6,05 \cdot 10^2$.

Si l'on veut pouvoir comparer les résultats théoriques obtenus à ceux obtenus avec l'expression (2.120), il faut se placer dans des conditions d'interaction équivalentes pour les deux expressions théoriques. C'est-à-dire qu'il faut calculer N_X dans le cas où les faisceaux se recouvrent parfaitement $\eta = 1$ pour un angle d'interaction nul. Dans ce cas on obtient un nombre de photons X produits par interaction de $N_X = 2,71.10^3$ avec l'expression (2.121) et $N_X = 2,49.10^3$ avec (2.120). La variation entre ces deux résultats est d'environ 8%. Les deux expressions théoriques sont équivalentes et donc valides dans le cas où il n'y a pas d'angle d'interaction et que le recouvrement est parfait.

Au vu des résultats obtenus dans les conditions réelles de développement de la source X sur ELSA, il semble que l'impact sur le nombre de photons X émis de l'angle d'interaction soit plus critique que l'imperfection du recouvrement spatial. Parmi ces deux expressions c'est donc l'expression (2.121) qui est la plus à même de prévoir le nombre de photons produits par notre source Compton. C'est cette dernière qui sera utilisée pour confronter les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques.

Enfin, d'un point de vue temporel, chaque électron dans le paquet produit du rayonnement pendant une durée égale à la durée du pulse laser divisé par le facteur doppler relativiste $4\gamma^2$.

Dans le cas d'une interaction frontale entre un paquet d'électrons ultra-relativistes ($\gamma \gg 1$) et une impulsion laser, la durée du rayonnement produit indépendamment par chaque électron du paquet est négligeable devant la durée du paquet d'électrons.

Dans le cas de paquets d'électrons de durée très courte, la durée de l'impulsion de rayonnement X est quasiment égale à la durée du paquet d'électrons sans tenir compte de la durée de l'impulsion laser. Lorsque la durée du paquet d'électrons devient comparable à la durée de l'impulsion laser, comme c'est le cas dans nos expériences, la durée du rayonnement X émis est donnée par la longueur du paquet d'électrons.

2.4.5 Conclusion sur les propriétés du faisceau de photons X émis

Le faisceau de photons X rétro-diffusés par interaction Compton possède une divergence caractéristique de $1/\gamma$. On a vu dans ce paragraphe que les paramètres propres aux faisceaux d'électrons (émittance, dispersion énergétique) et de photons incidents ont un effet sur l'ouverture du cône de rayonnement et donc sur la finesse du spectre énergétique rayonné. Ainsi, travailler pour réduire l'émittance du faisceau d'électrons peut permettre d'augmenter le nombre de photons rayonnés par unité d'angle solide.

D'un point de vue plus global, la forme des faisceaux a une influence sur le nombre total de photons X produits. Pour maximiser la probabilité d'interaction la taille des faisceaux doit être la plus petite possible au point d'interaction.

Dans le cas particulier de notre source Compton inverse sur ELSA, l'élargissement angulaire est d'environ 4 mrad. Le flux de photons X attendu est de l'ordre de 6.10^2 ph/interaction.

2.5 SMILE : description théorique

Nous avons jusqu'à présent concentré notre attention sur les propriétés physiques des faisceaux au cours d'une interaction unique. Comme nous l'avons évoqué en introduction, l'idée de recyclage des photons est extrêmement intéressante si on veut augmenter fortement la production de photons X. Nous présentons dans cette partie les aspects théoriques du système d'empilement de photons que nous avons mis au point au cours de ce travail de thèse.

2.5.1 Motivations

Le rendement de production de rayonnement X par diffusion Compton est lié à la section efficace d'interaction qui est extrêmement faible. Il est aussi dépendant du nombre de particules mises en jeu dans l'interaction. Nous allons donc d'abord présenter les facteurs limitant la production afin de justifier la stratégie pour laquelle nous avons opté dans le but de l'augmenter.

2.5.1.1 Analyse des limitations

Dans le cas de la production d'une impulsion X unique, il convient tout d'abord de faire une analyse des limitations aux nombres de photons et d'électrons qu'il est possible de faire interagir.

2.5.1.1.a Limitation en nombre d'électrons

En ce qui concerne le nombre d'électrons, la limitation provient des effets de charge d'espace. En effet, lorsque l'on augmente la charge contenue dans un paquet de dimensions transverses et longitudinales données, la densité des particules du paquet provoque l'apparition d'une force d'origine électrique qui a tendance à le faire exploser, et à accroître les effets non linéaires qui déforment celui-ci dans l'espace des phases. Dans ce cas, son émittance augmente, provoquant dans le même temps une augmentation de la taille minimale que l'on peut atteindre au point d'interaction. Cette augmentation de taille se traduit par une baisse de densité de charge et donc par une baisse de la probabilité d'interaction.

Sur ELSA, on estime que l'on sait conserver une émittance *rms* normalisée suffisante pour la source Compton, de 10 $\mu\text{m}.\text{rad}$, pour une charge inférieure à 4 nC et une durée d'impulsion totale à mi-hauteur de 30 ps.

2.5.1.1.b Limitation en nombre de photons

En ce qui concerne le nombre de photons, la limitation provient de la limite de tenue au flux des optiques de la chaîne laser, ainsi que des effets non-linéaires de la propagation des faisceaux intenses, susceptibles de faire filamenter le faisceau.

Un certain nombre de précautions ont été appliquées pour pouvoir maximiser l'intensité laser. Pour abaisser autant que faire se peut le flux au niveau du dernier amplificateur laser et au niveau du cristal de doublage de fréquence qui sont les surfaces les plus sollicitées (intensité maximale et traitement optiques en transmission), des optiques de grande dimension ont été choisies. Le barreau

amplificateur Nd:YAG a un diamètre de 25 mm, ce qui est considérable comparé aux valeurs usuellement rencontrées sur les chaînes laser (typiquement 5 à 12 mm). Des cristaux doubleurs de LBO de 25 mm de côté ont été approvisionnés.

On pourrait envisager d'utiliser plusieurs chaînes d'amplification laser, mais le coût deviendrait rapidement prohibitif et la complexité trop difficile à gérer, notamment du point de vue synchronisation et géométrie. Nous nous sommes donc limités à chercher des solutions n'utilisant qu'une seule chaîne d'amplification.

2.5.1.2 Recycler ou empiler des photons ?

Utiliser un système optique ressemblant à une cavité pour produire une impulsion unique semble *a priori* contre-intuitif. En effet, le concept de cavité est en général associé à une idée de récurrence. Cependant, en analysant l'origine des limitations de notre système en termes de nombre de photons et de nombre d'électrons, a émergé l'idée d'utiliser plusieurs impulsions laser et un seul paquet d'électrons. En effet, la limitation en nombre de photons provenant essentiellement de la tenue au flux des optiques, il est possible de produire plusieurs impulsions laser décalées dans le temps et de les superposer à un instant précis pour les faire interagir avec le paquet d'électrons unique. On peut dans ce cas parler « d'empilement » de photons.

En faisant entrer successivement N impulsions dans un système optique d'aller-retour de photons, il est possible d'imposer une durée d'aller-retour permettant d'avoir le synchronisme requis entre les impulsions lumineuses.

Nous avons développé un tel système sous le nom de SMILE : Système Multipassage pour Interaction Laser Electrons.

2.5.2 Principe

L'idée consiste à cumuler plusieurs impulsions lumineuses générées séquentiellement par un laser en un même endroit et au même instant coïncidant avec le passage d'une impulsion de particules chargées. Chaque impulsion arrive avec un angle identique par rapport au faisceau d'électrons avec un azimut différent, à l'aide de miroirs répartis autour de l'axe de propagation des électrons.

2.5.2.1 Trajectoire

Le système est constitué de deux ensembles de miroirs répartis circulairement autour de l'axe de propagation des électrons, de part et d'autre du point d'interaction. La distance entre les deux ensembles est ajustée de manière à coïncider avec la demi-distance séparant deux paquets de photons.

Le système présenté sur la Figure 28 est composé de deux fois 7 miroirs, mais il est généralisable à un nombre N de miroirs. La limitation ne provient que de l'angle de divergence intrinsèque (encombrement du cône d'émission) du faisceau laser qui impose le diamètre des miroirs.

Du point de vue géométrique, le laser passe par le trou d'entrée du premier ensemble. Il est réfléchi par le miroir M_1 vers le miroir M_2 . Sur le segment M_1M_2 , il ne passe pas par le point P . En revanche, il est alors réfléchi par le miroir M_2 vers le miroir M_3 sur une trajectoire qui passe par le point P , du plateau 1 vers le plateau 2, tout comme le premier passage du faisceau du trou vers M_1 .

A nouveau, le faisceau est renvoyé vers le plateau 1 sans passer par P , puis du plateau 1 vers le plateau 2 en passant par P .

Ce schéma se répète en suivant l'ordre de l'indice des miroirs, jusqu'à finalement sortir par le trou du plateau 2. On constate alors que toutes les trajectoires sont passées par un point unique : le point P .

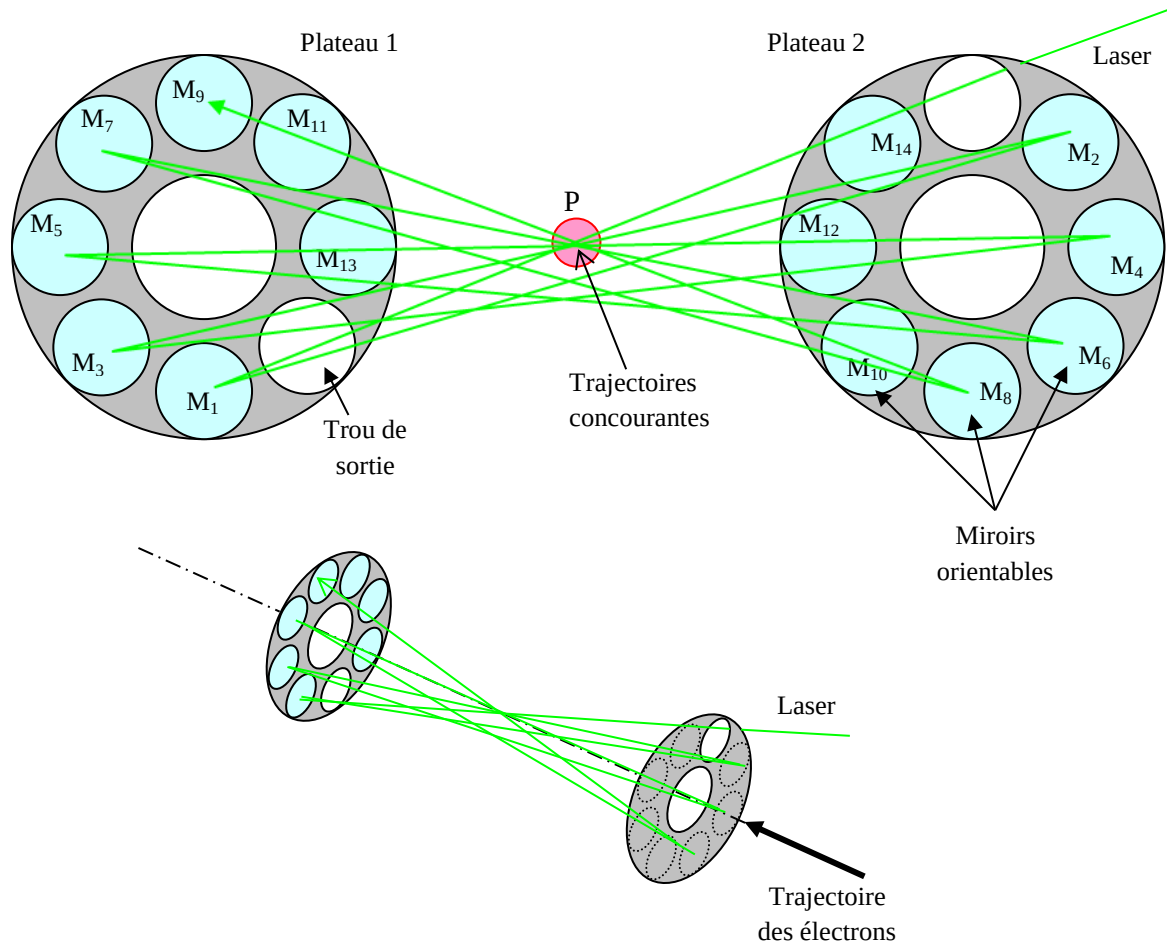


Figure 28 : Schéma de principe expliquant le repliement de la trajectoire du laser dans le SMILE. Cette représentation ne prend donc pas en compte l'aspect temporel du fonctionnement.

Le rayon de courbure des miroirs est choisi de manière à assurer que le faisceau présente systématiquement un col au niveau du point concourant.

2.5.2.2 Déroulement temporel

Le faisceau laser n'est pas émis en continu. Il est constitué d'une série d'impulsions émises à intervalles réguliers. Soit ΔT le temps séparant deux impulsions consécutives. La distance entre les plateaux est ajustée de telle sorte que le temps pour parcourir un aller-retour dans le système est exactement égal au délai ΔT entre deux impulsions laser. De cette manière, si T_0 est l'instant auquel la

première impulsion du train passe au point P , la deuxième impulsion passe par le point P à l'instant $T_0 + \Delta T$ exactement au moment où la première impulsion y effectue son deuxième passage.

De la même façon, chaque impulsion indicée i passera par P pour la j -ième fois au moment où l'impulsion $i-1$ y passera pour la $(j+1)$ -ième fois.

Dans le cas de la Figure 28, prenons un train de 8 impulsions. A l'instant $T_0 + 8 \times \Delta T$, l'impulsion 1 se trouvera au point P pour la 8ème fois. L'impulsion 2 s'y trouvera exactement en même temps, mais seulement pour la 7ème fois, et ainsi de suite. L'impulsion 8 s'y trouvera pour la première fois.

A cet instant particulier, nous aurons donc l'empilement des 8 impulsions au même point P , se propageant dans la direction opposée à celle des électrons. Il s'agit de la configuration optimale du système pour l'interaction. L'angle sera le même que celui correspondant au premier faisceau, mais avec un azimut différent.

Une recherche dans la base de données des brevets a montré qu'une idée similaire a été brevetée au Japon en 2002, sans toutefois de réalisation expérimentale [79].

2.5.3 Dimensionnement du Système

Le système est applicable quelle que soit la longueur d'onde du laser, du proche infrarouge jusqu'à l'UV et quelle que soit l'énergie des particules chargées.

Afin d'étudier quel serait le dimensionnement idéal pour le SMILE, il est intéressant de faire varier les paramètres de l'interaction sur lesquels le système a une influence. On peut par exemple s'interroger sur le nombre de miroirs optimal, non nécessairement limité à 8 (chiffre choisi pour simplifier l'explication du paragraphe précédent) et leur taille. A l'issue de cette étude de variation paramétrique, nous connaissons les paramètres déterminant pour optimiser le flux de photons X produit. On rappelle que le nombre de photons X produit est donné par (2.121):

$$N_X = \frac{N_e N_p \sigma_{Th}}{2\pi \sqrt{\sigma_{he}^2 + \sigma_{hp}^2} \sqrt{(\sigma_{le}^2 + \sigma_{lp}^2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) + (\sigma_{ve}^2 + \sigma_{vp}^2) \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}}$$

On voit bien dans cette équation que les paramètres sur lesquels peut influencer le système SMILE sont respectivement le nombre de photons N_p , la taille transverse du faisceau laser au point d'interaction $\sigma_{(v,h)p}$ et l'angle d'interaction α .

En effet, en supposant qu'on a un nombre N_m de miroirs par plateau SMILE, on est alors capable d'empiler N_i impulsions contenant chacune N_p photons. L'angle α est quant à lui, imposé par l'écartement des miroirs du SMILE par rapport à la direction de propagation des électrons. La dimension du faisceau laser $\sigma_{(v,h)p}$ est dépendante de la taille maximum des miroirs et de leur distance par rapport au point d'interaction.

La mise en équation de ces 3 paramètres permet de nous apercevoir que le dimensionnement du système est uniquement conditionné par deux grandeurs : $R_{couronne}$ le rayon de la couronne sur laquelle sont disposés les miroirs et r_m le rayon des miroirs du SMILE.

$$\alpha = \frac{R_{couronne}}{\frac{L}{2}}$$

$$N_m = \frac{2\pi R_{couronne}}{2r_m} + 1$$

$$\sigma_p = \frac{\lambda L}{4\pi r_m}$$

La distance L entre les deux plateaux est fixée par la fréquence de répétition des impulsions incidentes dans le système.

L'angle solide occupé par le faisceau laser dépend de sa taille désirée au point d'interaction. En effet, la demi-divergence θ à $1/e^2$ d'un faisceau TEM₀₀ répond à la condition : $\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot w}$ où w est le rayon à $1/e^2$ au col du faisceau et λ la longueur d'onde du laser.

La Figure 29 restitue sur une vue schématique les paramètres mis en jeu dans cette étude paramétrique.

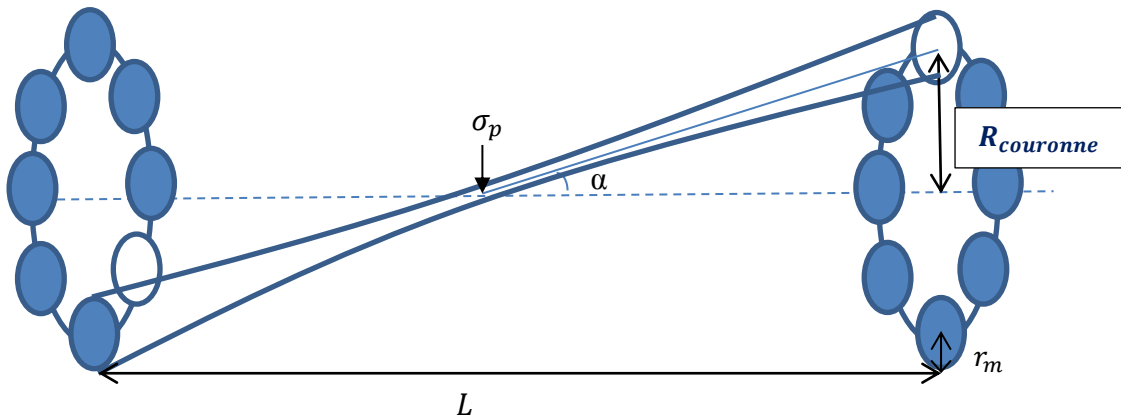


Figure 29 : Représentation en vue schématique des paramètres utiles au dimensionnement du SMILE.

Dans un premier temps, il est important de rappeler un des résultats important, illustré sur la Figure 30, qui a été obtenu lors de l'étude paramétrique effectuée au cours de la thèse précédente dans le cas d'une interaction Compton inverse sans SMILE. Cette étude a montré que le nombre de photons X produits dans un cône de largeur de bande spectrale de 10% est maximum pour des tailles rms $\sigma_{he} = \sigma_{ve} = 20\mu m$ et $\sigma_{hp} = \sigma_{vp} = 5\mu m$. Dans le cadre de notre étude paramétrique du système SMILE, destinée à déterminer la taille de faisceau laser optimale pour nos nouvelles expériences, nous fixerons donc la taille transverse du faisceau d'électrons à $20\mu m$.

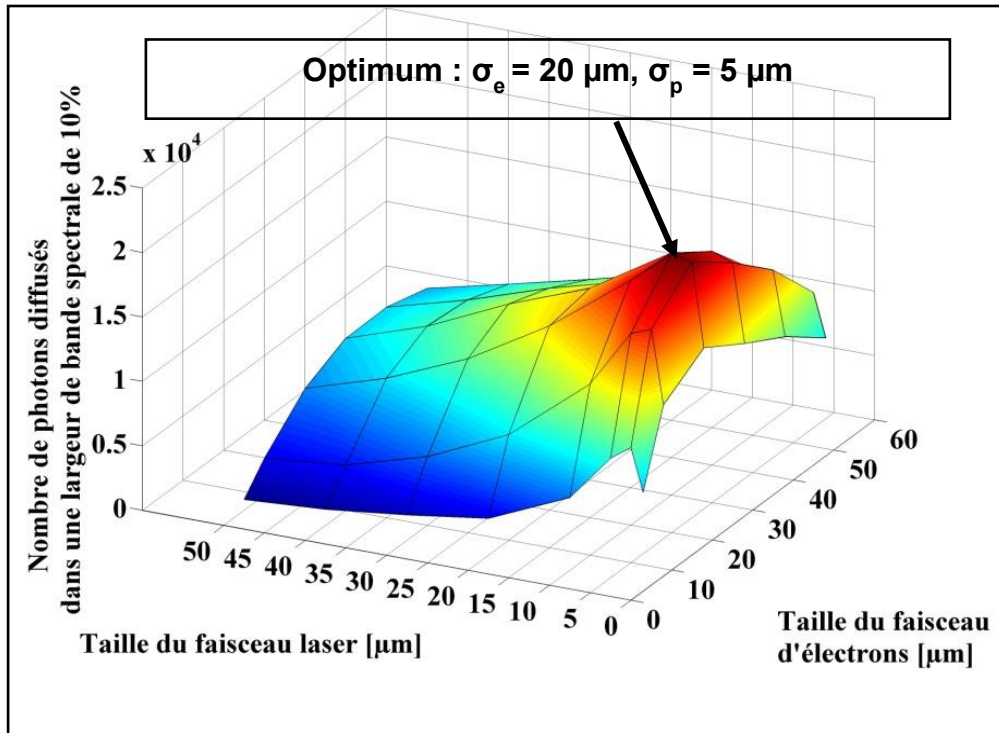


Figure 30 : Nombre de photons émis dans un cône correspondant à une largeur de bande de 10 % (~ 10 mrad) en fonction de la taille des faisceaux pour une émittance constante égale à $10 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ dans les deux plans.

La première étude que l'on peut faire consiste à faire varier le nombre de miroirs composant chacun des plateaux SMILE. Dans un premier temps, on commence par fixer le rayon de la couronne sur laquelle les miroirs seront répartis. Dans ce cas, augmenter le nombre de miroirs sur le plateau implique de diminuer le rayon des miroirs le composant. Cependant, en diminuant la taille du faisceau au niveau des miroirs, on augmente la taille du faisceau au waist. Le graphe suivant montre l'évolution du nombre de photons X produits en fonction de la taille du faisceau laser au point d'interaction, calculée en utilisant l'expression (2.121) qui donne la probabilité d'interaction en fonction de la densité des particules au point d'interaction. Elle est tracée pour différentes valeurs de N_m , nombre de miroirs par plateau disposés sur une couronne de rayon fixe, ce qui revient aussi à faire varier la valeur du rayon des miroirs du SMILE. La configuration prise pour référence est la configuration à 7 miroirs et 1 trou éloignés de 12,5 mm de l'axe de propagation des électrons.

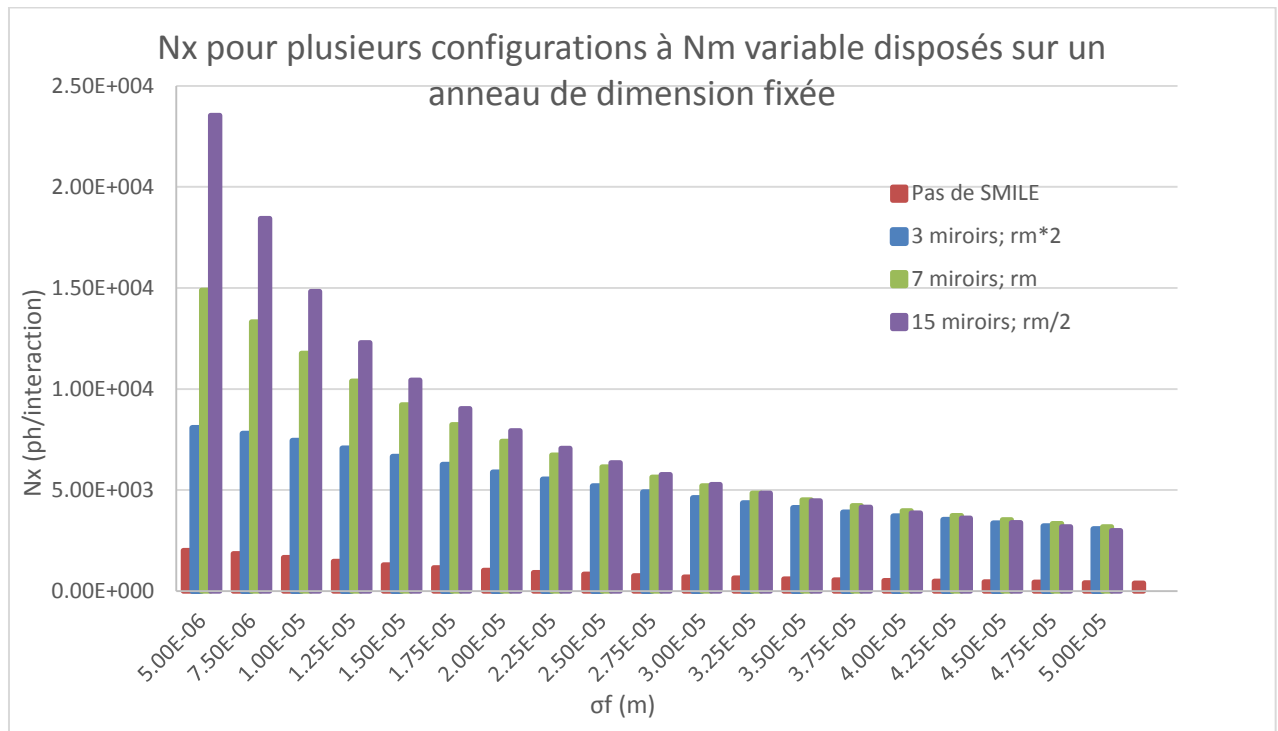


Figure 31 : Evolution du nombre de photons X produit en fonction de la taille *rms* transverse du faisceau laser σ_f considérée identique dans les deux directions. Plusieurs configurations de SMILE au nombre de miroirs variable dans un disque (plateau) de dimension fixée sont comparé à la configuration sans SMILE. La variation du rayon r_m des miroirs du SMILE implique la variation de la taille du faisceau au centre du SMILE. La taille *rms* transverse du faisceau laser d'électrons est identique dans les deux dimensions et vaut 20 μm .

La Figure 31 montre que pour une dimension faible du faisceau laser, il est plus intéressant de maximiser le nombre de miroirs afin d'augmenter le nombre d'impulsions et donc de photons disponibles pour l'interaction. Dès lors que la taille du faisceau désirée au centre du SMILE devient supérieure ou égale à 32,5 μm , il est préférable de diminuer le nombre de miroirs afin de disposer d'une surface utile de miroir plus grande. Mathématiquement, au regard de l'équation (2.121), on peut dire que c'est la taille limite à partir de laquelle la diminution de la taille du faisceau laser l'emporte sur l'augmentation du nombre de photons disponibles pour l'interaction.

La seconde étude devrait logiquement nous amener à faire varier le rayon de la couronne après avoir fixé le rayon des miroirs. On a vu précédemment que le rayon des miroirs fixait une taille minimum pour le faisceau au point d'interaction. Dans ce cadre et si on reste dans des conditions d'angle négligeable par rapport à l'axe, on a tout intérêt à avoir une couronne la plus grande possible afin de maximiser le nombre de miroirs sur le plateau.

D'autre part, il est intéressant d'étudier l'évolution du rayon des miroirs en fonction de la taille désirée du faisceau au point d'interaction pour une longueur L fixée de la cavité. La Figure 32 illustre cette étude pour un exemple de cavité de longueur 1038 mm. On s'aperçoit que pour une taille de faisceau laser de 5 μm , préconisée comme taille optimale sans SMILE, le rayon des miroirs optimal pour ne pas perdre de faisceau tend vers l'infini. Si l'on veut pouvoir disposer plusieurs miroirs de taille raisonnable (de l'ordre de quelques millimètres), il vaut mieux revoir à la hausse la taille visée du faisceau au centre du SMILE. Plaçons-nous alors dans le cas limitant pour lequel la divergence est la plus importante, c'est-à-dire une longueur d'onde de 1064 nm. Pour utiliser des miroirs de rayon 4

mm, la taille rms de faisceau au centre du SMILE sera au minimum de 50 μm (Figure 31). Cette configuration nous paraît raisonnable dans le cadre du développement de cette source Compton inverse.

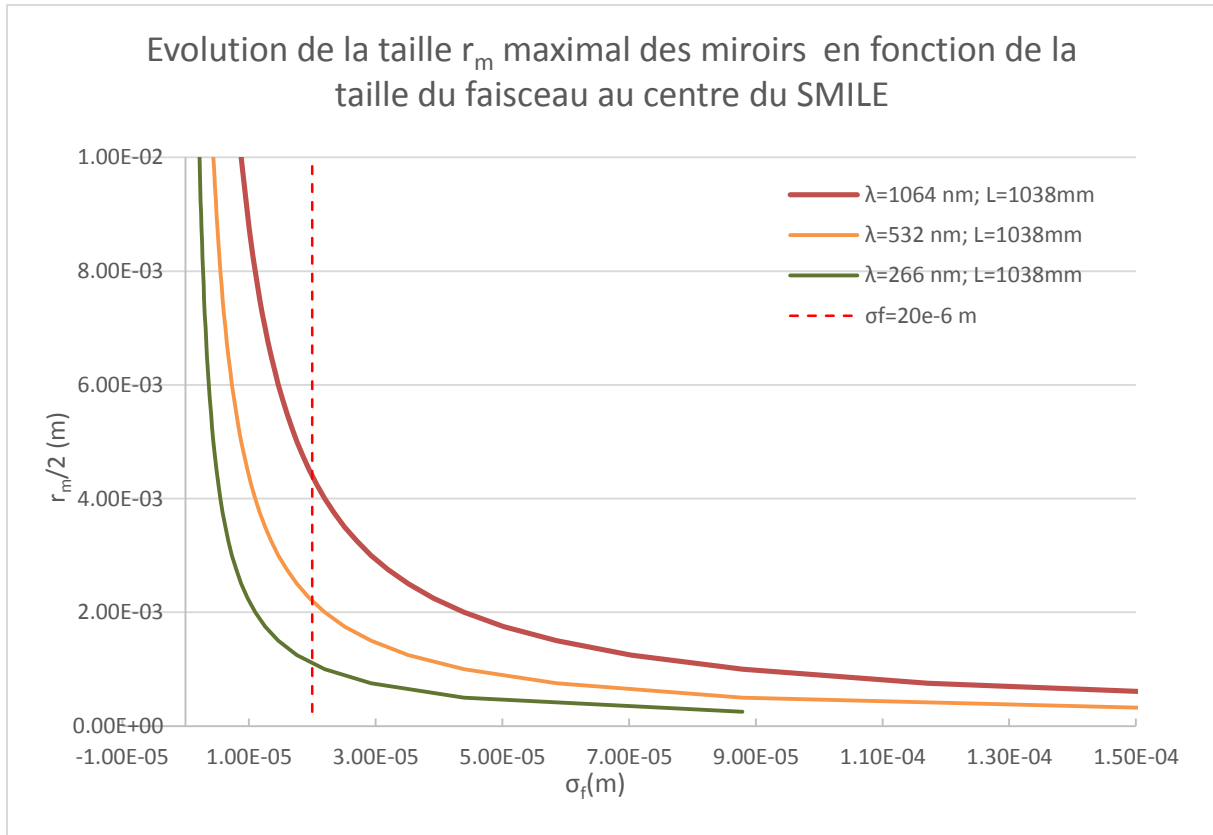


Figure 32 : Evolution de la taille minimum que doivent posséder les miroirs du SMILE en fonction de la taille du faisceau désirée au centre du système pour différente longueur d'onde laser. La longueur de la cavité est de 1038 mm.

Enfin, lors de l'étude paramétrique sans SMILE, il a été montré que le nombre de photons X produits diminue lorsque l'angle d'interaction augmente. Ce phénomène est d'autant plus visible lorsque la durée des micro-impulsions varie. Il est alors important d'avoir une bonne stabilité de la durée des micro-impulsions. De même, on essaiera de réduire au maximum la distance des miroirs par rapport à la direction de propagation des électrons.

Nous avons donc démontré que le principe du SMILE est valable pour un nombre N_m de miroirs et est optimisé pour une taille de faisceau d'électrons de 20 μm et une taille transverse de faisceau laser de l'ordre de 50 μm . Dans le cadre de cette thèse, nous n'envisageons que le cas permettant de l'inclure dans un tube à vide.

Nous présentons dans le paragraphe suivant l'application de cette idée au cas de la source Compton d'ELSA. Le rayonnement X est issu de l'interaction entre des photons de 532 nm ou 1064 nm et des électrons de 17 à 37 MeV. Le choix du diamètre des miroirs et de la longueur du SMILE est effectué en tenant compte de l'espace alloué à la chambre d'interaction et aux contraintes d'alignement du système.

2.5.3.1 Distance Inter-plateaux

La distance entre les deux plateaux est directement liée à la fréquence de répétition du laser. En mode mono-coup, la fréquence de répétition des impulsions laser peut être choisie arbitrairement. Il suffit juste alors d'adapter la distance entre les miroirs pour que le temps d'aller-retour soit égal à la période. En revanche, la précision du synchronisme doit être subpicoseconde, étant donnée la durée des impulsions mises en jeu. Pour atteindre une telle précision, il est en général préférable d'utiliser un oscillateur à verrouillage de mode synchronisé sur l'horloge générale de l'accélérateur ou sur un de ses multiples. La précision de cette synchronisation est, pour notre oscillateur laser, inférieure à 1 ps rms.

Sur ELSA, la fréquence de l'horloge de base est de 72,2 MHz (Figure 33). Pour être compatible avec cette fréquence, on peut choisir n'importe quel multiple de celle-ci, qui servira à asservir l'oscillateur à verrouillage de modes. La distance inter-plateaux correspondant à cette fréquence et à ses deux premiers multiples est indiquée dans le Tableau 8.

Nous souhaitons faire un faisceau de rayon à $1/e^2$ de 100 μm . La demi-divergence à $1/e^2$ correspondant à une longueur d'onde $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ vaut $\theta_0 = 3,4 \text{ mrad}$. La quasi-totalité du faisceau est donc comprise dans un cône d'angle au sommet : $3 \times 3,4 \text{ mrad} \sim 10 \text{ mrad}$. Dans le cas d'un laser de longueur d'onde $\lambda_1 = 532 \text{ nm}$, la demi-divergence $\theta_1 = 1,7 \text{ mrad}$ et la totalité du faisceau est comprise dans un cône d'angle au sommet : $3 \times 1,7 \text{ mrad} \sim 5 \text{ mrad}$.

Pour chaque distance inter-plateaux, on peut donc calculer le diamètre minimal des miroirs à partir de l'encombrement du faisceau laser émis à 1064 nm (cas limitant : $\theta = 10 \text{ mrad}$).

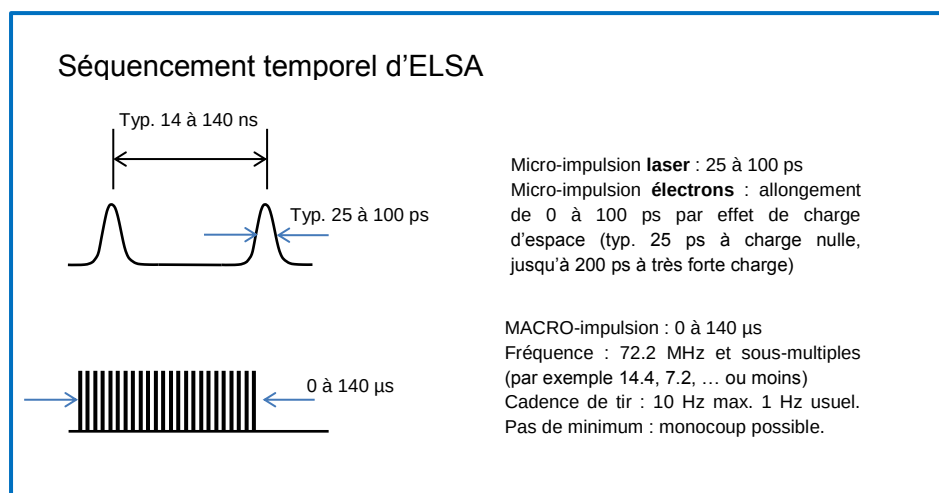


Figure 33 : Séquencement temporel d'émission des paquets de photons et d'électrons sur l'accélérateur ELSA.

Tableau 8 : Dimensions du SMILE en fonction de la fréquence de récurrence des impulsions.

Fréquence	Distance entre plateaux	Diamètre minimal des miroirs
72,22 MHz	2077 mm	10,4 mm
144,44 MHz	1038 mm	5,2 mm
216,66 MHz	692 mm	3,5 mm

Du point de vue de la stabilité des alignements, il est plus intéressant de travailler avec des longueurs courtes. Mais le diamètre des miroirs devient très petit, et l'encombrement mécanique des montures s'avère problématique. Nous avons donc opté pour un compromis à 144 MHz. Dans ce cas la longueur du SMILE vaut 1038 mm et le diamètre des miroirs doit être supérieur à 5,2 mm.

On choisit d'utiliser des miroirs de 9 mm de diamètre, traités de façon homogène sur 7 mm de diamètre utile, afin de garder une marge nécessaire à l'alignement de ce type de système.

Enfin, le nombre de miroirs sur chaque plateau dépend principalement de la dimension des ouvertures dans chaque plateau destinées à laisser entrer le faisceau d'électrons et à laisser sortir le faisceau de rayonnement X. Il faut donc déterminer l'angle solide occupé par chacun des faisceaux.

2.5.3.2 Choix des angles

En ce qui concerne l'émittance du faisceau d'électrons, nous allons évaluer les cas extrêmes qui nous intéressent : 37 MeV et 17 MeV (valeurs de l'énergie cinétique entre lesquelles évoluera notre faisceau d'électrons), car l'émittance géométrique varie en fonction du facteur relativiste γ . On prêtera attention dans ce qui suit du fait que les valeurs *rms* utilisées pour les faisceaux d'électrons ne correspondent pas aux valeurs à $1/e^2$ utilisées par les laséristes. Le rayon à $1/e^2$ des laséristes correspond à la dimension *rms* multipliée par deux.

- **A 37 MeV**, pour une émittance *rms* normalisée estimée au pire des cas à 20 $\mu\text{m}.\text{rad}$ dans le cas de très fortes charges par micro-impulsion (supérieure à 3 nC), l'émittance géométrique vaut 0,27 $\mu\text{m}.\text{rad rms}$. En prenant une taille *rms* de 50 μm , on obtient une divergence *rms* de 5,4 mrad, soit la quasi-totalité du faisceau incluse dans **un cône de 32 mrad**.
- **A 17 MeV**, pour une émittance normalisée de 20 mm.mrad, l'émittance géométrique vaut 0,59 mm.mrad *rms*. On revient à des valeurs d'émittance moins favorables, telles que celles obtenues lors de la précédente thèse. Dans ce cas, il est probable que l'on n'arrive pas à travailler avec une taille *rms* de 50 μm , mais plutôt une taille de 100 μm . La divergence *rms* vaut alors 5,9 mrad et la quasi-totalité du faisceau est incluse dans **un cône de 36 mrad**.

Le faisceau d'X est quant à lui créé dans un cône de demi-angle *rms* $1/\gamma$.

- **A 37 MeV**, $\gamma = 73,4$ et ce demi-angle vaut 13,6 mrad.
- **A 17 MeV**, $\gamma = 34,3$ et ce demi-angle vaut 29 mrad.
- Pour obtenir une monochromaticité correcte, on n'utilise que la moitié de cette ouverture angulaire, c'est-à-dire que la partie utile du faisceau se trouvant dans un cône de demi-angle 7 mrad dans le premier cas et 15 mrad dans le deuxième. Pour prendre une marge, on ménage une ouverture centrale dans les plateaux d'angle au sommet : **30 mrad**.

L'ensemble de ces évaluations angulaires se retrouve sur la Figure 34.

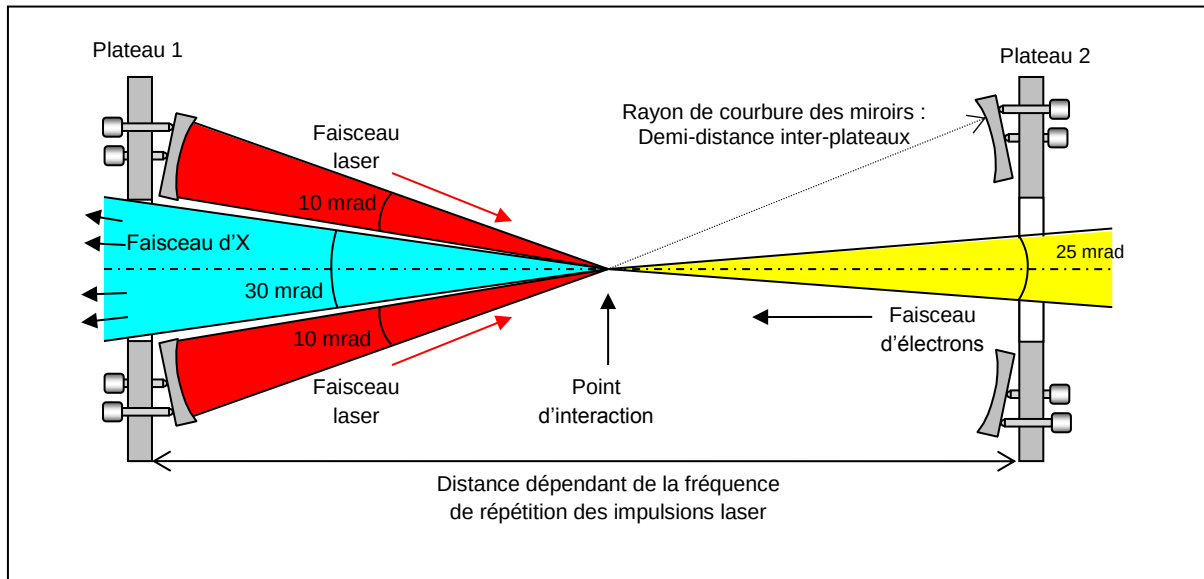


Figure 34 : Coupe horizontale du SMILE : configuration angulaire des faisceaux en interaction et positionnement du dispositif (les angles sont exagérés sur la figure pour des raisons de clarté du schéma).

L'ouverture au centre des plateaux aura un diamètre de 21 mm. Il est possible de disposer 7 miroirs et un trou d'entrée/sortie laser par plateau (Figure 35). Pour toute autre distance entre les deux plateaux, le système peut se déduire par homothétie. Le nombre de miroirs par plateau serait donc conservé. Pour en placer plus, il faudrait augmenter l'angle d'incidence des faisceaux laser, ce qui réduirait le rendement d'interaction.

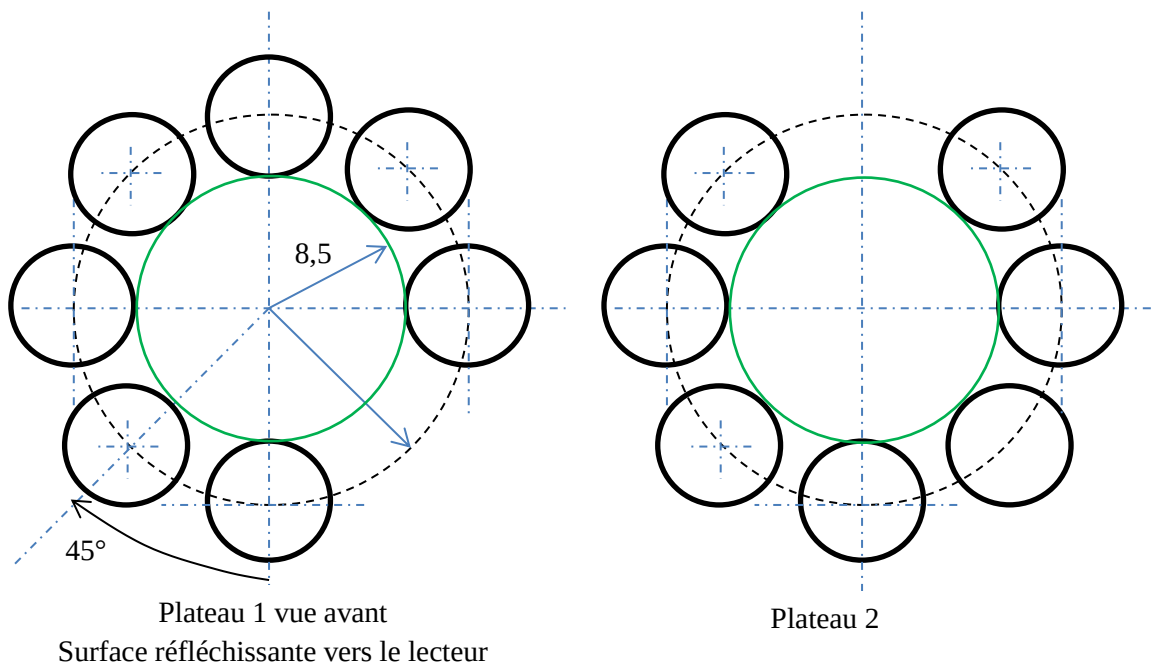


Figure 35: Disposition des miroirs sphériques sur les plateaux SMILE. Le cercle vert délimite l'ouverture centrale de chaque plateau.

2.5.4 Définition des miroirs

Afin de définir le rayon de courbure des miroirs, nous pouvons utiliser la loi de stabilité des cavités laser à deux miroirs sphériques [80], dans le cas symétrique, en négligeant tout effet dû à la position hors axe des miroirs (aberrations géométriques), étant donné que les angles sont faibles (< 25 mrad). Nous aurons l'occasion de vérifier expérimentalement par la suite que l'astigmatisme n'apporte pas de déformation gênante des faisceaux.

En appelant R le rayon de courbure des miroirs, L la longueur de cavité, λ la longueur d'onde du laser et w_0 la dimension à $1/e^2$ au col, on a la relation :

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)}$$

Le choix du rayon de courbure à adopter pour notre SMILE dépend de la taille que l'on cherche à obtenir au point d'interaction. Par exemple, si on tend vers un col de dimension quasi-nulle (la limite de diffraction n'est pas prise en compte dans ce type de calcul), le rayon de courbure tend vers la distance entre miroirs divisée par deux : c'est la limite de stabilité de la cavité.

La Figure 36 représente l'évolution de la dimension du col en fonction du rayon de courbure pour les trois longueurs d'onde de fonctionnement du SMILE 266 nm, 532 nm et 1064 nm. Pour obtenir un col de $100 \mu\text{m}$ à $1/e^2$ (soit $50 \mu\text{m rms}$), avec une longueur de cavité de 1038 mm, le rayon de courbure idéal est de 546 mm à 266 nm, de 526 mm à 532 nm et de 521 mm à 1064 nm.

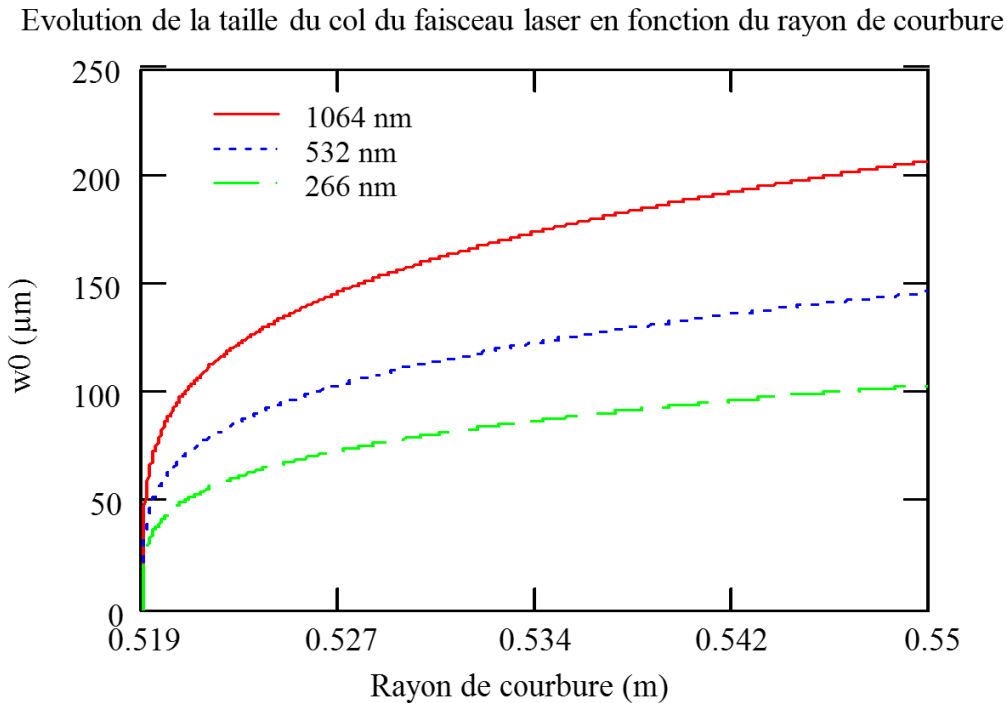


Figure 36 : Evolution de la dimension du col du faisceau laser dans la cavité en fonction du rayon de courbure des miroirs sphériques la composant pour les trois longueurs d'onde de fonctionnement du SMILE.

A l'origine de ce travail, le SMILE a été conçu pour fonctionner en priorité à 1064 nm. C'est la configuration pour laquelle le nombre de photons X attendu est maximal. Le choix du rayon de courbure pour la conception des miroirs s'est donc porté sur rayon de courbure optimisant le transport du faisceau dans le SMILE à 1064 nm soit $R = 520,7$ mm. La source doit cependant tout de même pouvoir être mise en œuvre aux longueurs d'onde 532 nm et 266 nm pour produire du rayonnement dans d'autres gammes d'énergie. D'autre part, au cours de nos premières expériences, il s'est avéré que l'alignement était plus facile à 532 nm qu'à 1064 nm, pour des raisons de visibilité. C'est donc la longueur d'onde visible de 532 nm qui a été utilisée pour cette première mise en œuvre de la source. A 532 nm, la cavité choisie est stable mais le rayon de courbure n'est pas optimisé pour obtenir un col de 100 μm .

Par ailleurs, alors que l'étude des cavités est particulièrement bien adaptée à la définition de lasers dans laquelle les photons font un très grand nombre d'aller-retours, le calcul analytique ne permet pas d'accéder à certaines informations pertinentes dans le cadre de notre travail. En effet, dans notre cas, le nombre d'aller-retours est limité à 8, et il est intéressant d'étudier les conséquences de différentes variations paramétriques sur la taille du faisceau au point d'interaction Compton. En particulier, il y a une incertitude sur le positionnement et la taille du col au premier passage et une incertitude sur le rayon de courbure des miroirs.

J'ai donc développé dans l'environnement MATHCAD un modèle simple basé sur l'optique matricielle afin de décrire l'évolution de la taille du faisceau laser lors de sa propagation dans le SMILE. Il utilise la loi de transport des faisceaux gaussiens connue dans la littérature sous le nom de « loi ABCD ». L'idée est de prévoir les effets de cette cavité sur le faisceau laser aux différentes longueurs d'onde.

2.5.4.1 Formalisme matriciel de l'optique géométrique paraxiale

L'objectif du formalisme est de décrire la transformation subie par un rayon lumineux se propageant dans un système optique par une matrice de 2 lignes et 2 colonnes: $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$.

Dans l'approximation de Gauss, un rayon est défini par sa distance h et son angle d'inclinaison θ par rapport à l'axe optique sur lequel est aligné le système (Figure 37). Les relations permettant de calculer la transformation d'un rayon paraxial incident (h_1, θ_1) en un nouveau rayon à la sortie du système (h_2, θ_2) sont linéaires. La transformation du rayon à la traversée du système peut donc s'écrire dans le formalisme matriciel :

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (2.122)$$

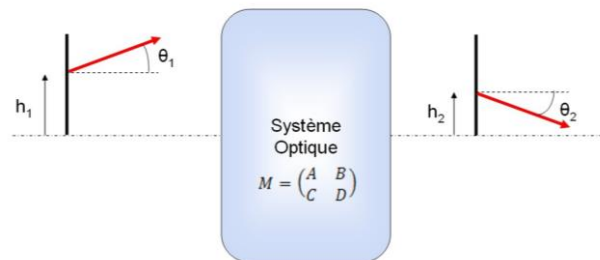


Figure 37: Définitions des paramètres utilisés par le formalisme matriciel.

Tout élément optique (lentille, miroir, simple propagation libre...) peut ainsi être associé à une matrice spécifique.

Pour une propagation libre dans un milieu d'indice n_0 :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{n_0} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.123)$$

Pour un miroir sphérique de rayon R :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_e & 1 \end{pmatrix} \quad (2.124)$$

où $R_e = R \cos \theta$ dans le plan d'incidence avec R le rayon de courbure du miroir ($R > 0$ pour un miroir concave).

Un système optique complexe composé de N interfaces ou milieux consécutifs représenté chacun par une matrice M_n est décrit par une matrice M_T obtenue en multipliant les matrices M_n , dans l'ordre inverse.

$$M_T = M_N \cdot M_{N-1} \cdots \cdot M_1 \cdot M_0 \quad (2.125)$$

Il est possible d'appliquer ce formalisme pour étudier la propagation d'ondes sphériques au travers de différents milieux optiques. Pour cela on identifie le rapport h_1/θ_1 au rayon de courbure R_1 du front d'onde correspondant au rayon optique issu du point O_1 (Figure 38). On définit de la même façon R_2 le rayon de courbure du front d'onde en sortie du système, coupant l'axe optique en un point O_2 .

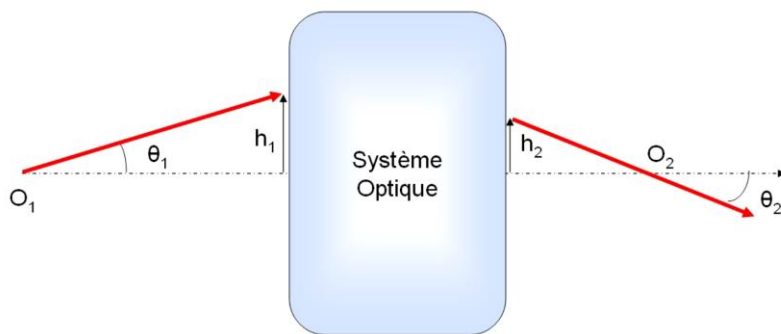


Figure 38: Définition des paramètres utilisés pour décrire la loi ABCD.

On peut donc déduire à partir de la définition de la matrice ABCD (2.122) :

$$\frac{h_2}{\theta_2} = \frac{A \cdot h_1 + B \cdot \theta_1}{C \cdot h_1 + D \cdot \theta_1} \quad (2.126)$$

Or $R_1 \approx h_1/\theta_1$ et $R_2 \approx h_2/\theta_2$. On peut donc écrire :

$$R_2 = \frac{A \cdot R_1 + B}{C \cdot R_1 + D} \text{ (Loi ABCD).} \quad (2.127)$$

La loi « ABCD » (2.127) permet de décrire la propagation d'une onde sphérique dans le système optique modélisé sous forme matricielle. Nous verrons par la suite que cette loi peut être généralisée au cas de rayons de courbure complexe.

2.5.4.2 Propagation des faisceaux gaussiens dans l'espace libre:

L'équation d'onde dans les conditions d'approximation paraxiale est issue de l'équation d'Helmholtz (2.128). Cette dernière régit la propagation d'un rayonnement électromagnétique dans un milieu isotrope selon la direction z .

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \quad (2.128)$$

où $k = \frac{\omega}{c}$ est la norme du vecteur d'onde.

On peut trouver l'ensemble des solutions de l'équation d'Helmholtz correspondant aux faisceaux constitués de rayons paraxiaux se propageant selon la direction principale z .

La solution générale s'écrit : $E(x, y, z) = u(x, y, z)e^{ikz}$ où $u(x, y, z)$ est une fonction complexe dont les variations longitudinales sont négligeables sur une distance égale à la longueur d'onde.

En effet ces équations permettent de connaître l'évolution d'un faisceau gaussien au passage dans n'importe quel système optique à condition de pouvoir appliquer l'approximation paraxiale. Exactement comme les conditions nécessaires pour simplifier les lois de propagation dans le contexte de l'optique géométrique (Loi de Gauss), l'équation d'onde paraxiale implique des restrictions sur les paramètres du faisceau. Les surfaces optiques doivent être sphériques et de distance focale suffisamment longue pour que le diamètre du faisceau puisse être considéré constant sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde. Pour quantifier cette condition, on estime que l'approximation paraxiale n'est plus valable au-delà des inclinaisons du front d'onde de plus ou moins 30° .

En remplaçant cette solution dans l'équation d'Helmholtz, on peut réécrire l'équation d'onde spécifique aux ondes répondant aux conditions de l'approximation paraxiale :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \text{ (équation d'onde paraxiale).} \quad (2.129)$$

Une solution de cette équation est constituée par le mode fondamental gaussien appelé TEM_{00} :

$$u(x, y, z) = A(z)e^{-ik\left(\frac{x^2+y^2}{2q(z)}\right)} \quad (2.130)$$

avec :

- $A(z) = A_0 e^{-i\Delta\phi(z)}$ où A_0 l'amplitude maximale de l'onde et $\Delta\phi$ est le déphasage complexe.

- $q(z)$ = rayon complexe du faisceau.

Il s'agit du champ d'une "onde sphérique paraxiale", qui n'est qu'une solution approchée de l'équation de Helmholtz.

En injectant cette solution dans l'équation d'onde paraxiale (2.129), on obtient la loi de propagation du rayon complexe :

$$q(z) = q(0) + z \quad (2.131)$$

$$A(z) = A(0) + \frac{q(0)}{q(z)} \quad (2.132)$$

Après quelques manipulations algébriques à l'aide de l'expression (2.131), l'expression (2.132) devient :

$$q(z) = \frac{q(0)(A(0) + 1) + A(0) \cdot z}{A(z)q(0) + A(z)z} \quad (2.133)$$

C'est l'expression que nous utiliserons par la suite pour suivre l'évolution du rayon complexe dans le SMILE.

Le rayon complexe du faisceau est relié au paramètre de l'onde sphérique par :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} , \quad (2.134)$$

où $R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde et $w(z)$ est le rayon en $1/e^2$ du faisceau.

Dans l'espace entre les éléments optiques (lentilles, miroirs, etc.), la position et le diamètre du waist décrivent complètement le faisceau. Lorsque le faisceau passe par une lentille, un miroir ou une surface diélectrique, son diamètre est inchangé, mais la courbure de son front d'onde est modifiée, ce qui détermine une nouvelle position et un nouveau diamètre pour le waist du faisceau sortant.

Il est possible de modéliser les équations de propagation d'une onde sphérique dans le formalisme matriciel ABCD. Cependant $w(x)$ et $R(x)$ ne sont pas calculés comme h et θ , les variables de l'optique géométrique obtenues par calcul matriciel, mais subissent une transformation bilinéaire complexe.

L'expression complexe de $q(z)$ (2.134) nous indique qu'au waist d'un faisceau ($R = \infty$ et $w = w_0$), q est imaginaire pur. Si la position et le diamètre du waist d'un faisceau sont connus, on peut calculer la valeur de q à cet endroit, puis utiliser la relation bilinéaire ABCD pour calculer q en tout autre point. Pour déterminer le diamètre et la courbure du faisceau en tout point du système, on utilise la matrice ABCD de chaque élément optique pour connaître la transformation de q par cet élément, et donc calculer q en tout point par transformations bilinéaires successives. Mais si on veut seulement connaître la transformation globale de q , il suffit, exactement comme en optique géométrique, de multiplier les matrices ABCD des éléments optiques pour obtenir la matrice du système, et d'appliquer la transformation bilinéaire globale.

2.5.4.3 Application au cas expérimental

La largeur du faisceau initiale, à une certaine distance z_0 de l'origine de l'axe z , est définie par la longueur de Rayleigh tel que:

$$z_0 := \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}$$

Ce paramètre est lié au rayon complexe du faisceau initial par : $q_0 = iz_0$.

Le faisceau initial est donc défini comme une onde plane se propageant selon l'axe z :

$$E_1(x, y) := \left[(E_0) e^{\left[\frac{-i \cdot k}{2 \cdot q_0} (x^2 + y^2) \right]} \right].$$

On définit à présent les différentes matrices de transfert utilisées pour représenter le système SMILE :

- Matrice de transfert d'un miroir concave:

$$M := \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R1} & 1 \end{pmatrix}$$

- Matrice de transfert pour la propagation libre (L est la distance inter-plateaux et vaut 1038 mm) :

$$PA := \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad PA2 := \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad Pa(z) := \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Le faisceau étant initialisé à l'origine de l'axe z , point de la première focalisation, il parcourt la moitié de la distance inter-plateaux correspondant à la matrice PA avant de rencontrer le premier miroir du SMILE. Après cette première réflexion, il se propage sur toute la longueur du SMILE modélisée par la matrice $PA2$. La matrice $Pa(z)$ est la propagation dans un espace libre quelconque.

Le rayon complexe peut alors être calculé à partir de la loi ABCD :

$$q_1(z) := \frac{q_0 \cdot Pa(z)_{0,0} + Pa(z)_{0,1}}{q_0 \cdot Pa(z)_{1,0} + Pa(z)_{1,1}}.$$

Avec $q_1(z) := \text{Im}\left(\frac{1}{q_1(z)}\right)$ la partie imaginaire de q_1 .

L'évolution de la taille du faisceau au cours de sa propagation selon z est régie par la définition de la partie imaginaire du rayon complexe du faisceau :

$$w_1(z) := \sqrt{\frac{-\lambda}{\pi \cdot q_1(z)}}.$$

En tenant compte de la réflexion sur le premier miroir puis d'une courte propagation dans un espace libre, la matrice de transfert correspondant au système optique complexe devient :

$$M_1(z) := Pa(z) \cdot M \cdot PA.$$

A partir de laquelle on obtient le nouveau rayon complexe :

$$q_2(z) := \frac{q_0 \cdot M_1(z)_{0,0} + M_1(z)_{0,1}}{q_0 \cdot M_1(z)_{1,0} + M_1(z)_{1,1}}$$

On renouvelle le calcul autant de fois que le faisceau est replié dans le SMILE jusqu'à décrire entièrement le comportement du faisceau laser jusqu'à sa sortie du système.

$$M_2(z) := P_a(z) \cdot M \cdot P_{A2} \cdot M \cdot P_A$$

$$M_3(z) := P_a(z) (M \cdot P_{A2})^2 \cdot M \cdot P_A$$

$$M_4(z) := P_a(z) (M \cdot P_{A2})^3 \cdot M \cdot P_A$$

On se place d'abord dans les conditions de fonctionnement optimales du SMILE, pour une longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, un rayon de courbure $R = 520,7$ mm et une longueur de cavité $L = 1038$ mm (Figure 39). La taille du col du faisceau au premier passage au centre du système est de $100 \mu\text{m}$. Dans ce cas, la taille du faisceau sur les miroirs ainsi qu'au point d'interaction, n'évolue pas et le col est constant à la valeur de $100 \mu\text{m}$.

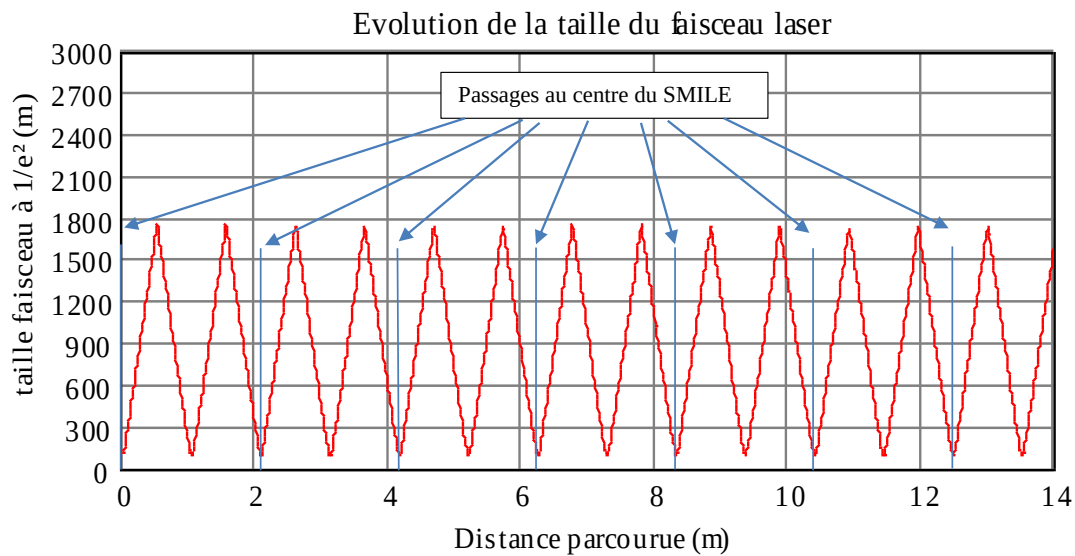


Figure 39 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE (courbe rouge). Les segments tracés en bleu signal chaque nouveau passage du faisceau par le centre du SMILE. Dans ce cas le col est systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre du système.

Nous allons étudier dans un premier temps la conséquence de l'erreur sur le col formé au niveau du premier passage au centre du SMILE sur la taille transverse du faisceau. La Figure 40 et la Figure 41 représentent la propagation du faisceau laser dans la cavité précédemment décrite pour des cols de faisceaux initiaux de $110 \mu\text{m}$ et $90 \mu\text{m}$.

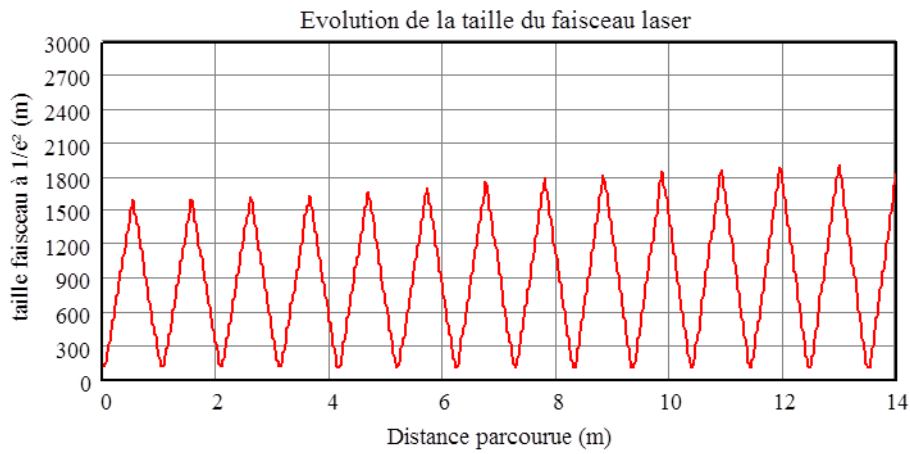


Figure 40 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $110 \mu\text{m}$.

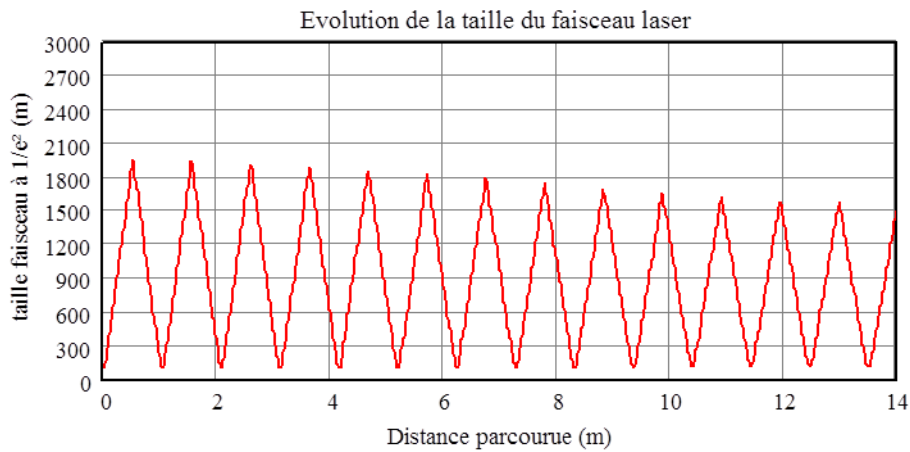


Figure 41 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $90 \mu\text{m}$.

La première constatation que l'on peut faire en observant les Figure 40 et Figure 41 concerne la taille du faisceau dans le plan des miroirs du SMILE. Dans le premier cas où $w_0 > 100 \mu\text{m}$, elle augmente jusqu'à atteindre 1,9 mm. Dans le second cas où $w_0 < 100 \mu\text{m}$, elle diminue jusqu'à une dimension inférieure à 1,5 mm. Du point de vue de l'encombrement des faisceaux, une erreur de plus ou moins $10 \mu\text{m}$ sur la taille du col au premier passage n'est pas critique, la totalité du faisceau reste contenue dans la surface utile du miroir de 4 mm de rayon.

Dans les deux cas, la position du col du faisceau est maintenue au centre du SMILE à chacun de ses passages par ce point. Regardons plus précisément comment évolue la taille du col à chaque passage du faisceau par le centre du SMILE dans chacun des cas (Figure 42).

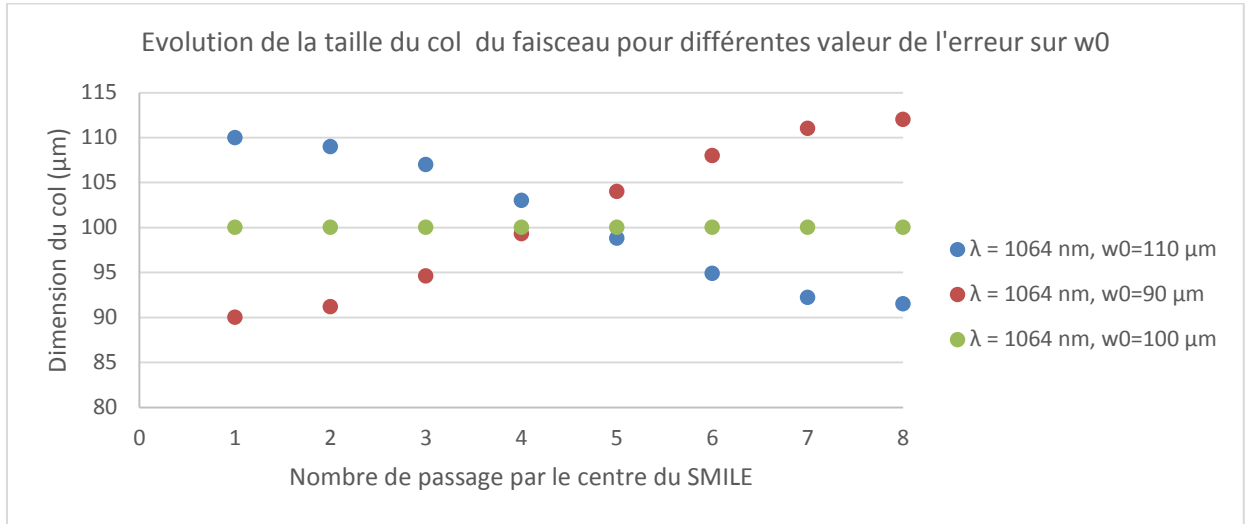


Figure 42 : Evolution de la taille du col du faisceau au centre du SMILE au cours de sa propagation pour différentes valeurs de l'erreur sur la dimension transverse du col initial w_0 .

La Figure 42 nous renseigne sur la variation de la taille du faisceau au centre du SMILE en fonction de l'erreur de mesure du col au premier passage par le centre. Cette variation ne dépasse pas 15 % tant que la taille du col initiale est comprise entre 90 et 100 μm . Ce qui correspond à une variation de la taille *rms* du faisceau au centre du SMILE inférieure à 7,5%.

Une autre source d'erreur pouvant être étudiée avec ce formalisme est l'incertitude sur la position longitudinale du col. Pour quantifier cette erreur, on utilise l'expression suivante donnant la variation de la taille du faisceau en fonction de la distance par rapport au positionnement du col :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}.$$

Le paramètre z_r est la longueur de Rayleigh caractérisant la distance longitudinale à partir de laquelle la taille du faisceau est supérieur à $\sqrt{2}w_0$. On rappelle que son expression est donnée par :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}.$$

Dans le cas idéal où la dimension du col est de 100 μm , la longueur de Rayleigh est de 30 mm pour $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

Sachant qu'il est possible de distinguer une variation du col du faisceau de 10 μm , on estime être capable de positionner le col du faisceau au centre du SMILE avec une incertitude de plus ou moins 10 mm.

On étudie alors l'effet d'un décalage de positionnement de plus ou moins 5 mm et 10 mm sur la propagation du faisceau dans le SMILE. La propagation du faisceau est représentée avec le formalisme matriciel sur les figures suivantes (Figure 43, Figure 44, Figure 45 et Figure 46) pour des décalages respectifs de -10 mm, -5 mm, 5 mm et 10 mm. Les valeurs négatives de décalage signifient que le col du faisceau se forme en amont du centre du SMILE.

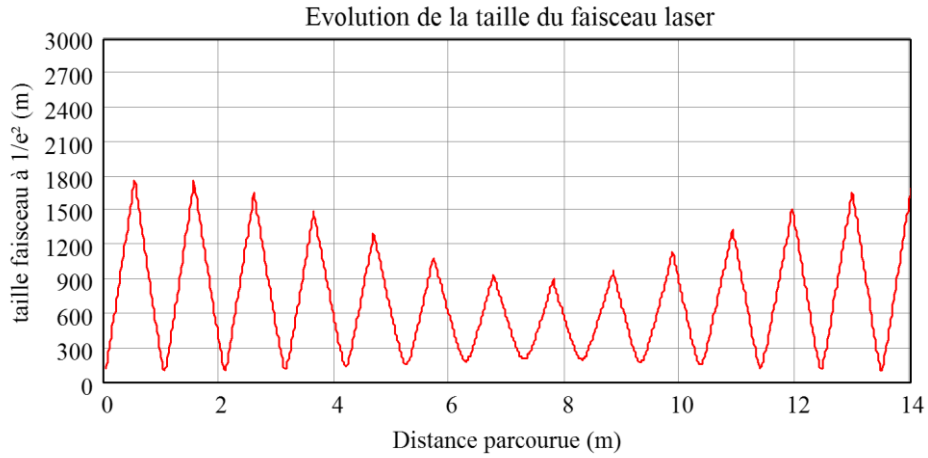


Figure 43 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $100\ \mu\text{m}$ et un décalage $\Delta z = -10$ mm.

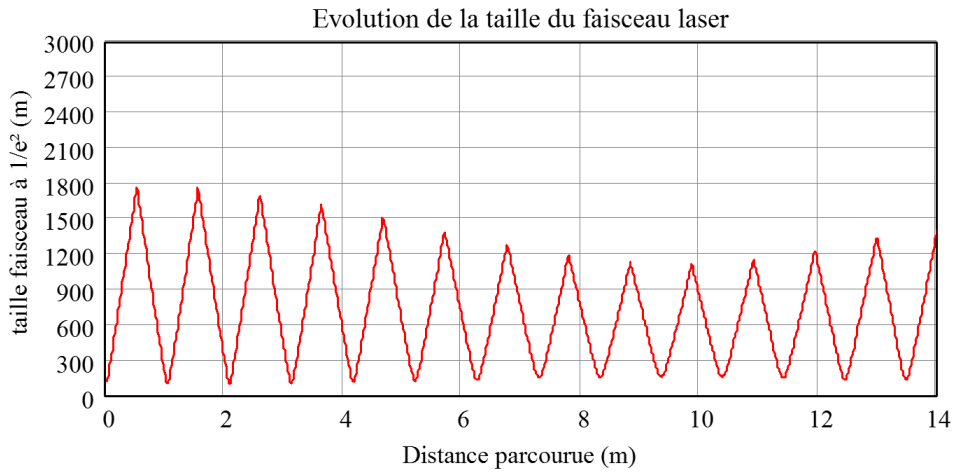


Figure 44 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $100\ \mu\text{m}$ et un décalage $\Delta z = -5$ mm.

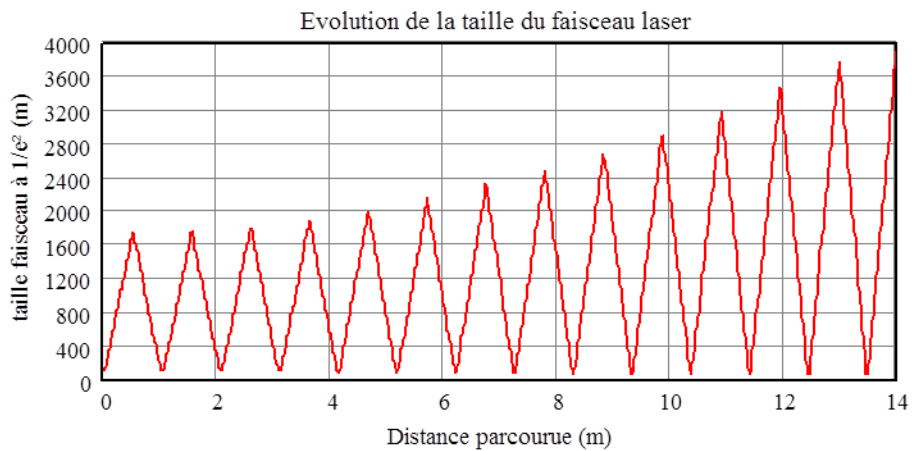


Figure 45 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $100\ \mu\text{m}$ et un décalage $\Delta z = 5$ mm.

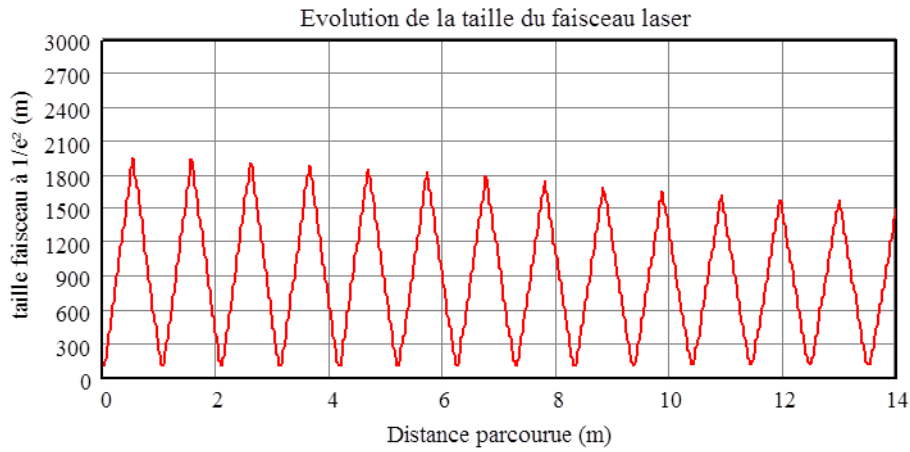


Figure 46 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $100 \mu\text{m}$ et un décalage $\Delta z = 10$ mm.

A première vue, on constate que la taille du faisceau dans le plan des miroirs augmente bien plus rapidement dans le cas de décalages Δz positifs. Si le col du faisceau est décalé de 10 mm au-delà du centre du SMILE la taille du faisceau devient critique à la réflexion sur le 10^{ème} miroir : elle est supérieure à la dimension de la zone traitée antireflet de rayon 4 mm. Cependant, ce phénomène peut être vu comme un atout pour l'alignement du faisceau dans le SMILE. L'augmentation de la taille du faisceau étant facilement observable dans le plan des miroirs, le positionnement du col pourra être facilement ajusté avec une précision bien meilleure que 10 mm.

D'autre part, on observe dans ces quatre cas de figure, une bonne régularité du positionnement du col du faisceau, coïncidant avec le centre du SMILE à chaque passage. Cette particularité est due à la conception du SMILE dont les paramètres ont été choisis pour assurer que la propagation du faisceau s'effectue sous le régime de stabilité de la cavité. Enfin, les dimensions du faisceau ont été relevées à chaque passage au centre du SMILE afin de quantifier l'effet du désalignement longitudinal du faisceau sur la probabilité d'interaction (Figure 47).

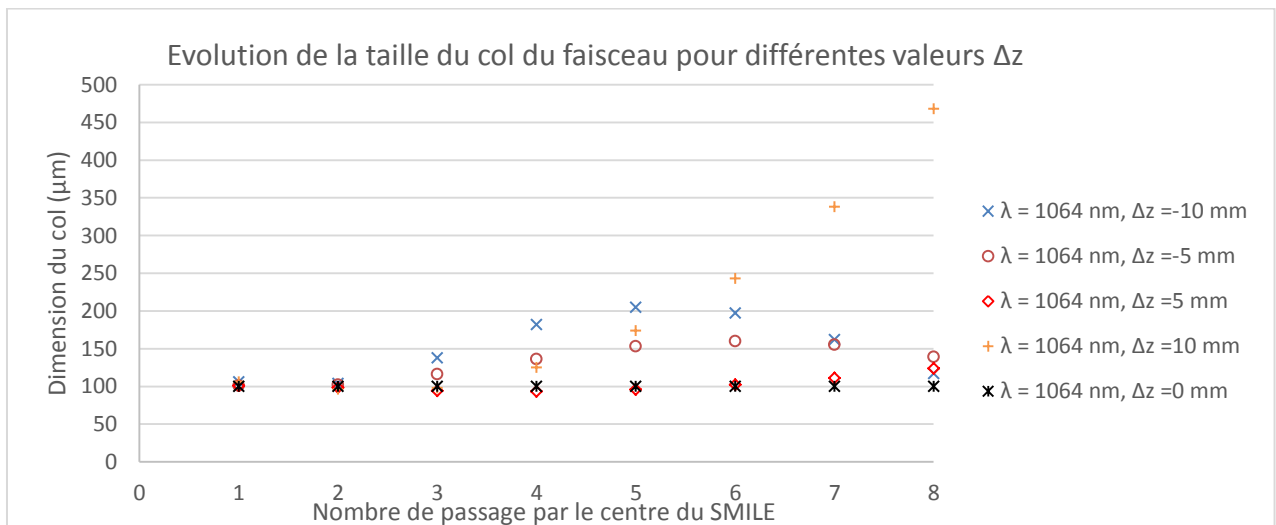


Figure 47 : Evolution de la taille du col du faisceau au centre du SMILE au cours de sa propagation pour différentes valeurs de l'erreur sur le positionnement longitudinal du col initial w_0 .

La Figure 47 nous alerte sur la criticité du décalage longitudinal du col du faisceau. Dans le cas extrême où le col est décalé de 10 mm par rapport au centre du système, la dimension du col est doublée par rapport à sa dimension initiale : elle atteint 200 μm .

Ce décalage pourra être considéré acceptable en dessous d'une valeur absolue de 5 mm par rapport à la position idéale qui est confondue avec le centre du SMILE. Dans ce cas la variation sur la dimension du col du faisceau ne dépasse pas 60 % et est donc inférieure 30% sur sa taille *rms*. Les Figure 44 et Figure 45 nous confirment le maintien du faisceau dans la surface utile des miroirs.

On peut conclure de cette première étude que l'incertitude sur le positionnement longitudinal du col du faisceau au centre du SMILE semble plus critique que l'erreur sur la dimension transverse du col. Elle est cependant plus facile à corriger car elle ne dépend pas des caractéristiques intrinsèques au faisceau laser mais elle est liée au réglage opto-mécanique du faisceau.

A présent, on trace le résultat du calcul obtenu à l'aide du modèle matriciel dans le cas d'un SMILE de 1038 mm de longueur, avec des miroirs de rayon de courbure 520 mm obtenu pour une longueur d'onde de 532 nm. La taille du col du faisceau au premier passage au centre du système est de 100 μm (Figure 48).

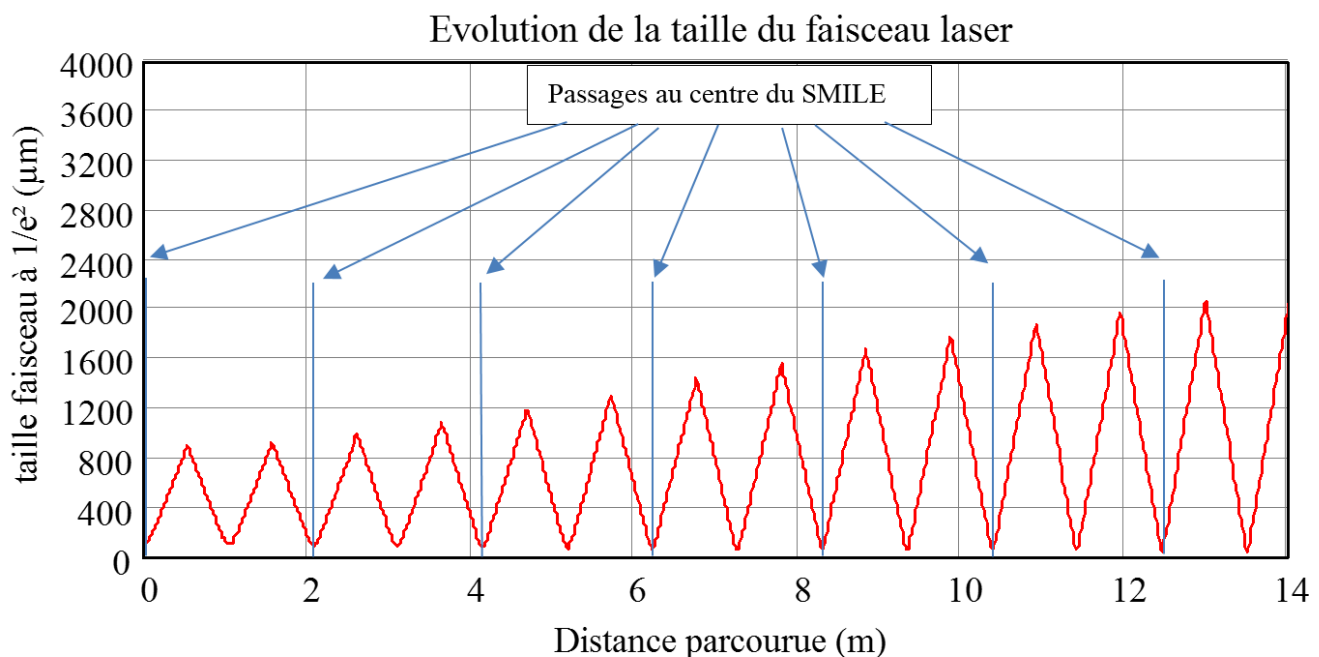


Figure 48 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE (courbe rouge). Les segments tracés en bleu signal chaque nouveau passage du faisceau par le centre du SMILE. Le col est de 100 μm au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.

Comme le prévoit le calcul de stabilité de cavité, le rayon de courbure est inadapté. On observe une augmentation très nette de la taille $w(z)$ du faisceau dans le plan des miroirs. Elle est inférieure à 900 μm sur le premier miroir et atteint une valeur supérieure à 1,5 mm en sortie du système. La taille du col quant à elle diminue à chaque passage du faisceau par le centre du SMILE. Son évolution est décrite sur la Figure 52.

Le comportement du faisceau dans la cavité tend donc à se rapprocher du mode de propagation le plus stable possible. En se référant au graphe de l'évolution du col en fonction du rayon de courbure, on peut calculer le col satisfaisant la condition de stabilité pour un rayon de courbure de 520 mm : $w_0(0,520) = 62 \mu\text{m}$.

Une solution pour établir directement le régime d'équilibre dans le système avec les miroirs de rayon de courbure 520 nm serait d'utiliser un faisceau laser dont le col est de 62 μm au premier passage par le centre du système (au lieu de 100 μm). La propagation du faisceau, calculée avec le formalisme matriciel, correspondant à cette configuration est tracée en Figure 49. Le col se situe toujours au centre du système à chaque passage du faisceau par ce point stratégique. Sa dimension est constante et vaut 62 μm de même que la taille du faisceau dans le plan des miroirs qui vaut 1,35 mm.

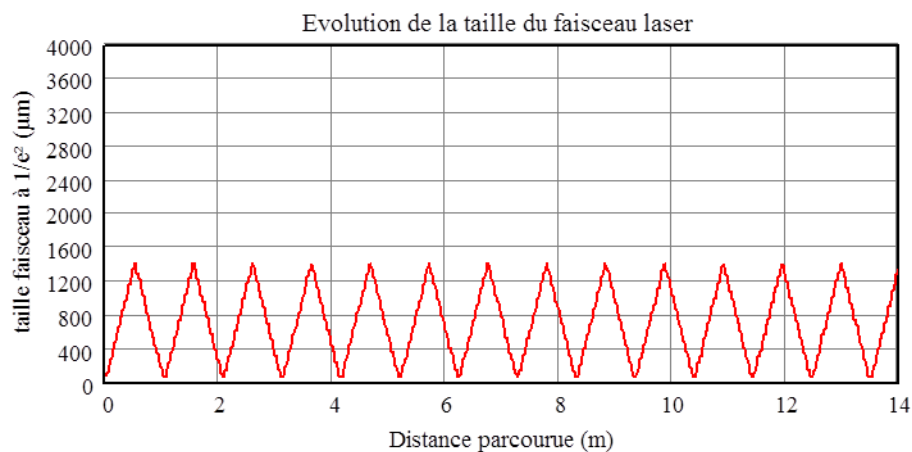


Figure 49 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col est de 62 μm au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.

Enfin pour compléter cette étude, le comportement du faisceau laser de longueur d'onde 266 nm est aussi étudié. Ce n'est pas la configuration nominale, mais il sera intéressant, dans un avenir plus lointain de fonctionner avec des photons ultraviolets pour obtenir des rayons X plus proches de 100 keV. La cavité doit être stable pour pouvoir être utilisée. On trace donc sur la Figure 50 la propagation du faisceau laser de longueur d'onde $\lambda = 266 \text{ nm}$ dans une cavité de longueur $L = 1038 \text{ nm}$ et des miroirs de rayon de courbure $R = 520 \text{ mm}$. Le col au premier passage par le centre est de $w_0 = 100 \mu\text{m}$.

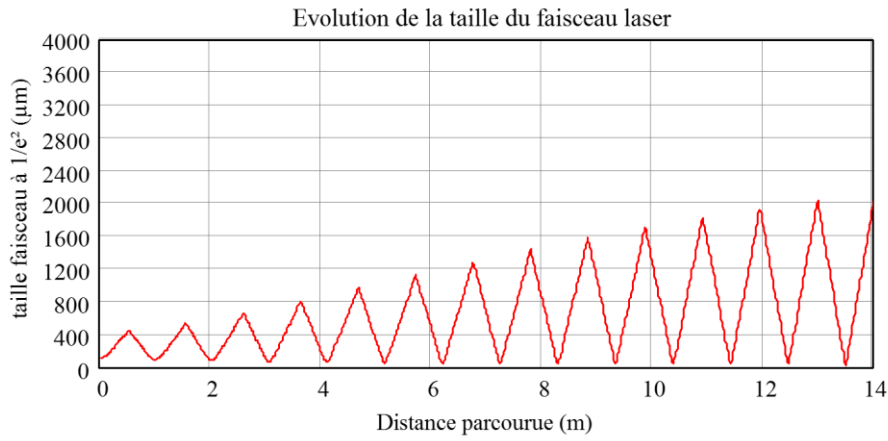


Figure 50 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 266$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col est de $100 \mu\text{m}$ au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.

De même que pour le cas précédent dans lequel le faisceau laser possède une longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, on peut se rapprocher du mode stable de la cavité en diminuant la taille du col au premier passage par le centre de la cavité. En se référant au graphe de l'évolution du col en fonction du rayon de courbure à $\lambda = 266$ nm, on peut calculer le col satisfaisant la condition de stabilité pour un rayon de courbure de 520 mm : $w_0(0,520) = 44 \mu\text{m}$. La divergence du faisceau laser diminue avec la longueur d'onde ($\tan \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$). Il est donc normal d'observer une diminution de la taille du faisceau dans le plan des miroirs qui vaut dans ce cas moins de 1 mm (Figure 51).

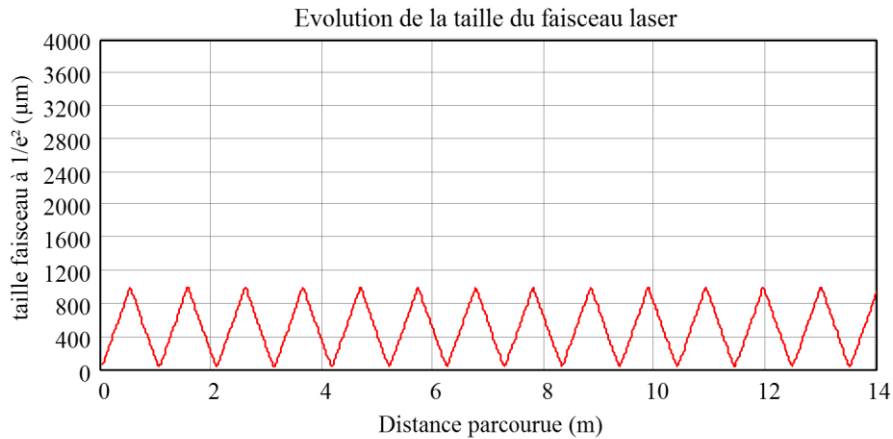


Figure 51 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col est de $44 \mu\text{m}$ au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.

La Figure 52 décrit l'évolution de la taille du col du faisceau au centre du SMILE au cours de sa propagation pour les trois longueurs d'ondes utile. En partant d'un col initial $w_0 = 100 \mu\text{m}$, on constate une diminution rapide de la taille du col pour les deux longueur d'onde 532 nm et 266 nm pour lesquelles le rayon de courbure n'a pas été optimisé. Les écarts atteignent plus de 60% en fin de propagation. Il est donc nécessaire d'adapter la mise en forme du faisceau entrant dans le SMILE pour chaque longueur d'onde avec les valeurs obtenues au cours de cette étude.

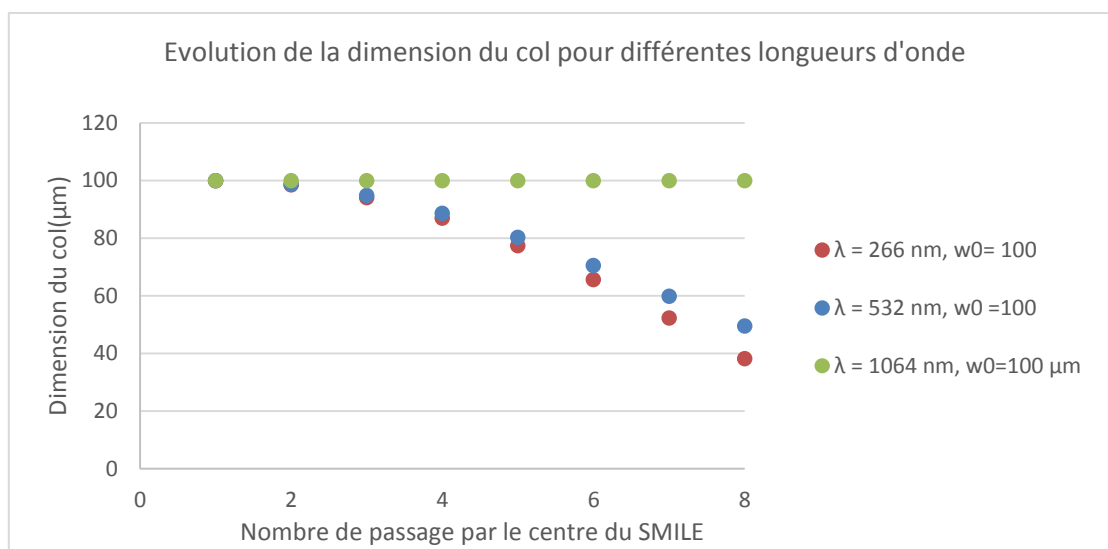


Figure 52 : Evolution de la dimension du col en fonction du nombre de passage du faisceau laser au centre du SMILE de longueur $L = 1038$ nm composé de miroirs de rayon de courbure $R = 520$ mm. Les trois courbes correspondent aux trois valeurs de longueur d'onde de fonctionnement du système: 266 nm, 532 nm et 1064 nm. Le faisceau passe pour la première fois au centre du SMILE avec un col de 100 μm .

Conclusion :

L'outil de calcul matriciel développé sous Mathcad nous a permis d'étudier l'évolution du faisceau laser à l'intérieur d'une cavité qui peut être définie de façon simple analytiquement. L'intérêt de cette étude a été d'évaluer l'effet de la variation des paramètres clés, notamment liée aux incertitudes que l'on a sur l'injection du faisceau laser, sur l'évolution de sa dimension au point d'interaction (qui n'est pas nécessairement parfaitement confondu avec le col).

Par ailleurs, au cours du déroulement de mon travail de thèse, la décision d'approvisionner des miroirs au rayon de courbure adapté au cas 1064 nm (avec un traitement réfléchissant bi-bande à 1064 et 532 nm), qui est le cas de référence dans le cadre du projet du CEA, a eu des conséquences que mon outil a permis d'analyser. On voit en effet sur la Figure 52 l'évolution de la dimension du col au fur et à mesure des passages pour différentes longueurs d'onde. On peut voir que la dimension du col va dans le sens d'une diminution, cela n'est pas pénalisant pour l'interaction elle-même, comme cela est expliqué dans le paragraphe. Il faut seulement s'assurer que le faisceau ne débordera pas de la zone traitée des miroirs, puisque la diminution du col entraîne une augmentation de la divergence. Etant donné qu'à 532 nm, la divergence est deux fois plus faible qu'à 1064 nm pour le même produit diamètre*divergence et la même dimension de col, cela ne sera pas le cas, ce qui permet d'attendre un fonctionnement correct du SMILE à 532 nm avec les miroirs approvisionnés.

2.5.4.4 Maquettage du SMILE

Une des difficultés de ce travail de thèse a été la faible accessibilité à l'expérience elle-même pour les mises au point. En effet, ELSA est un centre serveur de faisceau avec de nombreux utilisateurs qui se succèdent semaine après semaine pour leurs propres expériences. Outre le fait que seulement quelques semaines ont été attribuées à la source Compton, un démontage et remontage conséquent des lignes de faisceau est nécessaire pour mettre en place l'expérience. Par conséquent, il

nous a semblé intéressant de réaliser un maquetage du système avec des optiques et des mécaniques provisoires disponibles au laboratoire, en dehors de l'installation ELSA. Outre le fait que ce maquetage permet de vérifier expérimentalement les calculs, un des objectifs importants est d'appréhender les difficultés expérimentales potentielles de ce type de système optique, et notamment de s'assurer que le système est effectivement « réglable » avec les contraintes imposées par la suite. On notera par exemple qu'en phase de réglage réel, il n'y aura pas de visibilité sur un des deux plateaux du SMILE, ou encore qu'il est intéressant de vérifier si la précision de réglage attendue (de l'ordre de 5 μm au point d'interaction) est accessible expérimentalement.

Enfin, ce maquetage doit permettre de vérifier notre hypothèse sur le fait que les aberrations géométriques liées au déport hors axe des miroirs sont négligeables.

2.5.4.4.a Présentation du maquetage

Cette maquette, faite avec du matériel disponible « sur étagère » dans notre laboratoire au moment de sa réalisation, correspond à un SMILE à 4 passages (nombre de passages divisé par deux par rapport à la version finale visée). Les deux sous-ensembles appelés « plateaux », comportent donc chacun trois miroirs (Figure 53).

La distance entre les deux plateaux est de l'ordre de 1 m, ce qui correspond à une fréquence de fonctionnement proche de 144,4 MHz. L'angle entre l'axe des miroirs et l'axe de symétrie du SMILE (confondu avec l'axe des électrons et des photons X) vaut 30 mrad.

Le rayon de courbure des miroirs utilisés pour cette maquette vaut 500 mm. La Figure 54 montre la maquette du SMILE en vue de dessus. Un laser He:Ne de longueur d'onde 543 nm, TEM₀₀, a été utilisé pour étudier son comportement à une longueur d'onde assez proche de celle du Nd :YAG doublé. Une lame mince est placée au point central du système, avec une légère inclinaison.

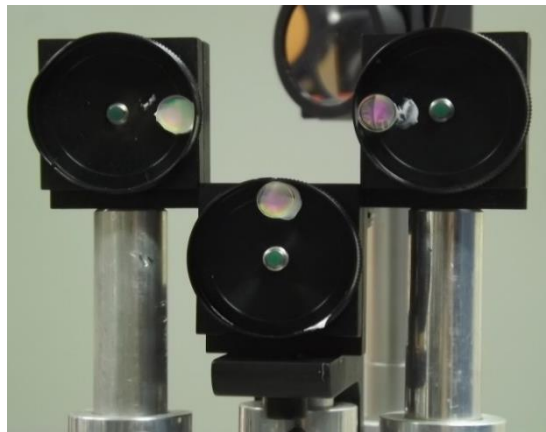


Figure 53 : Photographie du « plateau » d'entrée du SMILE, constitué de 3 miroirs de diamètre 6 mm collés dans des montures de diamètre 25 mm.

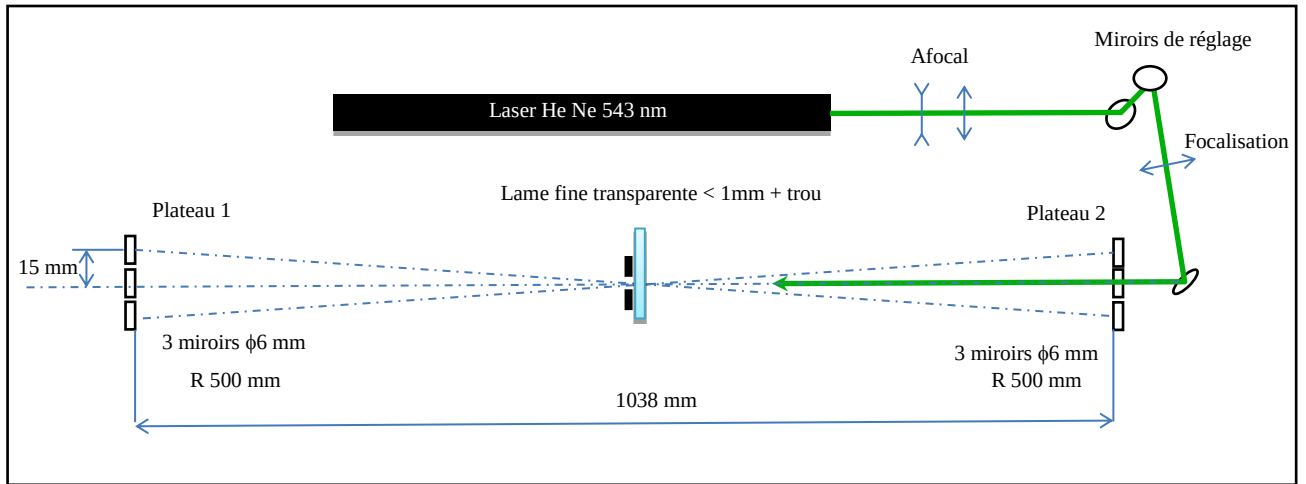


Figure 54 : Schéma de la maquette du SMILE en vue de dessus.

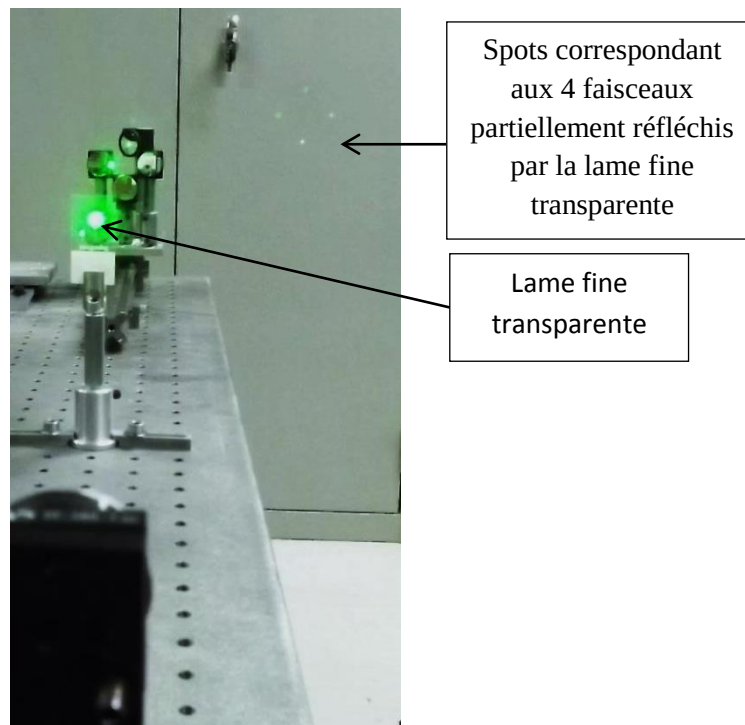


Figure 55 : Vue en profondeur du SMILE, avec la lame interne tournée pour projeter les 4 faisceaux partiellement réfléchis vers le mur du fond.

On observe alors bien sur un écran 4 spots lumineux correspondant aux 4 faisceaux, dans une figure en forme de losange (Figure 55).

La mesure de la dimension et du profil du faisceau au centre du système est alors effectuée en projetant l'image obtenue au niveau de la lame transparente sur un capteur de caméra CCD. L'erreur sur la mesure expérimentale est alors de l'ordre du pixel de la caméra soit inférieur à $10\text{ }\mu\text{m}$ ($1\text{ px} = 8,25\text{ }\mu\text{m}$). La répétabilité de la mesure montre une variation de la dimension du faisceau du même ordre de grandeur.

Les profils vertical et horizontal du faisceau au centre de la maquette possèdent une dimension *rms* identique, compte tenu des incertitudes de mesure (Figure 56). C'est ici une validation de l'hypothèse faite précédemment selon laquelle l'astigmatisme est négligeable dans le SMILE tel que nous l'avons conçu. Il en est de même dans le plan des miroirs.

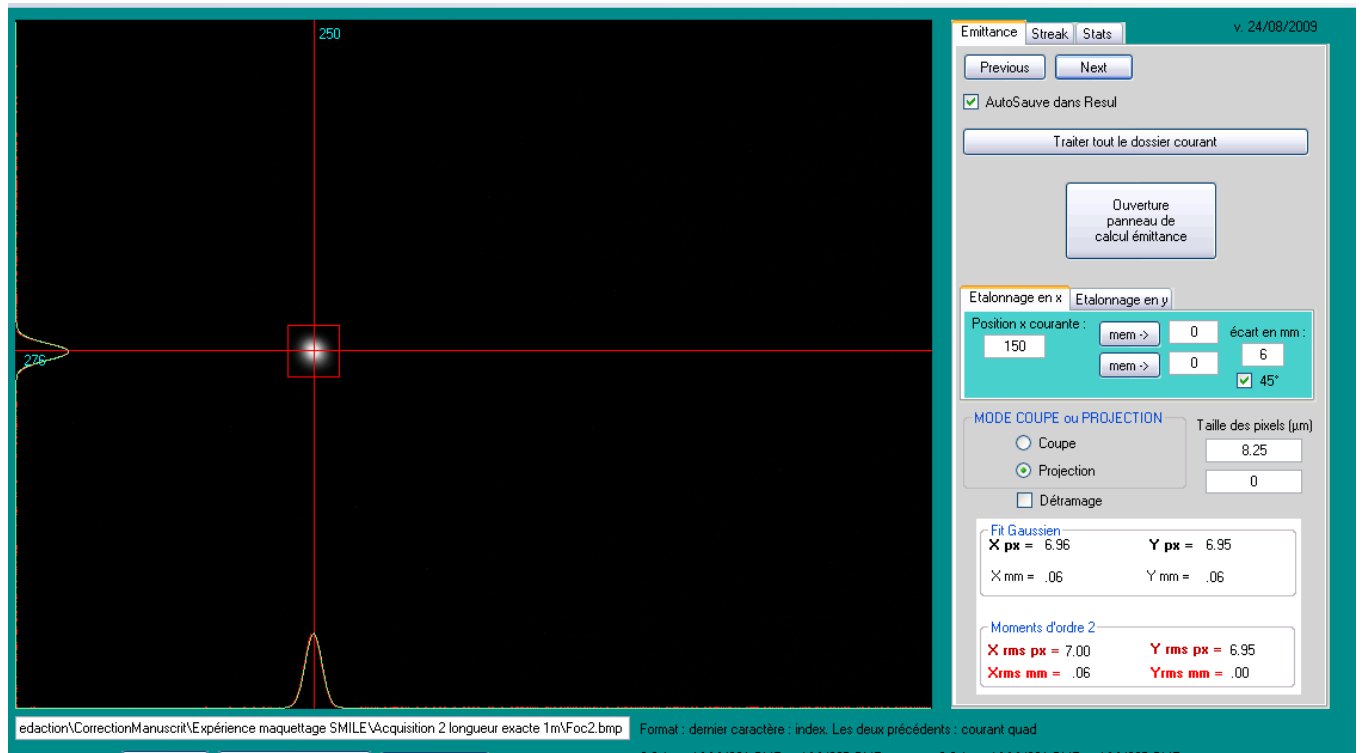


Figure 56 : Mesure de la taille du faisceau au centre du système effectuée par imagerie sur une lame transparente inclinée.

2.5.4.4.b Mesures

Suite à la réalisation de cette maquette et à son réglage, nous avons effectué des mesures pour vérifier les prévisions théoriques avec une dimension de SMILE de 1000 mm et des miroirs de rayon de courbure 500 mm. Le résultat prévu par le calcul est dans ce cas celui de la Figure 57. La taille du col au niveau du premier passage dans la cavité est de 58 μm .

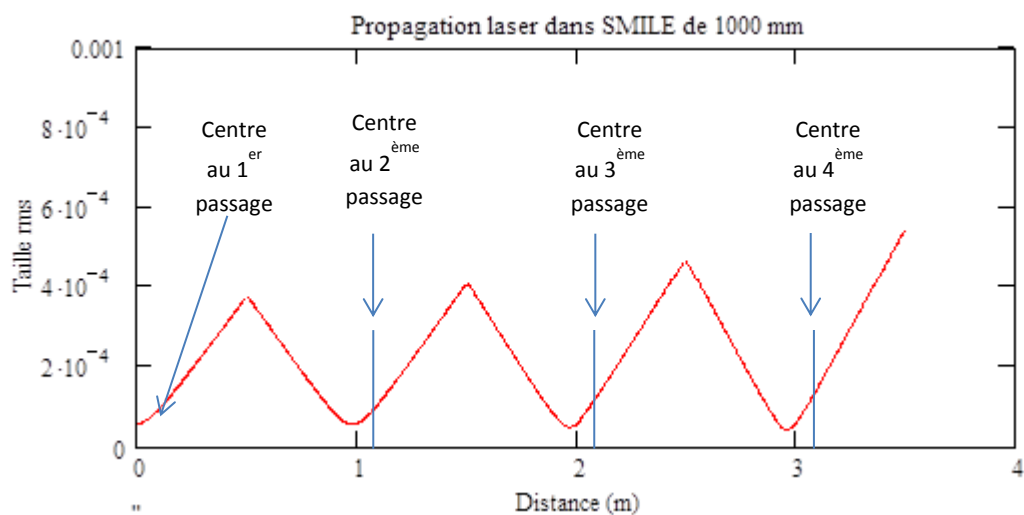


Figure 57 : Simulation à l'aide du modèle matriciel et de la loi de transport « ABCD » de la propagation d'un faisceau gaussien à l'intérieur d'un SMILE de 1000 mm, avec des miroirs de rayon de courbure 500 mm.

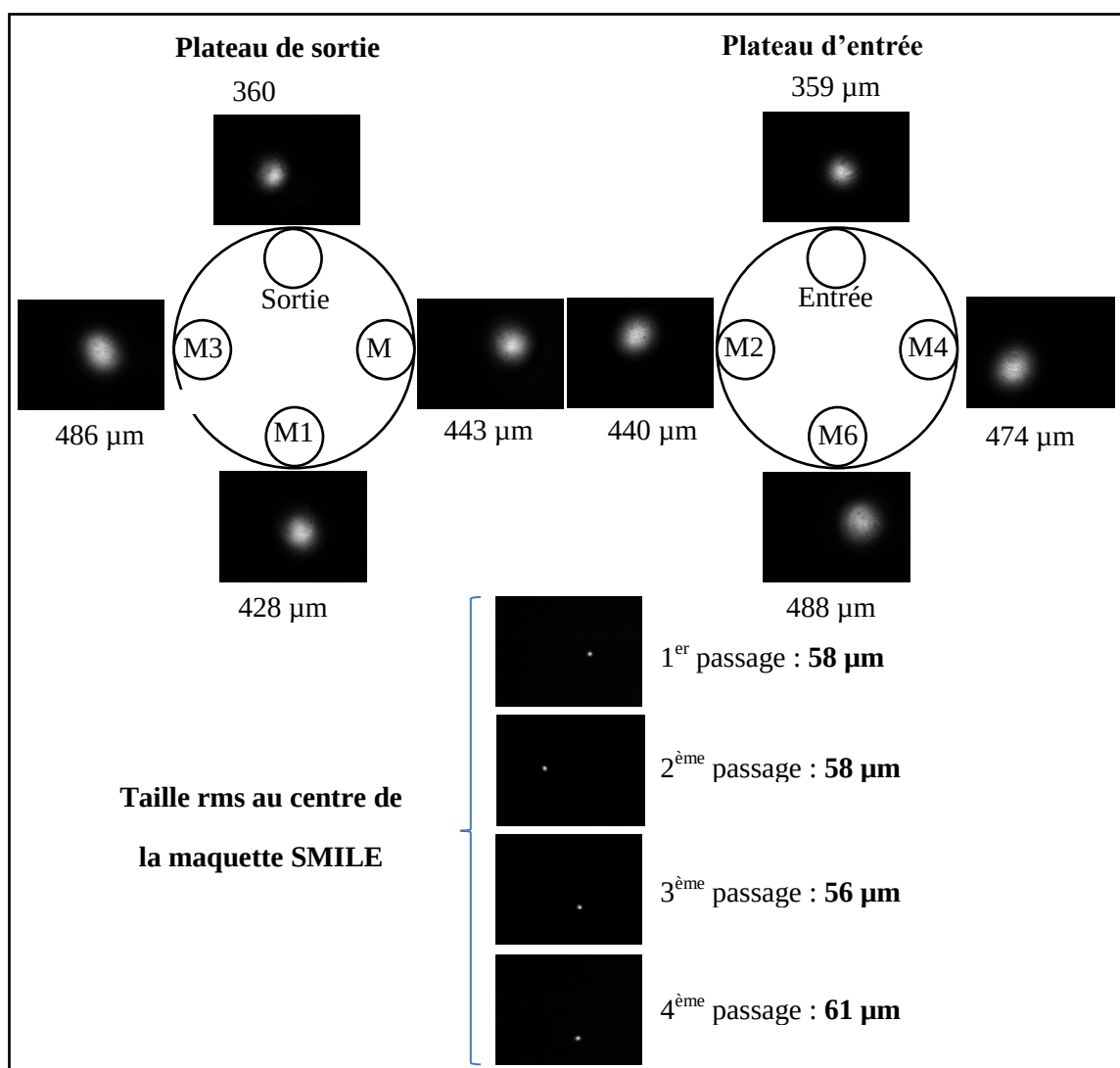


Figure 58 : Mesure de la taille *rms* du faisceau sur chaque miroir et au centre de la maquette du SMILE pour une distance inter-plateaux de 1000 mm.

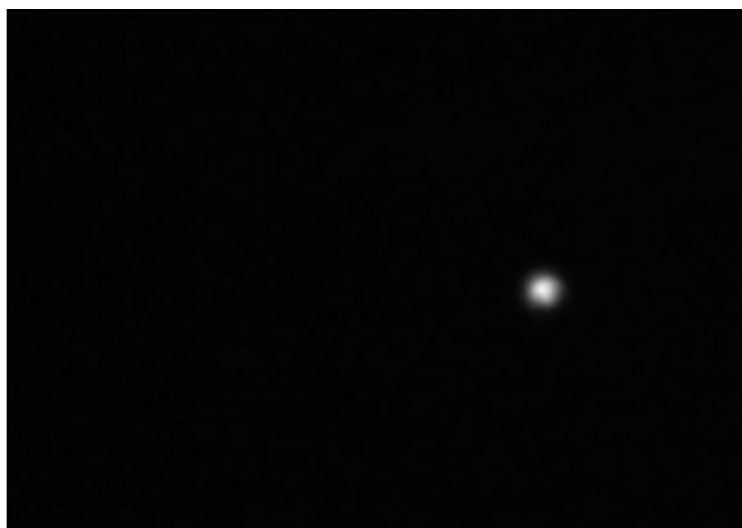


Figure 59 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au premier passage.

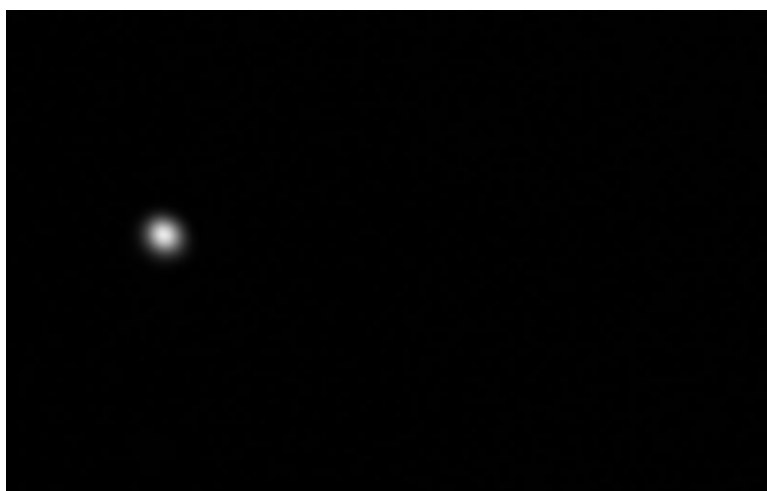


Figure 60 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au deuxième passage.

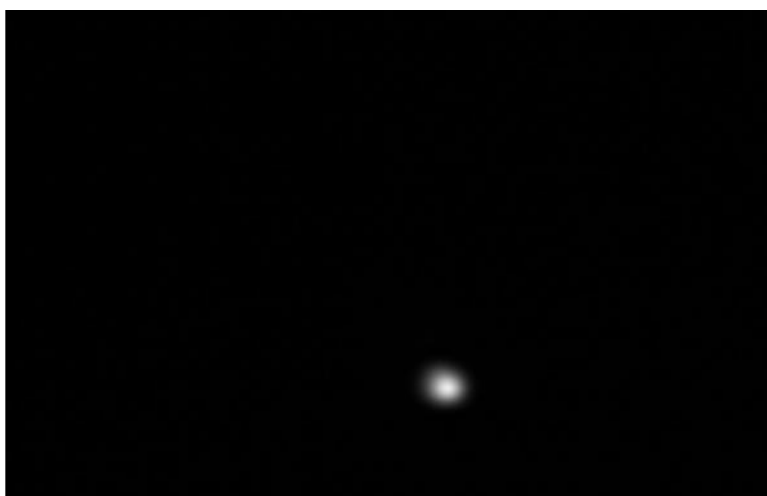


Figure 61 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au troisième passage.



Figure 62 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au quatrième passage.

On observe sur les vues agrandie du faisceau au centre du système que sa forme est conservée. De même, la taille du faisceau mesurée au centre du SMILE varie très peu, conformément au calcul. Au niveau des miroirs on observe bien une taille conforme aux prédictions théoriques, avec une légère augmentation au cours des passages.

2.5.4.4.c Aspects mécaniques et capacité de réglage

L'alignement de la maquette du SMILE a montré qu'il était possible de réaliser l'alignement du système, même en occultant le deuxième plateau, ce qui était essentiel pour l'intégration de celui-ci sur ELSA.

Les mécaniques des montures des miroirs étaient tout juste suffisantes pour réussir à obtenir un pointé suffisamment précis. Il est clairement apparu qu'il serait nécessaire d'avoir des vis de réglage à pas très fin pour garantir un minimum de confort de réglage.

Le système a paru stable dans le temps de l'expérience (quelques heures).

2.5.5 Effets des interférences

Les huit impulsions du SMILE proviennent du même oscillateur à verrouillage de mode. Dans ce type d'oscillateurs laser, la relation de phase entre impulsions successives est fixe d'une impulsion à la suivante. Il est donc possible d'avoir des interférences au point d'interaction entre les huit faisceaux mis en jeu.

Nous rappelons que pour faciliter la détection des photons Compton rétrodiffusés, les expériences ont été effectuées dans un mode de fonctionnement récurrent (plusieurs micro-impulsions émises par seconde sous forme de macro-impulsions). Le SMILE sera donc mis en œuvre en fonctionnement récurrent. De plus, nous ne disposons actuellement pas de détecteur de rayonnement X de résolution subpicoseconde qui pourrait nous permettre de quantifier le nombre de photons X

produits par interaction. La mesure du nombre de photons X moyen émis par interaction sera donc effectuée intégrant la dose de rayonnement X sur plusieurs secondes. Dans ces conditions, nous n'avons pas pu mesurer l'effet des interférences sur le nombre de photons X produits au cours d'une interaction.

Nous allons, dans cette partie, mener une étude théorique sur les interférences qui pourraient être induites par le SMILE dans le but d'en évaluer les effets sur la production de rayonnement X. Dans toute cette partie et dans la suite de ce document, le laser est polarisé linéairement. Les angles d'incidence étant très faibles (< 30 mrad), la direction de polarisation est considérée comme constante.

2.5.5.1 Interférence entre deux ondes planes

Soit deux ondes planes cohérentes U_1 et U_2 définies en coordonnées cartésiennes comme suit [81]

$$U_1 = A_1 \exp(i\varphi_1) \quad (2.135)$$

$$U_2 = A_2 \exp(i\varphi_2) \quad (2.136)$$

Avec

$$\varphi_i = \vec{k}_i \vec{r}_i + \varphi_{0i} = kx \sin \theta_i \cos \Psi_i + ky \sin \theta_i \sin \Psi_i + kz \cos \theta_i + \varphi_{0i}, \quad (2.137)$$

où U_i est l'amplitude complexe du champ électromagnétique, A_i est l'amplitude, φ_i la phase, $\vec{k}_i$ est le vecteur d'onde, $\vec{r}_i$ le vecteur radial, φ_{0i} le décalage en phase initial, Ψ et θ les angles polaire et azimutal dans le système de coordonnées sphériques. Dans la démonstration suivante, on considère que les fronts d'onde sont parallèles entre eux et perpendiculaires à la direction de propagation définie par le vecteur d'onde.

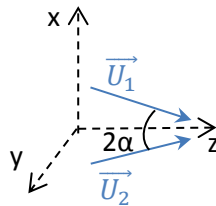


Figure 63 : Définition des vecteurs et des angles utilisés pour décrire la configuration du système d'interférence

Lorsque les deux ondes se rencontrent en un point P , avec un angle 2α (Figure 63), le champ auquel elles y donnent naissance est de même fréquence et possède une amplitude complexe U_{12} égale à la somme de U_1 et de U_2 .

L'intensité de l'onde résultante s'écrit alors :

$$I_{12} = |U_{12}|^2 = |U_1 + U_2|^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.138)$$

Si on place un écran au niveau du point P, on observe une figure d'interférence formée d'une alternance périodique de bandes sombres et de bandes lumineuses. Les bandes sombres correspondent à l'annulation de l'intensité totale I_{12} et les bandes lumineuses correspondent aux maxima de I_{12} . L'interfrange définie par la distance entre deux bandes brillantes, dépend de l'angle entre les deux ondes incidentes et est égale à :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sin(2\alpha)} \quad (2.139)$$

où λ est la longueur d'onde incidente.

Si l'amplitude A des deux ondes incidentes est identique, la valeur maximale d'intensité atteint $4A^2$. Dans ce cas, la condition pour annuler l'intensité résultante et créer des bandes sombres est :

$$\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 0. \quad (2.140)$$

Il faut que le décalage en phase $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ réponde au critère : $\Delta\varphi = (2n + 1)\pi$ où n est un nombre entier. A chaque bande sombre, l'onde résultante est déphasée de π . Une illustration de ce résultat, issue d'une étude réalisée par L. Kreminska dans le cadre de la formation de vortex optiques [82] est présentée en Figure 64.

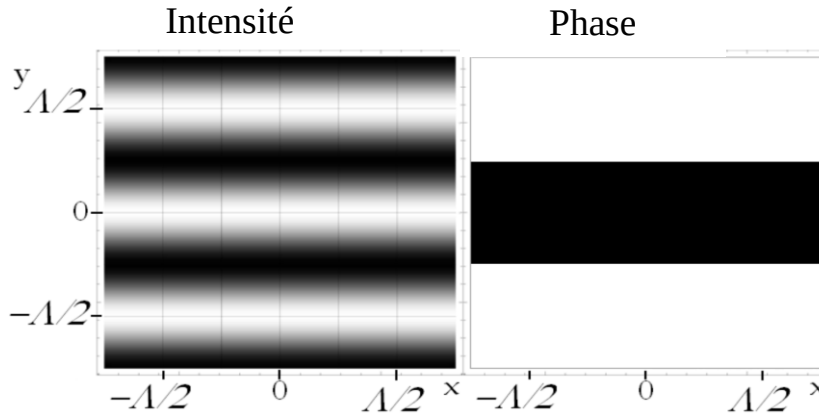


Figure 64 :Distributions d'intensité et de phase obtenues lors de l'interférence entre deux ondes planes de même amplitude.

L'interférence n'est évidemment pas limitée au plan contenant P . On a donc en réalité un volume d'interférence (Figure 65). On peut calculer dans l'espace 3D les plans d'intensité nulle en utilisant la formule précédente (2.137):

$$\Delta\varphi = kx(\sin \theta_1 \cos \Psi_1 - \sin \theta_2 \cos \Psi_2) + ky(\sin \theta_1 \sin \Psi_1 - \sin \theta_2 \sin \Psi_2) + kz(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) + \varphi_{12} = (2n + 1)\pi \quad (2.141)$$

En remplaçant k par son expression $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, l'équation (2.141) devient :

$$x(\sin \theta_1 \cos \Psi_1 - \sin \theta_2 \cos \Psi_2) + y(\sin \theta_1 \sin \Psi_1 - \sin \theta_2 \sin \Psi_2) + \quad (2.142)$$

$$z (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) + \frac{\varphi_{12}\lambda}{2\pi} = (n + \frac{1}{2})\lambda .$$

De la même façon, on peut calculer les positions des plans où l'intensité est maximale :

$$x(\sin \theta_1 \cos \Psi_1 - \sin \theta_2 \cos \Psi_2) + y(\sin \theta_1 \sin \Psi_1 - \sin \theta_2 \sin \Psi_2) + z (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) + \frac{\varphi_{12}\lambda}{2\pi} = n\lambda . \quad (2.143)$$

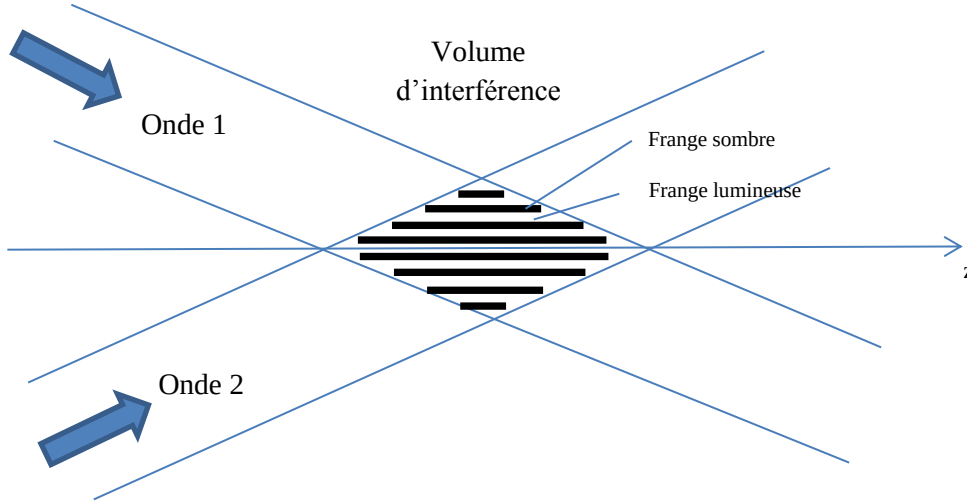


Figure 65 : Schéma du phénomène d'interférence en vue de côté.

2.5.5.2 Interférence à n ondes planes

Le calcul qui vient d'être fait avec 2 ondes planes peut être fait pour n ondes planes angulairement équiréparties autour d'un axe particulier, exactement comme dans le cas du SMILE, chaque vecteur d'onde faisant un angle α avec cet axe.

Dans le cas de 3 faisceaux laser, le calcul d'intensité de l'onde résultante devient :

$$I_{123} = |U_{123}|^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + 2A_1A_3 \cos(\varphi_1 - \varphi_3) + 2A_2A_3 \cos(\varphi_2 - \varphi_3) \quad (2.144)$$

Dans le cas de 4 faisceaux :

$$I_{1234} = |U_{1234}|^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + 2A_1A_3 \cos(\varphi_1 - \varphi_3) + 2A_1A_4 \cos(\varphi_1 - \varphi_4) + 2A_2A_3 \cos(\varphi_2 - \varphi_3) + 2A_2A_4 \cos(\varphi_2 - \varphi_4) + 2A_3A_4 \cos(\varphi_3 - \varphi_4) \quad (2.145)$$

Dans le cas de n faisceaux, le calcul se généralise de la façon suivante :

$$I_{1..n} = |U_{1..n}|^2 = \sum_{i=1}^n A_i^2 + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n 2A_1 A_2 \cos(\varphi_i - \varphi_j) \quad (2.146)$$

On voit qu'en cas d'interférence constructive des n ondes, correspondant au cas où tous les cosinus valent 1, et si l'amplitude de toutes les ondes est identique, l'intensité montera jusqu'à $n + (n - 1) * n = n^2$.

Pour faire le calcul de l'intensité dans le plan qui nous intéresse, il ne reste plus qu'à calculer les termes de phase φ_i . Pour cela, on considère le vecteur d'onde $\vec{k}_i$ de chaque onde et on calcule son produit scalaire avec le vecteur $\vec{r}$ de coordonnées (x,y,0), la coordonnée z de $\vec{r}$ étant prise à zéro puisqu'on s'intéresse à la figure d'interférences dans le plan transverse au point d'interaction. Comme vu précédemment, on aura en réalité un volume d'interférence pour lequel chaque coupe transversale sera quasiment semblable à celle obtenue pour $z = 0$.

Prenons par exemple le cas à trois ondes. Les 3 vecteurs d'onde s'écrivent :

$$\begin{aligned} \vec{k}_1 &= \begin{bmatrix} 0 \\ k \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \cos \alpha \end{bmatrix} \\ \vec{k}_2 &= \begin{bmatrix} k \cdot \cos \frac{2\pi}{3} \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \sin \frac{2\pi}{3} \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \cos \alpha \end{bmatrix} \\ \vec{k}_3 &= \begin{bmatrix} k \cdot \cos \frac{4\pi}{3} \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \sin \frac{4\pi}{3} \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \cos \alpha \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Si on suppose dans un premier temps que toutes les ondes sont en phase au point (0,0,0), les phases φ_1 , φ_2 et φ_3 se calculent directement en prenant le produit scalaire avec le vecteur $\vec{r}$ de coordonnées (x,y,0).

Le passage à n ondes permet directement d'écrire le vecteur $\vec{k}_i = \begin{bmatrix} k \cdot \cos \frac{(i-1) \cdot 2\pi}{n} \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \sin \frac{(i-1) \cdot 2\pi}{n} \cdot \sin \alpha \\ k \cdot \cos \alpha \end{bmatrix}$

Les phases se déduisent encore une fois directement à l'aide du produit scalaire $\vec{k}_i \cdot \vec{r}$.

On peut ajouter à chacune des phases ainsi calculées une phase arbitraire, pour explorer l'effet des déphasages des diverses ondes.

J'ai programmé ces calculs dans l'environnement Mathcad pour observer les interférences dans différents cas de figure.

2.5.5.3 Observation des interférences à n ondes planes en phase

Dans un premier temps, on suppose que toutes les ondes sont en phase.

On retrouve sur la Figure 66 le cas $n = 2$. Dans notre cas, nous avons pris un angle d'inclinaison des ondes de 25 mrad et une longueur d'onde de 1064 nm pour commencer. L'interfrange vaut dans ce cas 21 μm .

L'échelle choisie est la même pour toutes les figures présentées dans ce chapitre : $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. C'est une échelle adaptée à l'ordre de grandeur du faisceau qui nous intéresse qui fait 50 $\mu\text{m rms}$. La largeur des figures correspond donc à 4σ .

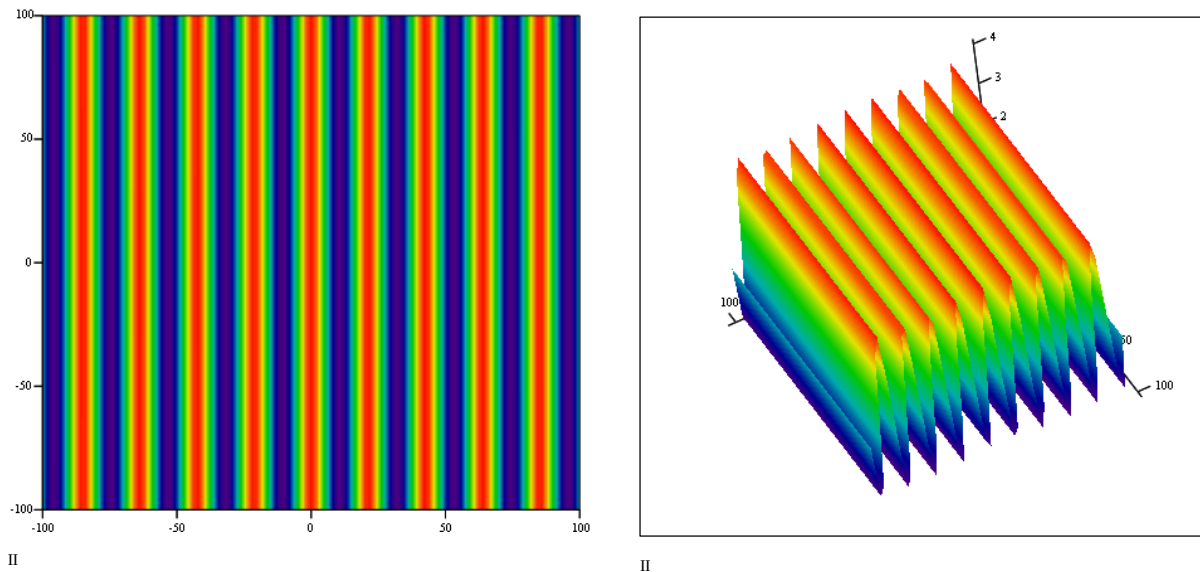
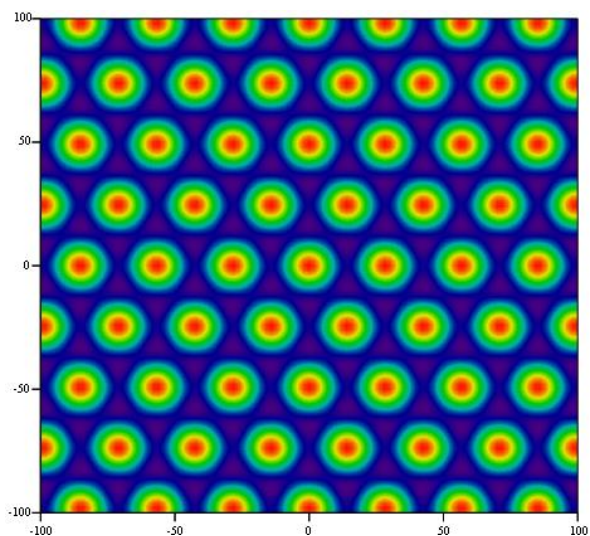
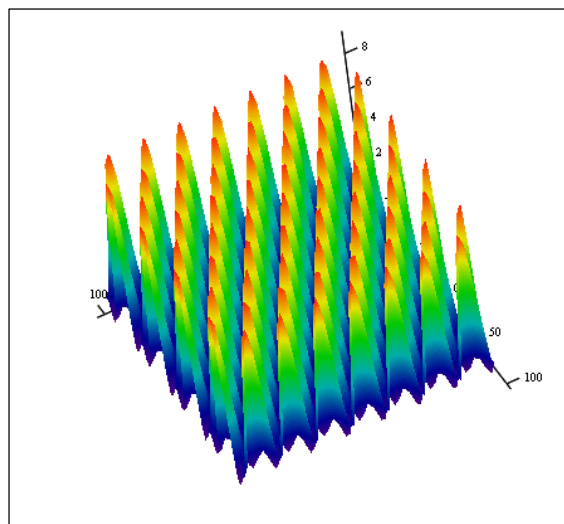


Figure 66 : Interférences à 2 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

Dans le cas $n = 3$, on peut voir sur la Figure 67 la transformation de la figure d'interférence, avec l'apparition d'une symétrie à 3 axes.



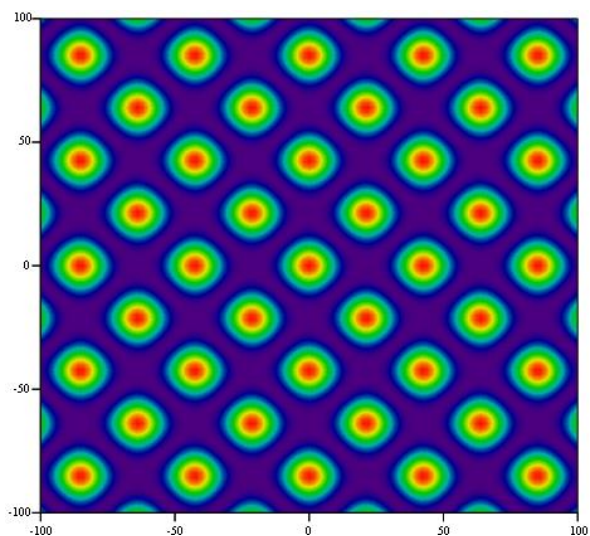
II



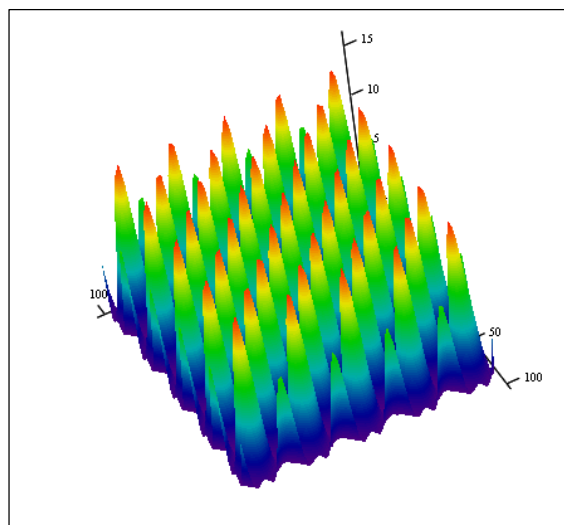
II

Figure 67 : Interférences à 3 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation.
L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

La Figure 68 présente la figure d'interférences à 4 ondes. On peut déjà remarquer un phénomène important pour notre étude : les pics de forte intensité ont tendance à s'espacer lorsque l'on augmente le nombre des ondes en jeu.



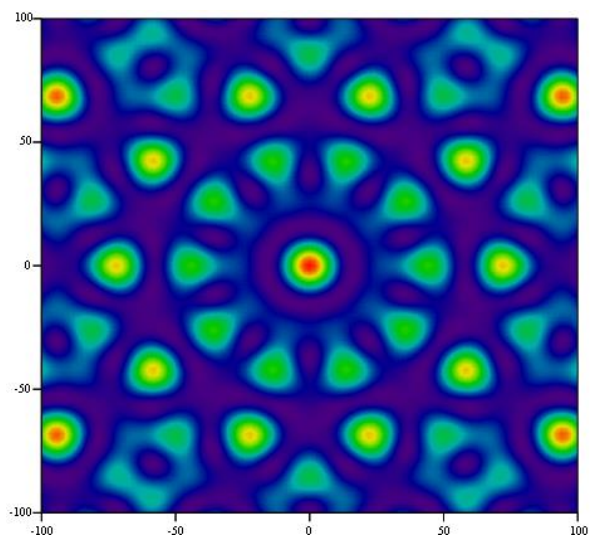
II



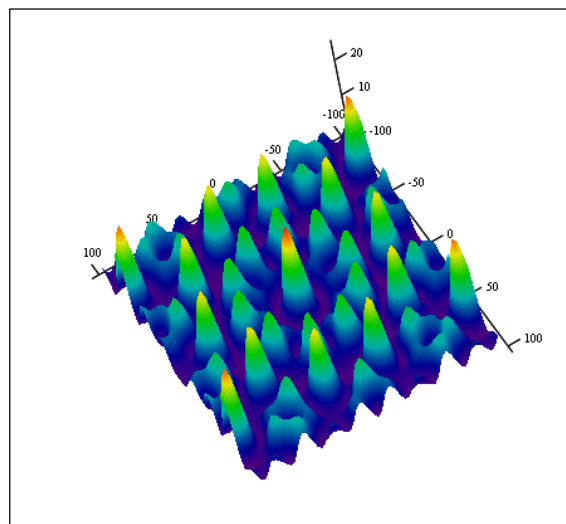
II

Figure 68 : Interférences à 4 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation.
L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

Il est difficile d'en juger sur la figure d'interférence obtenue pour $n = 5$ (Figure 69), mais cela apparaît clairement sur celle obtenue pour $n = 6$ (Figure 70).

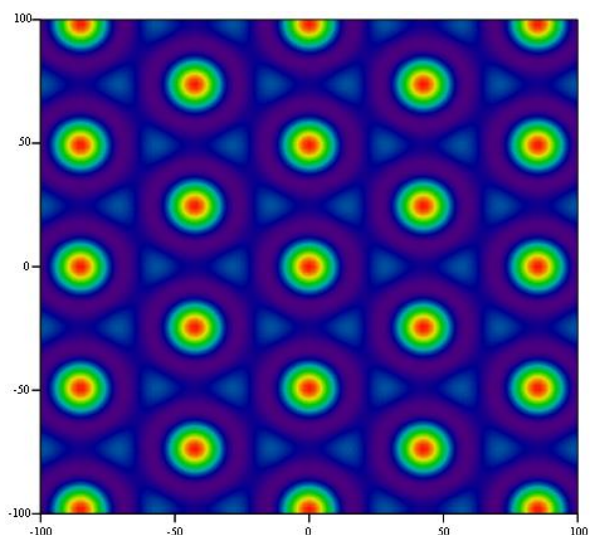


II

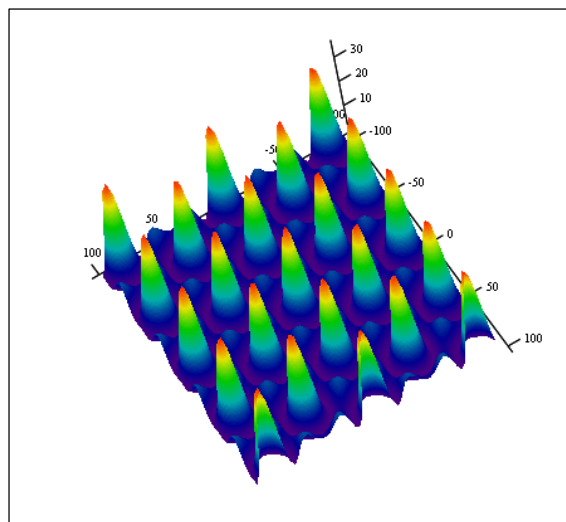


II

Figure 69 : Interférences à 5 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.



II



II

Figure 70 : Interférences à 6 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

Lorsque $n = 7$, la symétrie est à nouveau plus complexe (Figure 71). Il est intéressant de remarquer qu'on retrouve exactement les résultats publiés par L. Kreminska dans [82], que nous reproduisons dans la figure suivante (Figure 72).

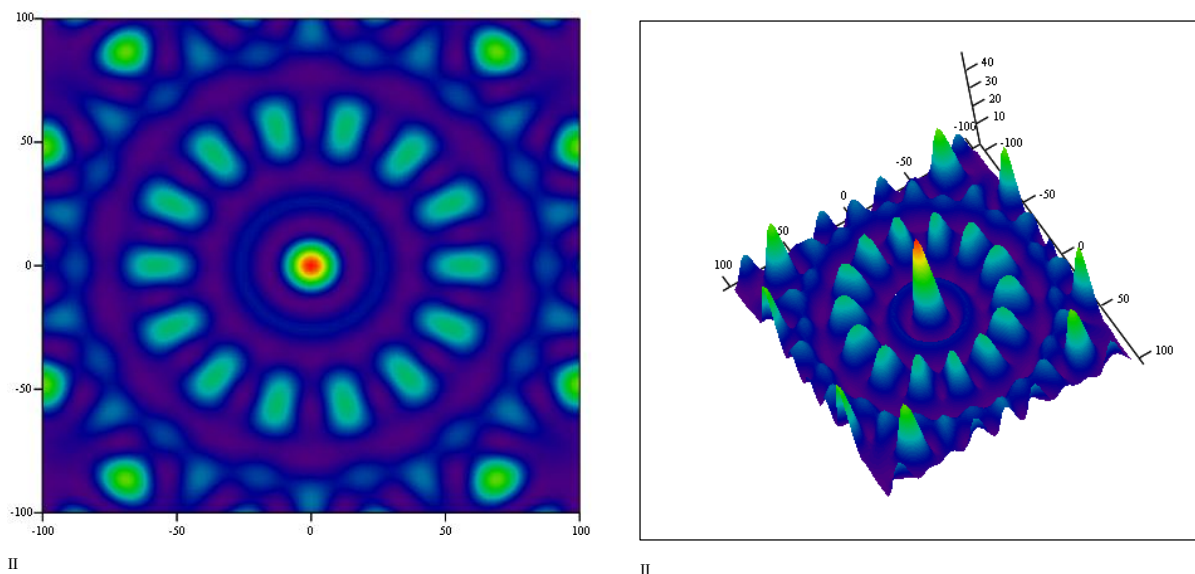


Figure 71 : Interférences à 7 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

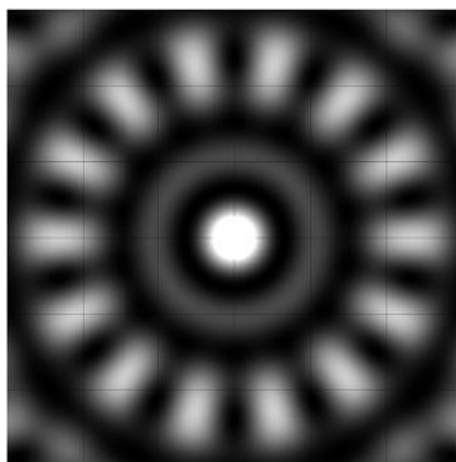


Figure 72 : Interférences à 7 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'image est tirée de l'article de L. Kremenska [82]. L'angle d'inclinaison des 7 ondes par rapport à l'axe z est identique.

Nous arrivons finalement au cas qui nous intéresse : celui de 8 ondes, représenté sur la Figure 73. On voit que les pics sont nettement espacés, ce qui peut éventuellement poser problème pour le SMILE.

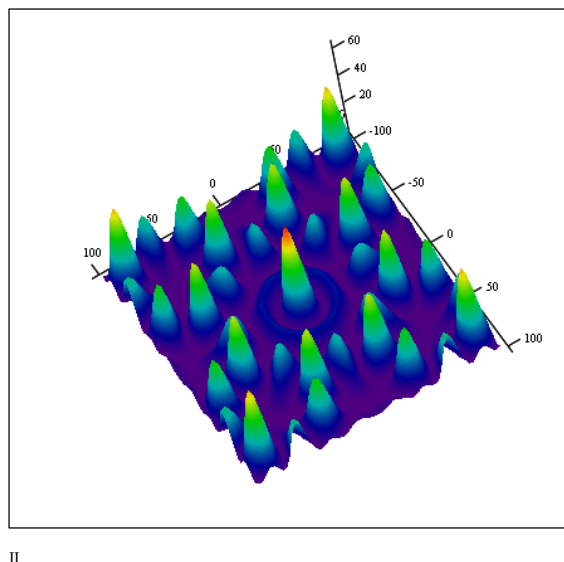
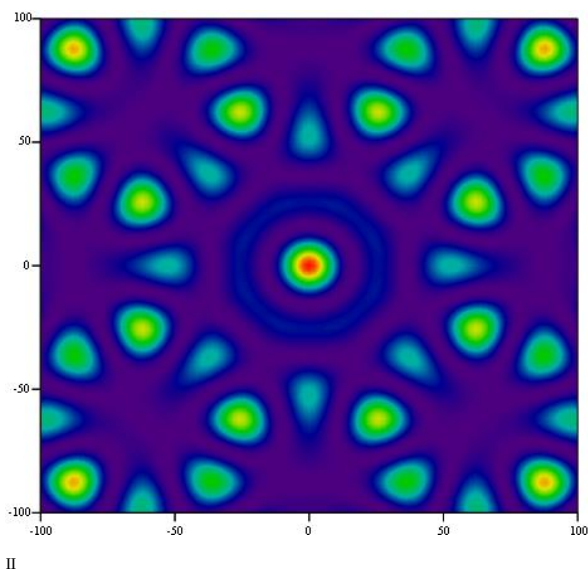


Figure 73 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

Mais pour compléter notre étude, il nous faut observer ce qui arrive lorsque l'on modifie des paramètres de ces interférences.

Sur la Figure 74, nous présentons la nouvelle figure d'interférence lorsque l'angle des ondes est augmenté d'un facteur 2. On y voit naturellement que l'interfrange y est divisé par deux. Cela signifie que, au besoin, si on est gêné par le phénomène d'interférence, on peut espérer « moyenner » plus son effet en augmentant l'angle d'incidence des faisceaux.

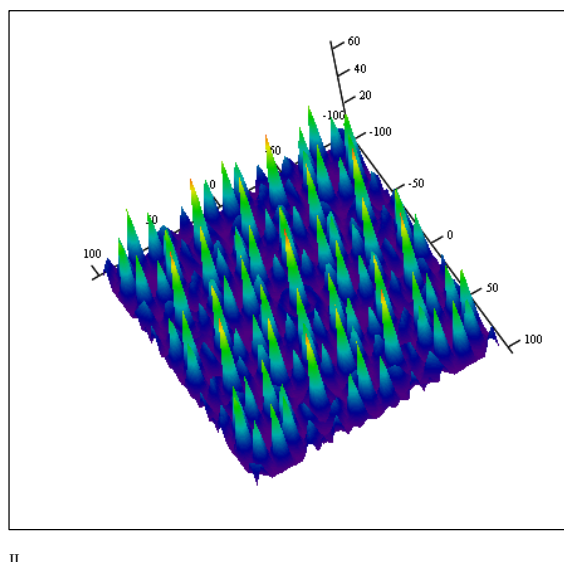
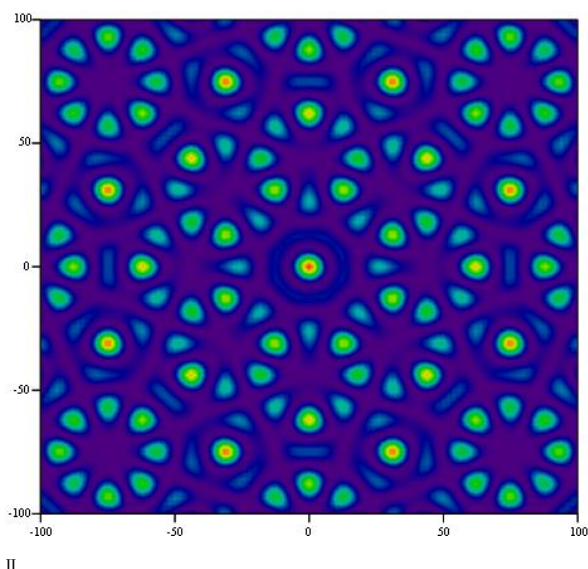


Figure 74 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 50 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.

Tout aussi important, nous montrons sur la Figure 75, l'effet de la longueur d'onde. En passant de 1064 nm à 532 nm, on divise naturellement l'interfrange par deux, ce qui est plutôt favorable pour

nos expériences qui ont été menées à 532 nm. Il ne faudra cependant pas perdre de vue dans le futur qu'ELSA est destinée à travailler avec un laser 1064 nm.

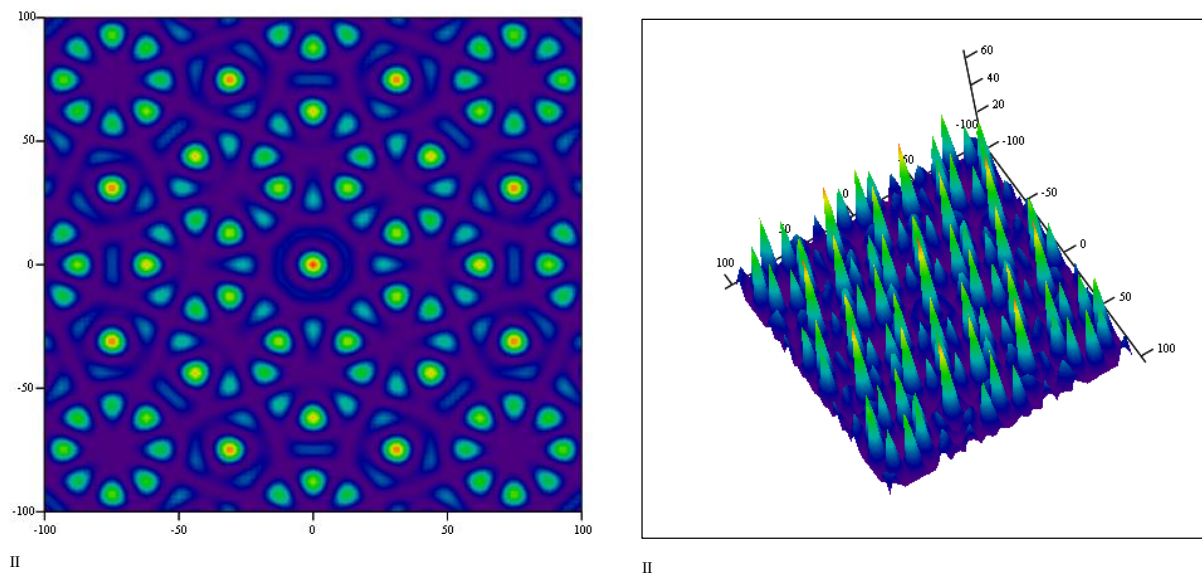


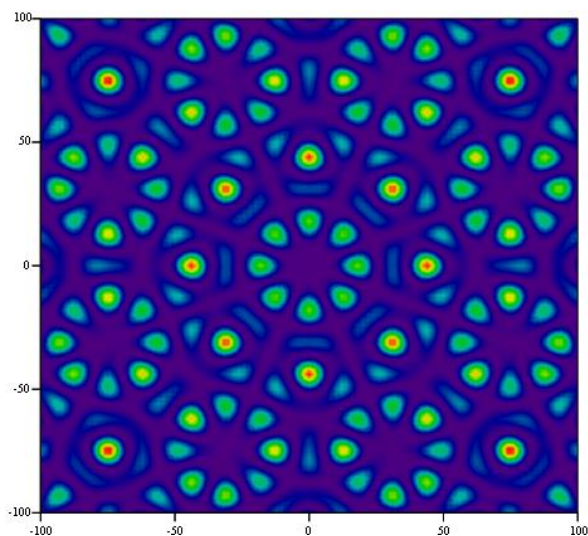
Figure 75 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation.
L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.
L'intensité sur l'axe est de $64 \cdot I$ avec I l'intensité maximale de chacune des 8 ondes.

Enfin, on notera que dans ce cas favorable où toutes les ondes sont en phase, l'intensité maximale se trouve systématiquement au centre de l'image, c'est-à-dire au niveau de l'axe, quel que soit le nombre n d'ondes mises en jeu.

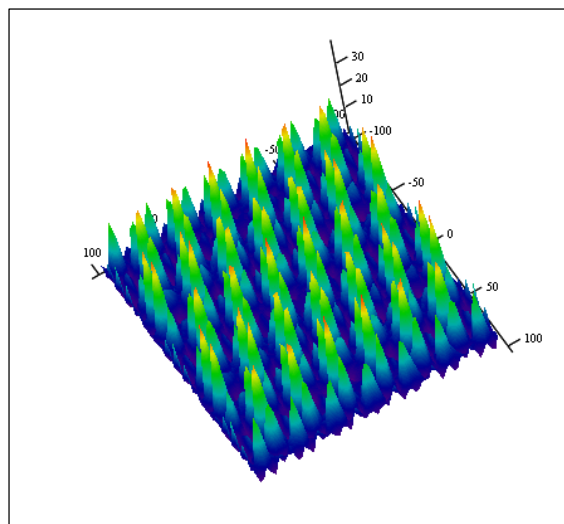
2.5.5.1 Observation des interférences à n ondes planes avec un déphasage

Nous conservons à présent l'angle de 25 mrad et la longueur d'onde de 532 nm. Dans toutes les figures précédentes, nous avons mis les ondes incidentes en phase au point d'interaction. Dans la réalité, nous n'avons pas prévu de contrôler la phase chaque onde, car cela imposerait de pouvoir régler finement la position longitudinale de chaque miroir. On peut donc supposer que la phase de chaque onde est aléatoire et dérive dans le temps en fonction de la température de la pièce qui dilate les divers matériaux de l'expérience.

Le cas le moins favorable sur l'axe est équiprobable avec le cas le plus favorable. Il s'agit du cas où les ondes sont en opposition de phase deux à deux. La figure d'interférence est présentée sur la Figure 76. On voit que l'intensité sur l'axe (au centre de l'image) est nulle. En revanche, l'énergie lumineuse se répartit dans l'ensemble de l'image, si bien que l'intégrale de l'image est pratiquement identique que celle du cas où les ondes sont toutes en phase.



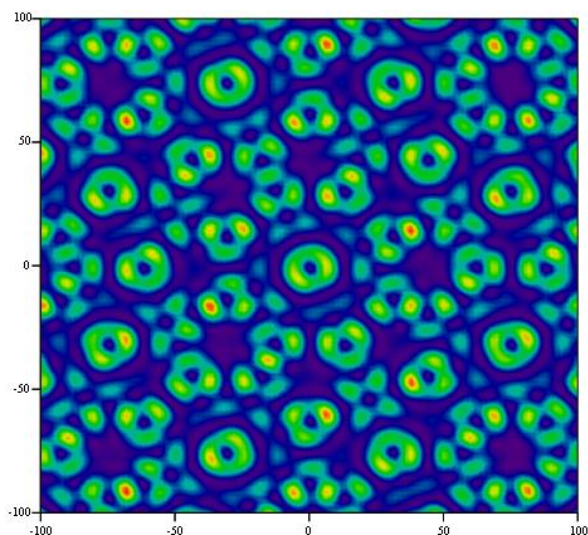
II



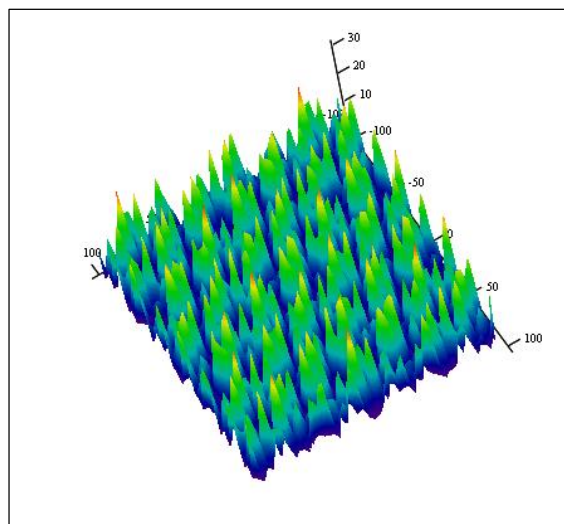
II

Figure 76 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes sont en opposition de phase deux à deux au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intensité sur l'axe est nulle.

D'une manière générale, nous avons codé des phases aléatoires dans Mathcad et effectué de nombreux tirages. Nous présentons sur les figures ci-dessous, des images typiques obtenues pour 4 tirages de déphasage aléatoire. On voit que le détail des images varie, mais que les tailles caractéristiques restent identiques. L'intégrale des images est la même dans tous les cas, par effet de moyenne sur la figure d'interférence (on peut avoir l'impression de voir des variations d'une figure à l'autre, mais cela est fictif, car les images en fausse couleur sont toutes normalisées. On voit par exemple que sur les images correspondant aux phases aléatoires, le maximum est de l'ordre de 30 u.a., tandis qu'il est de 64 pour le cas des ondes toutes en phase).



II



II

Figure 77 : Exemple 1 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.

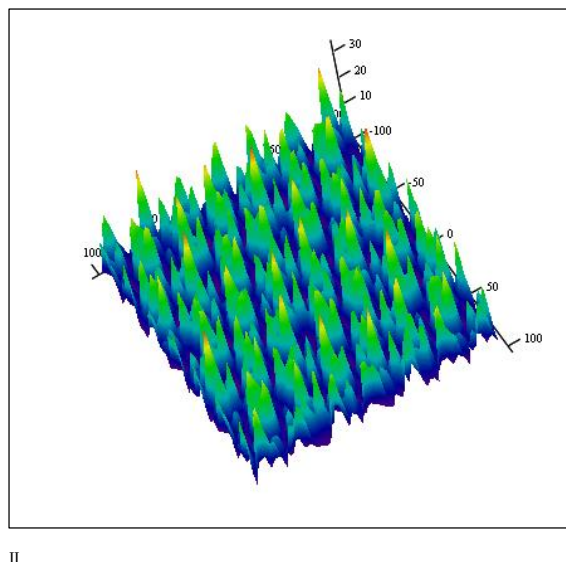
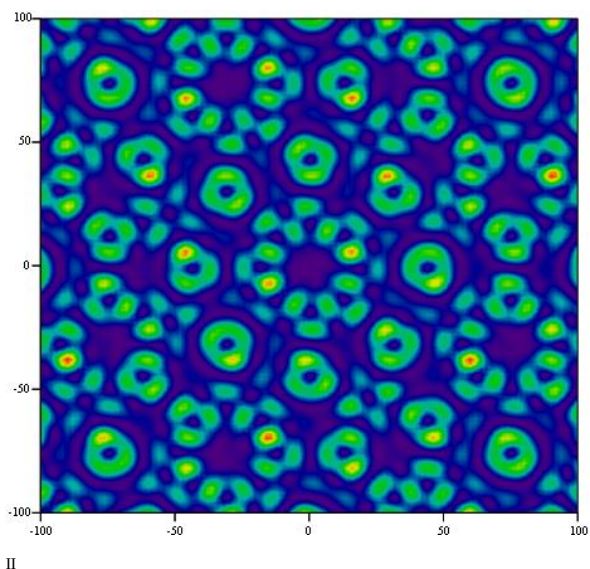


Figure 78 : Exemple 2 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.

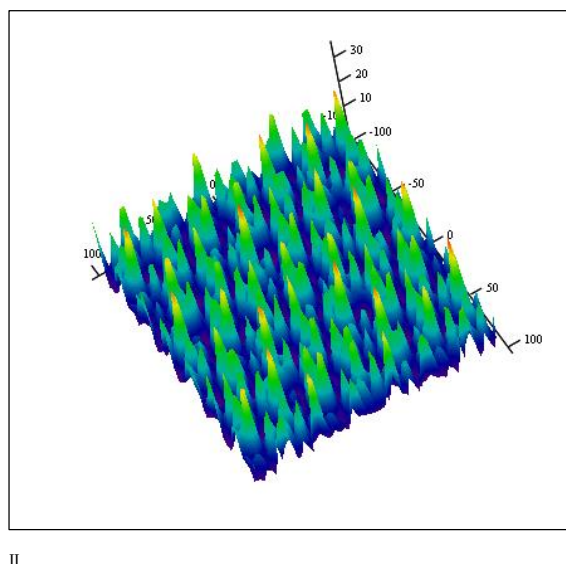
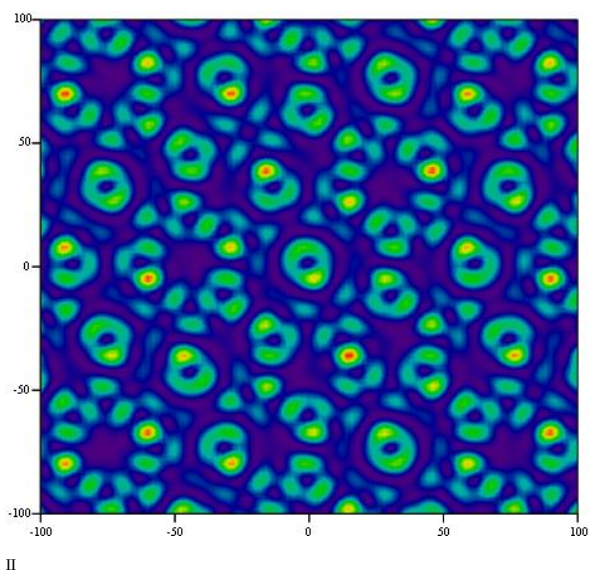


Figure 79 : Exemple 3 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.

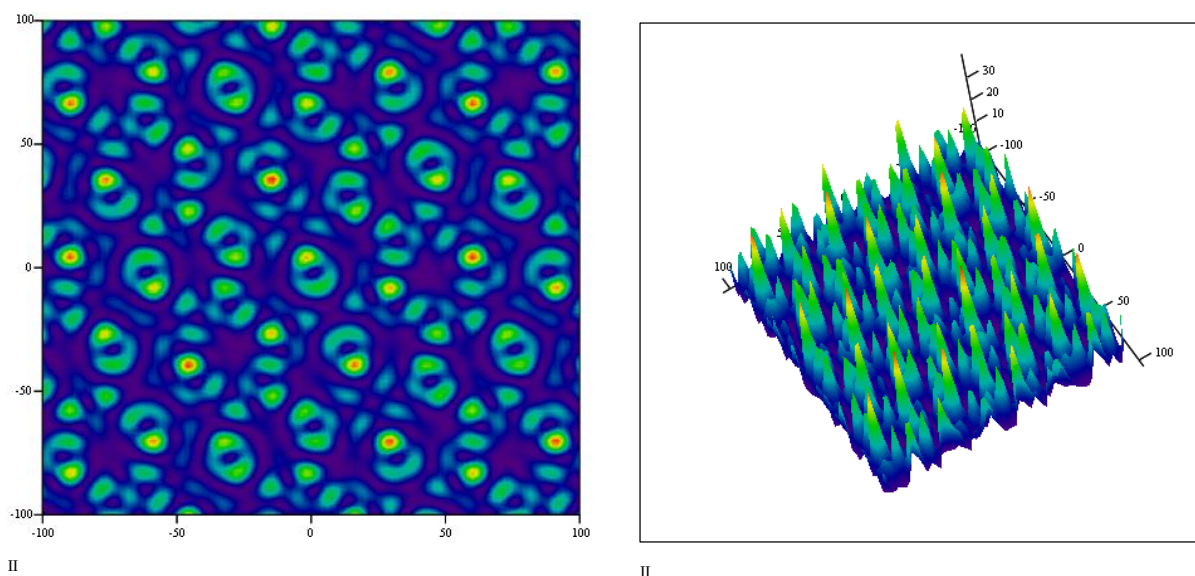
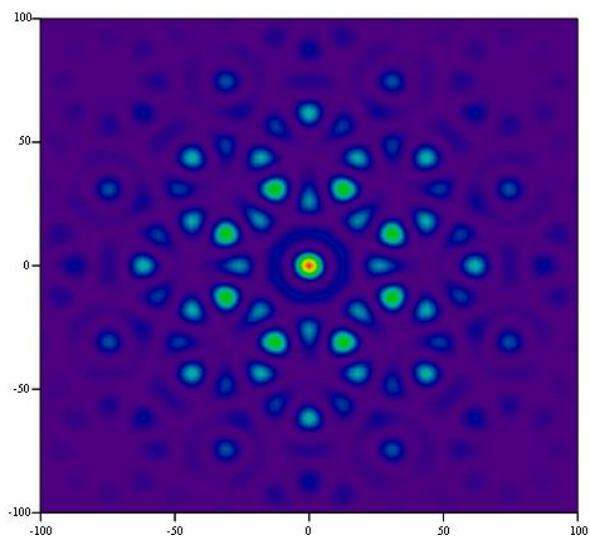


Figure 80 : Exemple 4 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.

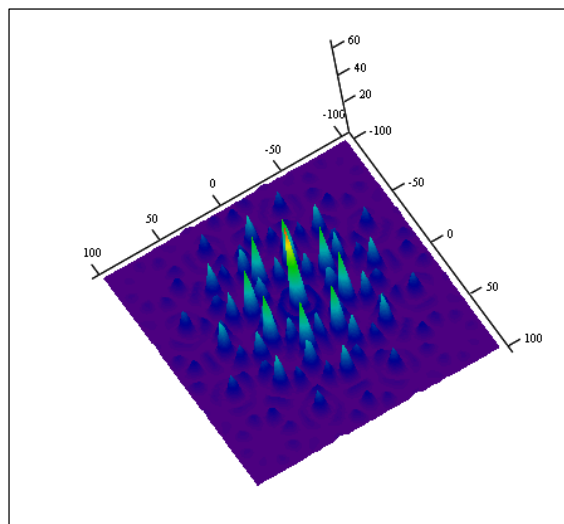
2.5.5.2 Interférence à 8 ondes gaussiennes

Pour finaliser cette étude, nous avons pris en compte la forme gaussienne du faisceau de façon tout à fait rudimentaire, en multipliant l'image par une gaussienne d'écart type $50\text{ }\mu\text{m}$, correspondant à la taille physique attendue du faisceau laser au point d'interaction pour notre SMILE. A chaque fois, nous avons calculé l'intégrale de l'image (le résultat est donné en unité arbitraire, identique pour chaque calcul), afin de vérifier quelle variation on pouvait attendre en cas de changement aléatoire de phase.

Les deux premiers cas présentés sont celui des ondes toutes en phase et celui des ondes en opposition de phase deux à deux (Figure 81 et Figure 82). L'intégrale dans un premier cas vaut 2,856 u.a. Dans le deuxième cas, 2,853. Les deux chiffres sont donc extrêmement proches.

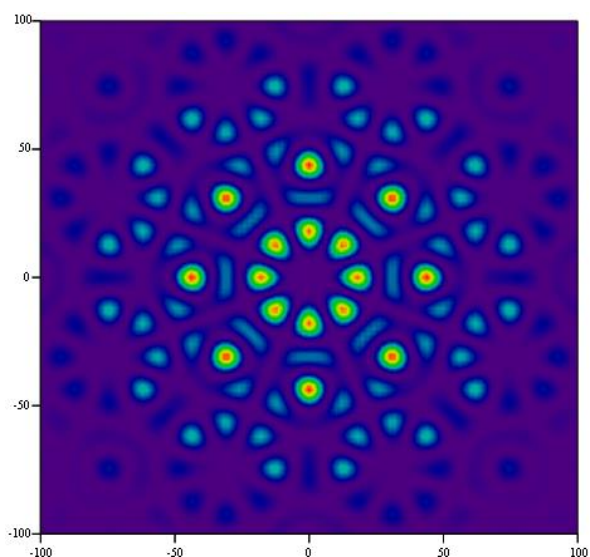


II

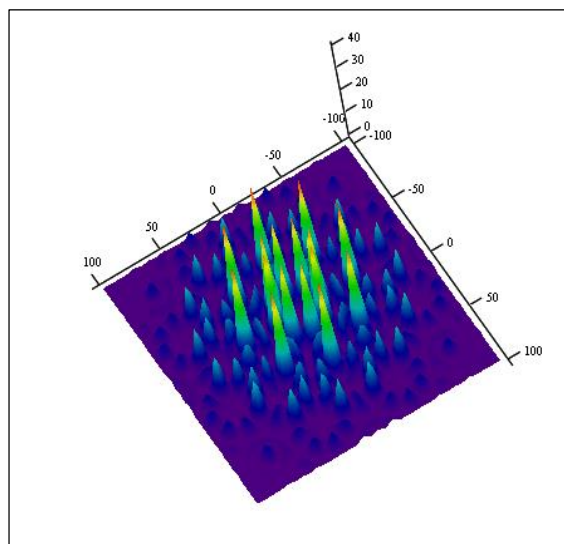


II

Figure 81 : Interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut 2,856 u.a.



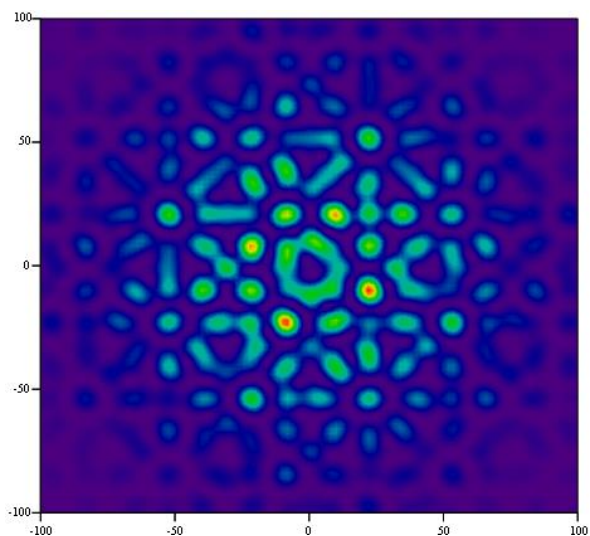
II



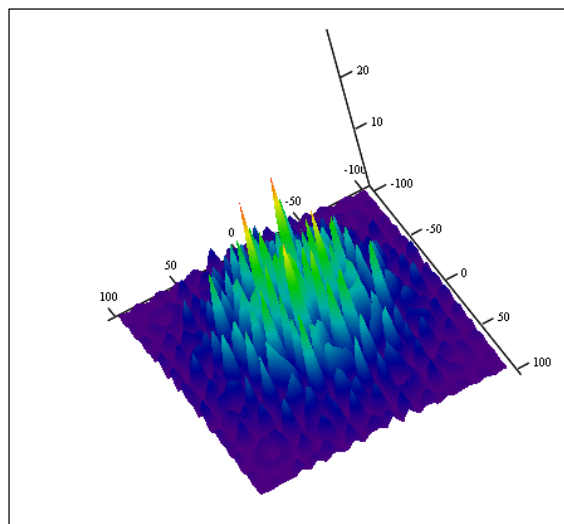
II

Figure 82 : Interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes sont en opposition de phase deux à deux au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut 2,853 u.a.

Nous présentons sur les images suivantes des exemples de tirage aléatoire de phase. Les intégrales obtenues sont : 2,897, 2,865, 2,816, 2,869.

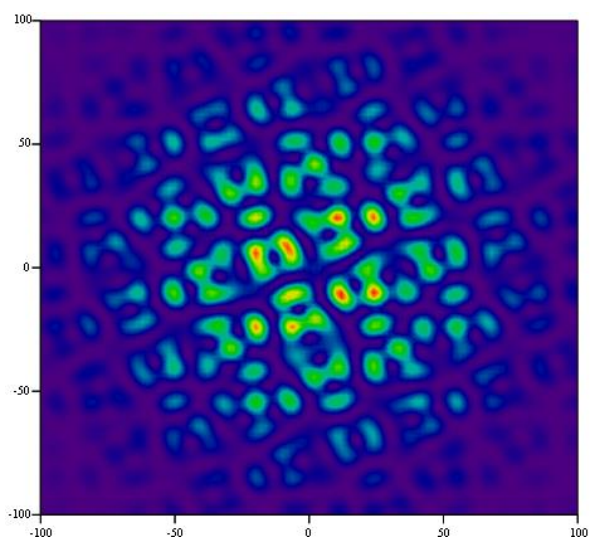


II

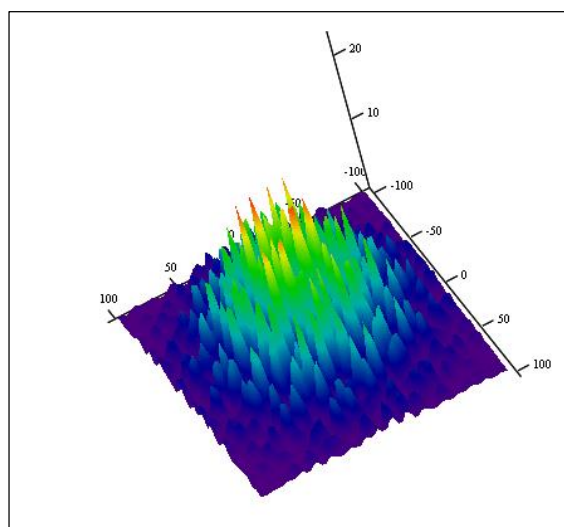


II

Figure 83 : Exemple 1 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,897 u.a.

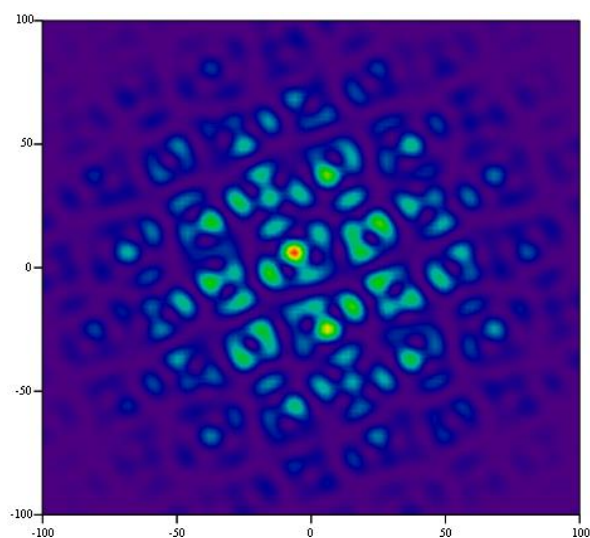


II

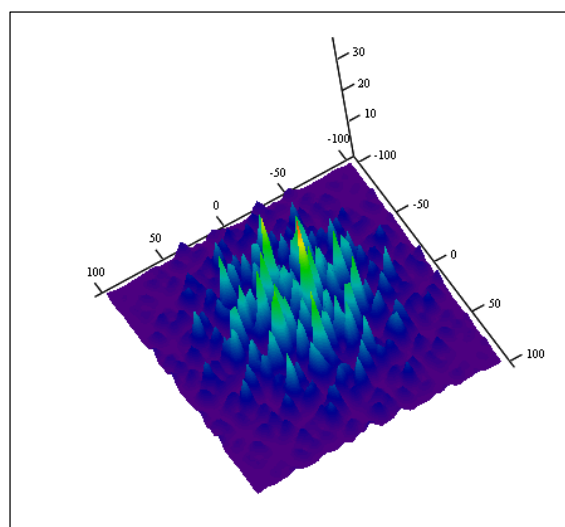


II

Figure 84 : Exemple 2 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,865 u.a.

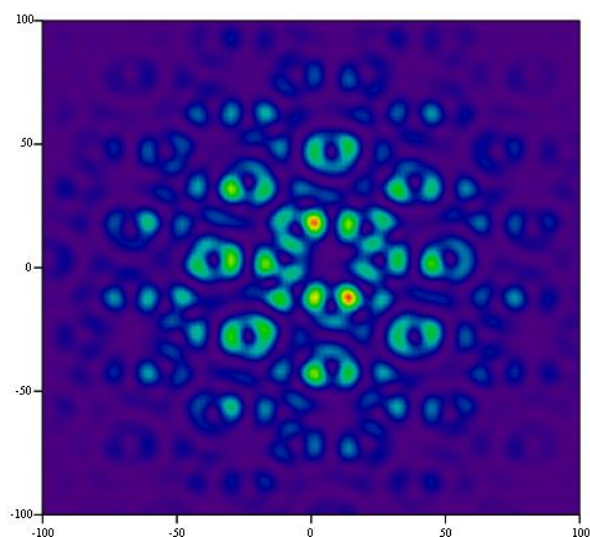


II

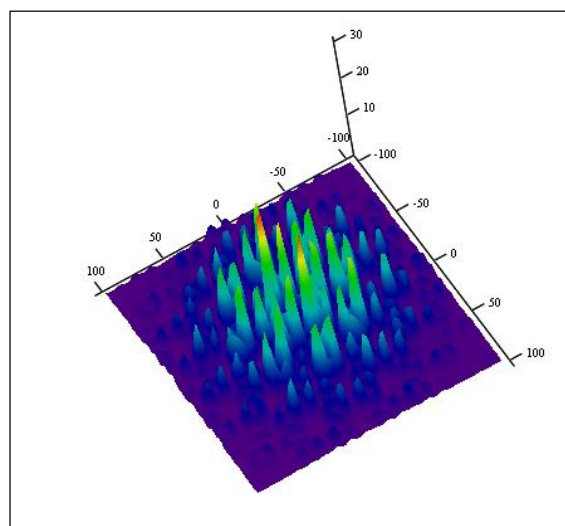


II

Figure 85 : Exemple 3 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,816 u.a.



II



II

Figure 86 : Exemple 4 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,869 u.a.

Nous avons par ailleurs effectué le calcul d'intégrale sur 50 tirages pour trouver les caractéristiques statistiques de la distribution. La moyenne obtenue est : 2,86 et l'écart type : 0,06, soit 2% lorsque la longueur d'onde est 532 nm.

Lorsque la longueur d'onde est 1064 nm, l'écart type relatif monte à 5,7% ce qui s'explique par le fait que la dimension caractéristique de la figure d'interférence est plus grande et donc l'effet de moyennage moins favorable.

L'effet sur la production de photons X dépend aussi de la distribution radiale du faisceau d'électrons. Si le faisceau d'électrons est homogène, les chiffres sur la production de photons X sont identiques à ceux directement calculés pour la figure d'interférence. Si la distribution radiale du faisceau d'électrons est gaussienne, de même écart type que la distribution radiale du faisceau laser, on effectue le même calcul que précédemment en multipliant une seconde fois la figure d'interférence par la même gaussienne. Les résultats sont alors modifiés de la façon suivante : à 532 nm, la variation relative *rms* monte à 3,7%. A 1064 nm, elle monte à 7,8%.

On peut en conclure que la variation de production de rayonnement X par effet Compton due au tirage et à la variation aléatoire des phases ne devrait pas être très gênante pour l'expérience à 532 nm, étant donné l'écart type obtenu, inférieur à 4% *rms*. On ne peut cependant statistiquement pas exclure la possibilité de tomber sur un cas très favorable ou très défavorable, avec une faible probabilité.

Dans un avenir plus lointain, lorsqu'il faudra faire fonctionner la source avec un laser à 1064 nm, la fluctuation potentielle due aux interférences pourra devenir plus importante que les autres fluctuations typiques de l'accélérateur.

2.5.6 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie de notre travail, les développements et calculs effectués pour définir notre système SMILE. Nous en avons exposé les motivations et le principe, adaptés à un fonctionnement en mono-coup afin de répondre à l'objectif fixé par le CEA – mais compatible avec un fonctionnement récurrent. Nous avons déterminé ses dimensions en accord avec les contraintes rencontrées sur l'accélérateur ELSA : il comportera 14 miroirs sphériques, placés sur deux couronnes situées à 25 mrad de l'axe du faisceau d'électrons. Les deux couronnes seront séparées de 1038 mm pour que le système soit adapté à la fréquence de 144,4 MHz, qui est le double de la fréquence de référence de l'ensemble de l'accélérateur. On notera que le nombre de miroirs pourrait potentiellement être augmenté, et que les angles pourraient être modifiés, en fonction de l'installation sur laquelle on pourrait vouloir déployer ce type de système.

Le rayon de courbure des miroirs correspond à celui calculé pour une cavité symétrique stable à deux miroirs. Une modélisation développée dans l'environnement Mathcad, reposant sur le formalisme matriciel des faisceaux gaussiens nous a permis de pousser plus loin l'étude en examinant le comportement du faisceau lorsque l'on fait varier différents paramètres. En effet, dans notre cas, le faisceau injecté dans la cavité n'est pas exactement confondu avec le mode propre de la cavité, même si l'on essaie de s'en rapprocher au plus près au cours des expériences.

Outre ces aspects théoriques, nous avons réalisé une maquette du SMILE avec le matériel disponible sur étagère dans notre laboratoire. L'objectif était double : vérifier la validité de nos calculs et des hypothèses concernant les aberrations d'astigmatisme que nous avons décidé de négliger ; pouvoir détecter hors de la salle de l'accélérateur (peu accessible du fait de la succession continue des utilisateurs d'ELSA) les différents problèmes d'alignement et de mécanique que nous serions amenés à rencontrer au cours des semaines d'expériences d'ELSA consacrées à ce projet. Par ailleurs, la manipulation de cette maquette nous a guidés dans la conception du système final.

Enfin, nous avons proposé une étude des interférences entre les différents faisceaux incidents produits par le repliement dans le SMILE. Cette étude a permis de montrer l'influence de ce phénomène dans le flux de photons X qui sera produit par notre source Compton. Dans notre cas, nos expériences ont été faites à une longueur d'onde de 532 nm. Les calculs présentés montrent dans ce cas que les interférences auront assez peu d'influence sur la fluctuation du flux d'X produit. La fluctuation pourra s'avérer un peu plus forte cependant à 1064 nm, qui fait partie des objectifs du CEA dans l'avenir.

Chapitre 3 : Description d'ELSA

Avant de présenter les résultats expérimentaux obtenus lors de ce travail de thèse, il est nécessaire de présenter l'ensemble de l'installation et son mode de fonctionnement. Il est important de noter qu'au début de notre travail, ELSA n'avait pas été prévue pour l'installation d'une source Compton. Nous avons donc dû faire nos développements en tenant compte de l'existant, et en prenant soin de ne pas modifier le fonctionnement habituel de l'installation. La place étant réduite, nous avons dû prendre en compte de nombreuses contraintes d'encombrement. La présentation ci-après permet de mieux appréhender le contexte dans lequel j'ai travaillé. La configuration d'ELSA sans la source Compton est appelée « ELSA standard ». La configuration d'ELSA avec la source Compton est appelée « ELSA Compton ».

3.1 Description d'ELSA 19 MeV

L'accélérateur linéaire ELSA est un accélérateur radiofréquence d'électrons [83]. Le plan de l'installation est présenté en Figure 87. Cette source de grande brillance peut produire des électrons accélérés jusqu'à 19 MeV. Etant conçue à l'origine pour étudier la physique des lasers à électrons libres infrarouges, la génération des électrons se fait par photo-injection induite par un laser (Figure 88). Cette technologie [84] permet d'obtenir une haute qualité de faisceau (émittance normalisée faible typique de l'ordre de quelques mm*mrad). Le second avantage de l'extraction d'électrons sur une photocathode est la multitude de possibilités d'agir sur les paramètres spatiaux et temporels du paquet d'électrons émis. La cadence des paquets d'électrons est l'image exacte de la cadence du laser pilote.

Le laser pilote, basé sur un oscillateur Nd:YVO₄ à verrouillage de modes à 72,2 MHz et sur une chaîne d'amplification Nd:YAG doublée, génère des trains d'impulsions d'environ 30 ps (de durée totale à mi-hauteur) à 532 nm appelés « macro-impulsions », permettant d'extraire les électrons d'une photocathode de KCs₃Sb. Les électrons sont d'abord accélérés jusqu'à 2 à 2,5 MeV dans une cavité RF de 144,4 MHz, de façon à leur faire atteindre rapidement un régime ultra-relativiste. En effet, dans ce régime, l'effet de charge d'espace disparaît, ainsi que la dégradation d'émittance qui l'accompagne : plus l'énergie des électrons dans le photo-injecteur est élevée, moins l'émittance est dégradée. En revanche, plus la tension accélératrice dans la cavité est élevée, plus on a d'électrons parasites émis par effet de champ, phénomène que l'on appelle « courant d'obscurité », puisque les électrons sont émis alors que la photocathode n'est pas éclairée. Il est donc parfois préférable de ne pas travailler avec une tension trop forte au départ. Dans nos expériences, cette tension accélératrice a, le plus souvent, été réglée à 2 MV. L'accélération se poursuit ensuite dans 3 cavités RF 433,3 MHz successives. L'énergie maximale accessible est de 19 MeV. En pratique, pour nos expériences, l'énergie en bout de ligne est le plus souvent réglée entre 17 et 18 MeV.

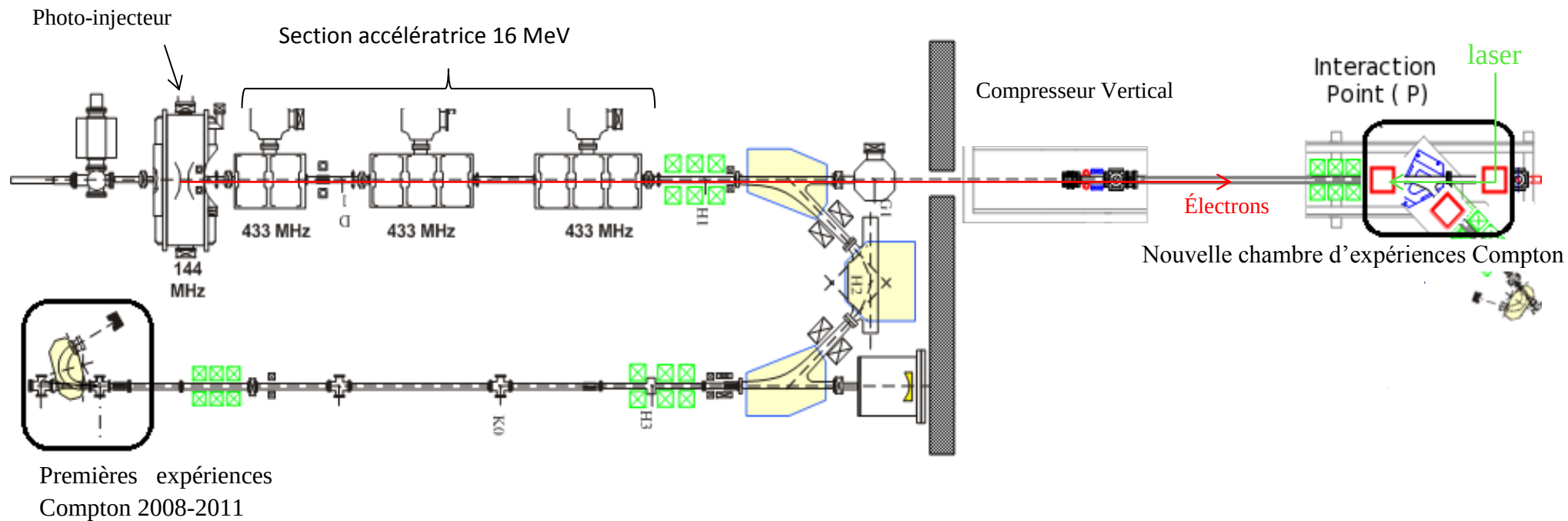


Figure 87 : Plan de la casemate d'ELSA illustrant le cheminement des électrons dans la ligne accélératrice d'ELSA.

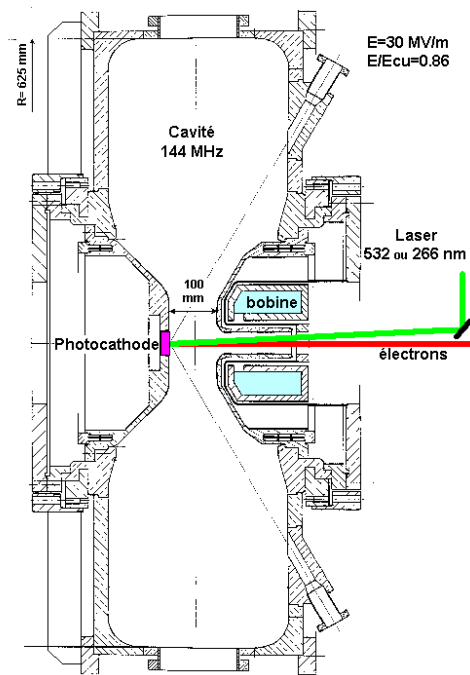


Figure 88 : Photo-injection induite par laser se produisant dans une cavité radiofréquence de 144 MHz (photo-injecteur) vue en coupe.

Chaque macro-impulsion est typiquement constituée de 1 à 5000 micro-impulsions à 72,2 MHz (On verra dans le chapitre 5 qu'il est parfois possible de travailler à une cadence de 144,4 MHz en modifiant la configuration du laser pilote) et son taux de répétition varie de 1 à 10 Hz (Figure 89). La charge d'une micro-impulsion peut être choisie dans la gamme de 0,5 à 10 nC mais une trop forte charge dégrade l'émittance du faisceau d'électrons.

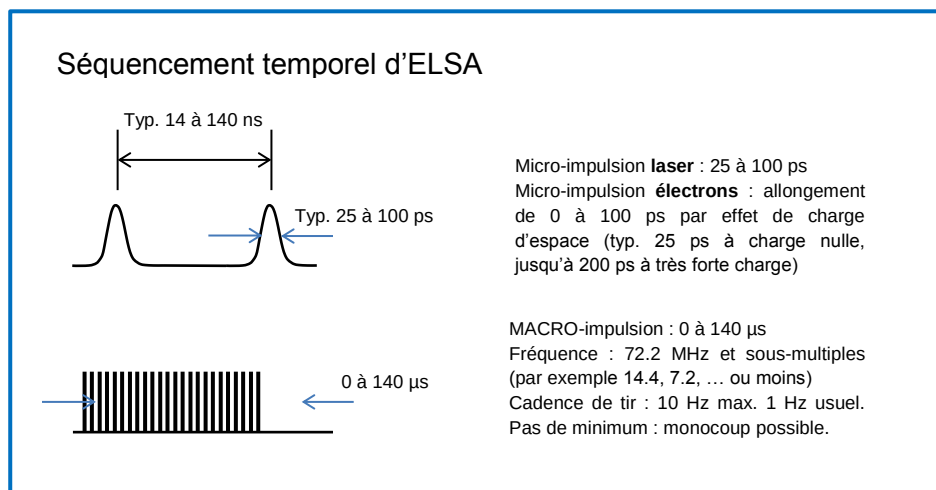


Figure 89: Déroulement temporel du fonctionnement d'ELSA. Les micro-impulsions sont regroupées en trains d'impulsion (macro-impulsions) émise le plus souvent à la fréquence de 1 Hz.

Après leur accélération dans les cavités à 433 MHz, les électrons continuent leur parcours en ligne droite et entrent dans la salle d'expérience où est installée notre nouvelle source Compton. Avant de se propager jusqu'aux enceintes d'expériences, ils commencent par passer à travers un compresseur vertical [85] constitué de deux dipôles alpha (Figure 90). Ce compresseur a principalement deux rôles : permettre la compression temporelle du faisceau d'électrons pour obtenir des impulsions courtes de l'ordre de 10-20 ps et rattraper le dénivelé qui existe entre les deux bâtiments.

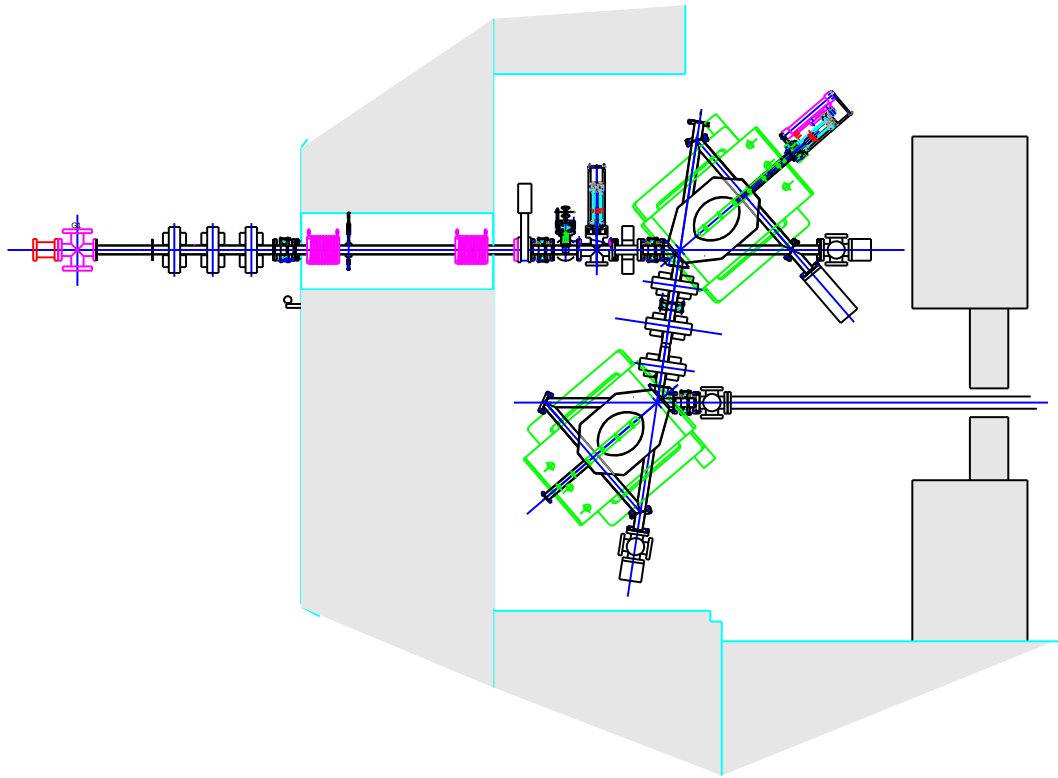


Figure 90: Vue en coupe de l'aimant double-alpha assurant la compression temporelle du paquet d'électrons.

Pour obtenir une compression temporelle, on déphase la crête du champ accélérateur par rapport à l'instant de passage des paquets d'électrons. On introduit de cette façon une dérive en énergie le long de l'impulsion. L'énergie de chaque électron est alors fonction de sa position temporelle dans l'impulsion, donc de sa phase par rapport au champ accélérateur sinusoïdal. Le chromatisme des dipôles magnétiques permet alors de faire varier la durée de l'impulsion car les électrons les plus énergétiques parcourent une trajectoire plus longue que les moins énergétiques.

Dans le compresseur magnétique, la longueur de la trajectoire est une fonction affine de l'énergie. Si la relation énergie-phase est également affine, on pourrait théoriquement obtenir une compression parfaite. Ce n'est malheureusement pas le cas, car le champ accélérateur est sinusoïdal. La non linéarité du champ accélérateur est d'autant plus forte que l'on est proche de la phase nulle, ce qui est le cas lorsque l'on veut accroître le plus possible l'énergie cinétique des électrons. C'est la raison pour laquelle il est prévu à moyen terme de rajouter sur la ligne d'ELSA une cavité décélératrice à 1,3 GHz pour compenser la non-linéarité introduite par les cavités à 433,3 MHz. Cette cavité n'était cependant pas en place lors de ma thèse.

En configuration standard, le faisceau passe par un triplet de quadrupôles qui permet d'ajuster sa vergence pour le passage à travers un ensemble « quart-de-tour » comprenant deux dipôles et un

quadrupôle montés solidairement sur un plateau d'aluminium de 50 mm d'épaisseur afin d'être aisément manœuvrable. Le faisceau est ensuite généralement envoyé sur une cible de tantale pour produire du rayonnement de freinage.

En configuration Compton, cet ensemble quart-de-tour est retiré et remplacé par un ensemble baptisé « Compton », supportant la chambre d'interaction, un dipôle de déviation, le SMILE et divers éléments nécessaires pour le déploiement de la source. Ces ensembles seront décrits en détails dans le chapitre 4.1.

3.2 Montée en énergie des électrons d'ELSA à 30 MeV

Pour améliorer les performances de la source Compton, il a été décidé d'augmenter l'énergie cinétique des électrons. L'énergie visée au début de ma thèse était de 37 MeV. Le gain attendu sur le nombre de photons produit provient de plusieurs conséquences directes de cette augmentation de l'énergie cinétique des électrons :

- Pour obtenir des photons X aux alentours de 23 keV, on pourra, grâce à la montée en énergie, fonctionner avec des photons infrarouges à 1064 nm. Etant donné le rendement d'interaction de l'étage de conversion de fréquence vers 532 nm, on attend 4 fois plus de photons à 1064 nm.
- En utilisant un linéariseur de champ électrique, on pourra optimiser la compression d'impulsion. Dans ce cas, on pourra extraire des impulsions longues du photo-injecteur, fortement chargées, sans craindre les effets de dégradation d'émittance à faible énergie cinétique, puis les comprimer après accélération dans le compresseur double-alpha. La charge visée est de l'ordre de 4 nC en utilisant des impulsions longues et en mettant en œuvre la compression, soit un facteur 2 au-dessus de ce qui est habituellement pratiqué sur ELSA.
- L'émittance géométrique diminue à haute énergie. En gagnant un facteur proche de 2 sur le facteur relativiste, on pourra gagner un facteur 4 en surface de la zone d'interaction.
- La divergence attendue du faisceau d'électrons est typiquement de l'ordre de $1/\gamma$. En gagnant un facteur 2 sur la divergence du cône d'émission, on gagnera un facteur 4 sur la densité de photons X par unité de surface au niveau des détecteurs qui seront étudiés grâce à cette source.

Cette montée en énergie devra aussi permettre d'explorer une nouvelle gamme d'énergie pour la source Compton. Un exemple des combinaisons de paramètres faisceaux est présenté dans le Tableau 9.

Tableau 9: Energie des photons X attendue calculée pour différentes configurations électrons/photons.

Configuration Photons / e-	E des photons X produits (keV)
1064 nm / 24 MeV	10
1064 nm / 34 MeV	20
1064 nm / 37 MeV	23
532 nm / 37 MeV	46
266 nm / 37 MeV	92

La structure post-accélétratrice ajoutée pour permettre d'augmenter l'énergie des électrons est présentée en Figure 91 . Elle est composée de dix cellules mécaniquement solidaires, réparties en deux cavités de cinq cellules alimentées indépendamment. La source de puissance RF à 1,3 GHz est constituée d'un klystron unique. Son emplacement ainsi que celui du linéariseur sur l'accélérateur ELSA sont indiqués sur la Figure 92.

Il n'a été mis en fonctionnement que dans la fin de ce travail de thèse. Nous présenterons donc l'ensemble de nos résultats expérimentaux en mettant l'accent sur l'énergie de base de 18 MeV, ainsi que les premiers résultats obtenus à énergie plus élevée, à 30 MeV.

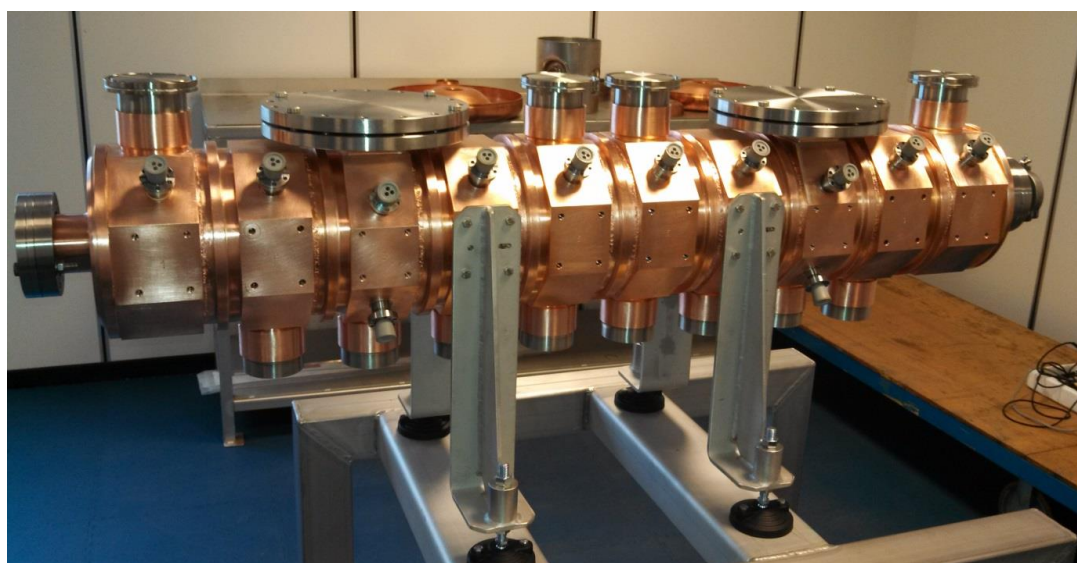


Figure 91 : Photographie du post-accélérateur prise en dehors de l'installation ELSA

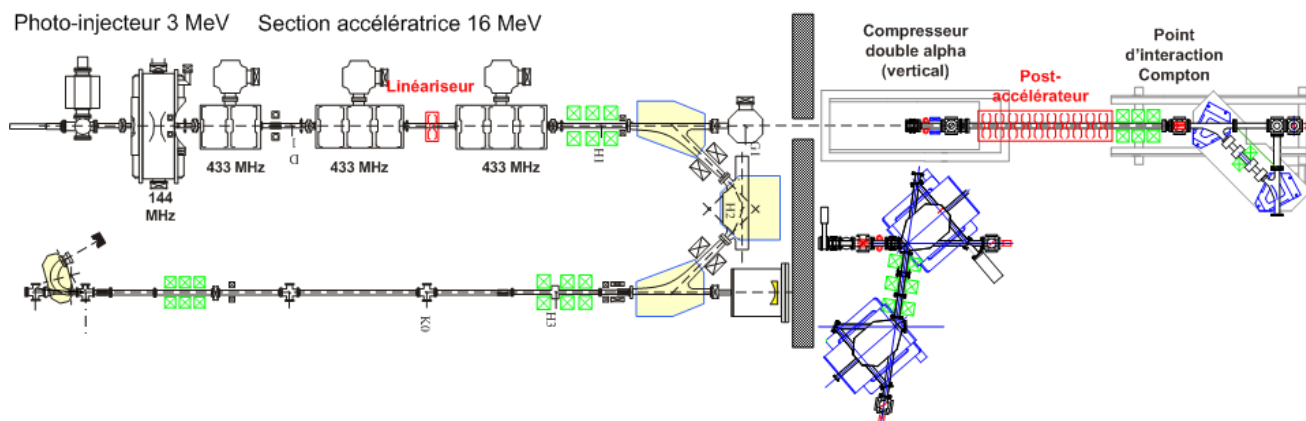


Figure 92: Positionnement des deux éléments radio-fréquence ayant permis la montée en énergie des électrons d'ELSA.

Chapitre 4 : Description, caractérisation et mise en place des dispositifs pour l'expérience

4.1 Nouvelle configuration de la ligne d'expérience

L'accélérateur ELSA est régulièrement utilisé pour produire du rayonnement X par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) dans une cible de tantale. La configuration de la ligne d'expérience a donc dû être fortement modifiée pour accueillir l'espace d'interaction Compton appelé « chambre d'interaction » dédiée au développement de la source Compton. La Figure 93 donne un aperçu des deux configurations utilisées dans la salle d'expérimentation d'ELSA.

Cette nouvelle chambre doit pouvoir être démontable. En effet, il doit être possible de passer facilement de la configuration standard à la configuration Compton. Pour cela elle a été montée sur une plaque de supportage amovible.

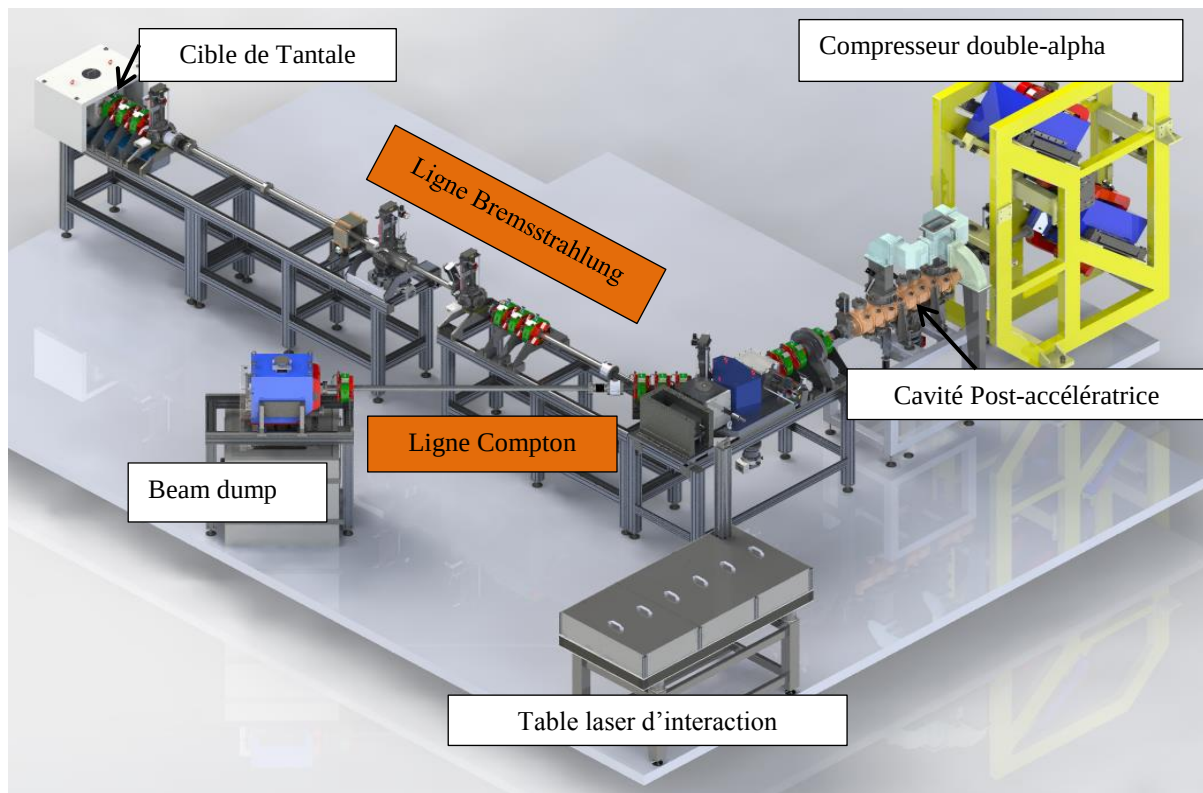


Figure 93: Vue d'ensemble de la salle d'expérimentation d'ELSA dans la configuration Compton. Le faisceau d'électrons provenant de la casemate passe au travers du compresseur double-alpha avant d'être injecté dans la cavité post-accelératrice. Dans la configuration Compton le faisceau est dévié de 45° après interaction vers un beam-dump. Dans la configuration Bremsstrahlung le faisceau d'électrons est dévié d'un angle de 90° avant d'impacter une cible de Tantale pour créer du rayonnement de freinage.

Un nouveau beam-dump illustré en Figure 94 destiné à recueillir les électrons après l'interaction a été développé. Il s'agit d'une coupe de Faraday avec un blindage multicouches plomb et PEHD (Polyéthylène à Haute Densité). Un dipôle vertical a été étudié spécifiquement pour envoyer les électrons vers le beam-dump.

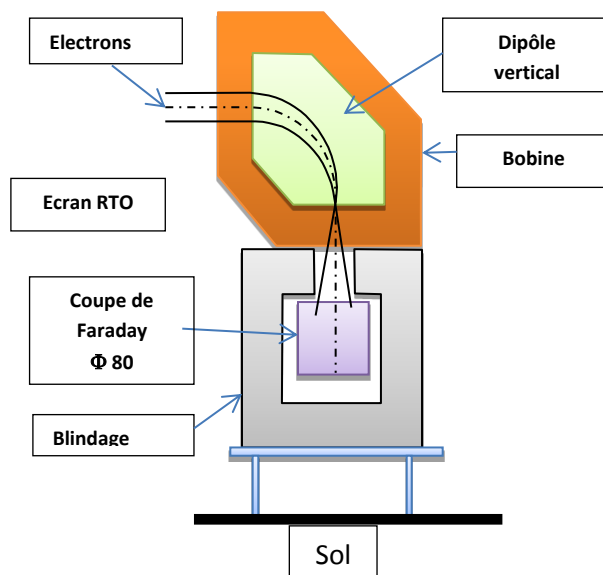


Figure 94 : Vue en coupe de la configuration du nouveau Beam-dump.

4.1.1 La chambre d'interaction

L'espace d'interaction est représenté sur la Figure 95. Dans ce schéma, les électrons se propagent de la gauche vers la droite. Ils sont focalisés au point d'interaction situé dans un module appelé « module d'interaction », à l'aide d'un triplet de quadrupôles. Le faisceau laser est injecté par un hublot d'un module appelé « module d'injection » puis dirigé vers le point d'interaction par un miroir orienté à 45° par rapport à l'axe d'injection. Une fois que les électrons ont interagi ils sont déviés par un dipôle magnétique en direction du beam-dump pour sortir de la chambre d'interaction. A la sortie du point d'interaction le faisceau d'électrons se défocalise et sa taille augmente progressivement. Il passe par un troisième module appelé « module de spectrométrie », équipé d'un écran RTO rétractable et d'une caméra. Ensuite, un second triplet de quadrupôles sur le chemin des électrons déviés permet de maintenir le faisceau d'électrons à une taille suffisamment faible pour être transporté jusqu'au beam-dump sans perte dans le tube à vide. Le faisceau de rayonnement X est émis suivant la même direction et le même sens que le faisceau d'électrons incident. Il sort de la chambre d'interaction au niveau du module d'injection laser en traversant une fenêtre de Béryllium, matériau laissant passer le rayonnement émis dans cette gamme de longueur d'onde.

La chambre d'interaction est donc principalement constituée de trois modules : le module d'interaction, le module d'injection et du module de spectrométrie. Ces trois modules sont décrits plus précisément ci-après.

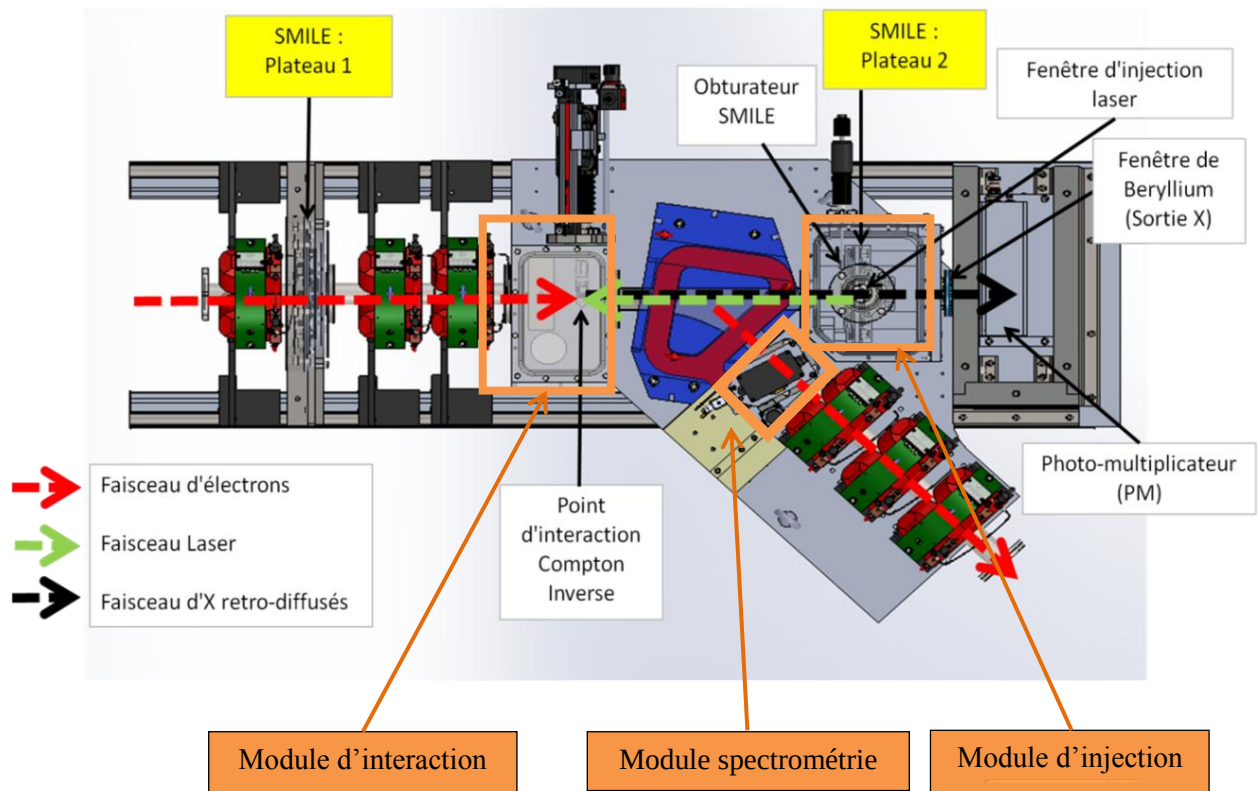


Figure 95 : Schéma en vue de dessus de la chambre d'interaction Compton.

4.1.1.1 Le module d'interaction

Le module d'interaction est le module où a lieu la rencontre du faisceau d'électrons avec le faisceau laser. Il est situé entre le premier triplet de quadrupôle et le dipôle de déviation.

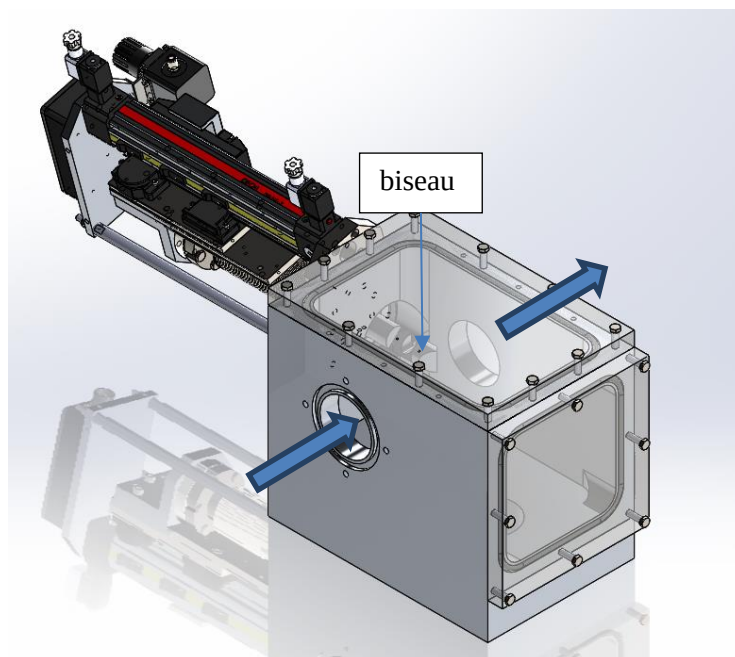


Figure 96 : Représentation 3D du module d'interaction.

Un biseau rétractable est monté sur un translateur pneumatique inséré dans une des parois latérales du module (Figure 96). Le bord franc formé par l'extrémité du biseau est destiné à matérialiser le plan transverse dans lequel a lieu l'interaction. Il est utilisé pour ajuster le recouvrement spatial et temporel des deux faisceaux de particules. La paroi latérale faisant face à celle où est monté le biseau est fabriquée dans un matériau transparent pour permettre de transmettre d'une part le rayonnement de transition optique⁶ produit par le faisceau d'électrons au contact du biseau et d'autre part le rayonnement laser jusqu'aux détecteurs.

Il est important d'avoir une bonne visibilité de l'intérieur de ce module pour faciliter les alignements. Pour cela la paroi supérieure du module est aussi conçue dans un matériau transparent de type plexiglas.

4.1.1.2 Le module d'injection

Le module d'injection est illustré en Figure 97. Il assure d'une part la fonction de support d'un des plateaux de miroirs du SMILE, d'autre part la fonction de sortie du faisceau d'X.

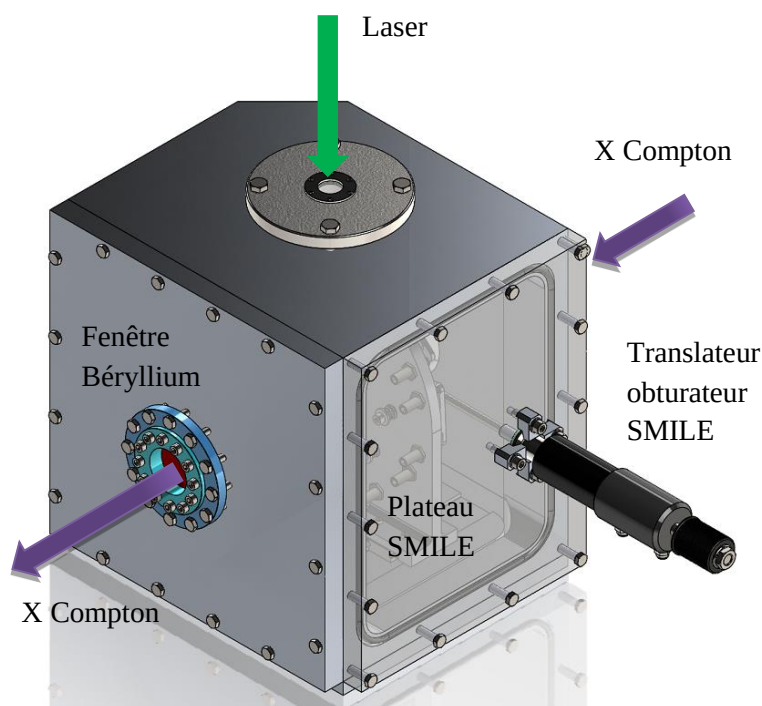


Figure 97: Représentation 3D du module d'injection laser.

Un hublot en verre transparent, traité anti-reflet pour les longueurs d'onde 532 nm et 1064 nm, permet d'injecter le faisceau laser d'interaction Compton dans la chambre. Un miroir orienté à 45° est fixé sur un support solidaire avec la paroi supérieure du module. Il est placé en regard du hublot,

⁶ Le rayonnement de transition optique (RTO) est le rayonnement émis par les électrons lorsqu'ils traversent une interface entre deux milieux de constantes diélectriques (ou permittivités) différentes.

légèrement hors de l'axe du faisceau d'X produit afin de diriger le laser vers le point d'interaction sans gêner la propagation du rayonnement Compton obtenu.

Une fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm est placée dans l'axe du rayonnement X produit afin de le laisser sortir de la chambre.

On peut remarquer la présence du plateau SMILE à l'intérieur du module d'injection représenté en Figure 98. La paroi transparente permet de visualiser le repliement du faisceau laser sur les miroirs du SMILE lorsque le module est fermé et que le vide est fait dans la chambre.

Un translateur est de plus fixé à cette paroi. Il permet de placer une plaque métallique rétractable devant le premier miroir de réflexion du SMILE et ainsi d'avoir la possibilité de limiter le nombre de passage à 1, depuis la salle de contrôle commande. Lorsqu'il est retiré, le nombre de passage passe à 8.

4.1.1.3 Le module de spectrométrie

Le module de spectrométrie assure la fonction de diagnostic spectrométrique. L'analyse du spectre énergétique du paquet d'électrons en sortie du déviateur est utilisée pour ajuster les réglages de la cavité post-accélératrice en amont de la chambre d'interaction. Le principe général du fonctionnement d'un spectromètre magnétique est rappelé sur la Figure 98.

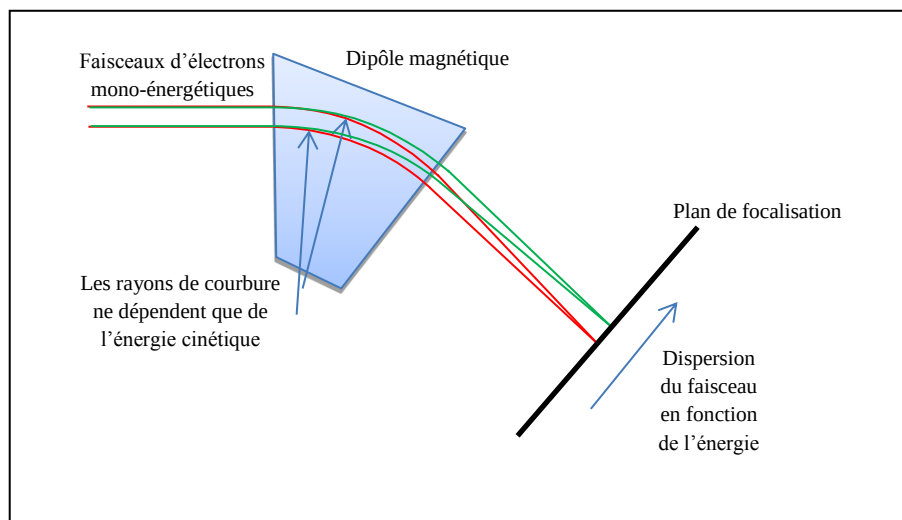


Figure 98 : Principe général du fonctionnement d'un spectromètre magnétique.

Une ouverture dans la paroi supérieure permet d'insérer un écran de visualisation RTO (Rayonnement de transition optique) grâce à un translateur pneumatique (Figure 99). Une des parois latérales est transparente pour permettre la visualisation de l'écran à l'aide d'une caméra CCD.

La Figure 100 permet de replacer chacun des 3 modules présentés dans l'ensemble constituant la chambre Compton. Cette vue 3D démontre la compacité de l'ensemble. Chaque élément constitutif

a été optimisé pour que la chambre puisse s'insérer au mieux dans l'espace restreint qui lui a été accordé.

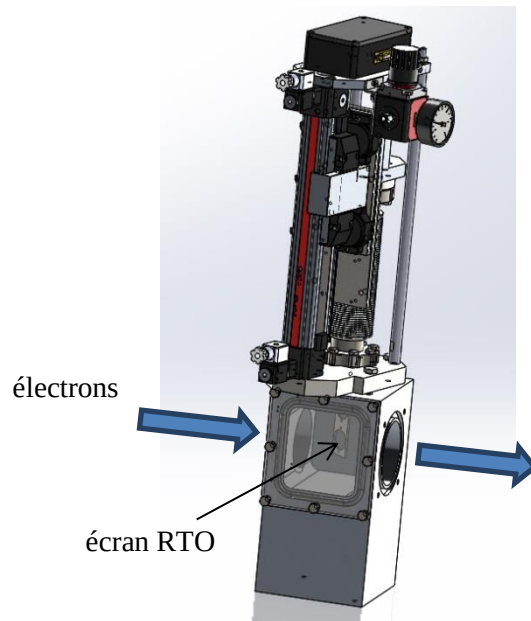


Figure 99 : Représentation 3D du module de spectrométrie.

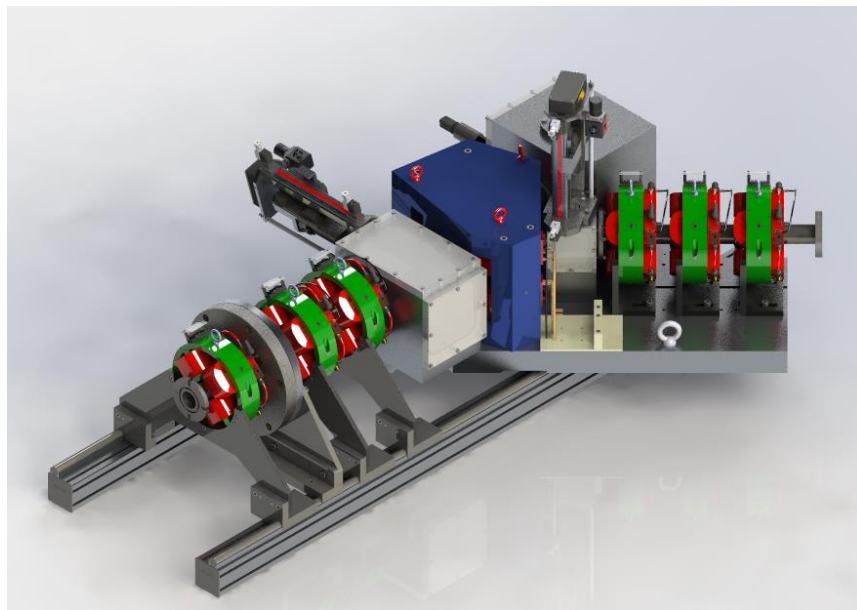


Figure 100 : Vue 3D de la chambre d'interaction Compton. Les électrons entrent dans la chambre au niveau du premier triplet de quadripôles (en bas à gauche) et sortent après avoir interagi par le second triplet de quadripôles (en haut à droite).

4.1.2 Diagnostics de recouvrement des faisceaux

On rappelle ici que le flux lumineux de la source dépend de la section efficace d'interaction ainsi que de la luminosité. La section efficace d'interaction associée à l'interaction Compton inverse

est proche de la section efficace Thomson et vaut $\sigma_{Th} = 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$. La luminosité est directement liée à la taille des faisceaux ainsi qu'à la surface de recouvrement. Il est donc très important d'optimiser le recouvrement des faisceaux temporellement et spatialement pour maximiser le nombre de photons produits par la source.

Le recouvrement spatial et temporel est réglé grâce à un biseau rétractable, manœuvrable à distance, placé au niveau du point d'interaction pendant la phase de réglage. Il est alors impacté d'un côté par le faisceau d'électrons de l'autre par le faisceau laser. Il permet de visualiser simultanément les images des deux faisceaux (Figure 101). Les deux faces du biseau sont inclinées à 45° par rapport à l'axe des faisceaux afin de produire un rayonnement RTO en direction des chaînes de détection de signal. La face côté laser est dépolie pour mieux visualiser l'impact du laser. La face côté électrons est polie. Le signal lumineux RTO est transporté jusqu'aux détecteurs grâce à une ligne optique d'une trentaine de mètres. La visualisation du signal permettant d'ajuster le recouvrement spatial est effectué avec une caméra CCD tandis que la synchronisation est ajustée grâce à une Caméra à Balayage de Fente (CBF) qui sera décrite plus précisément dans la suite dans ce chapitre.

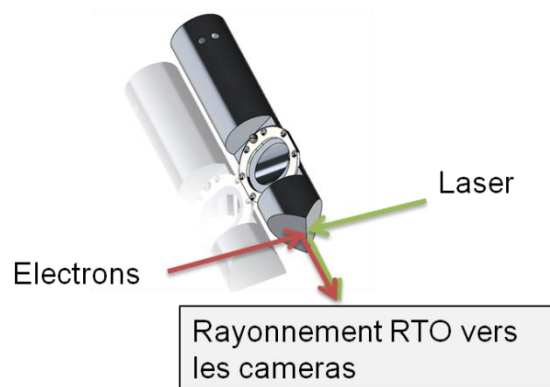


Figure 101: Visualisation du recouvrement temporel et spatial sur le biseau à l'aide du rayonnement RTO.

4.1.2.1 Recouvrement spatial

L'ajustement du recouvrement spatial est assuré par la visualisation du rayonnement RTO produit au niveau du biseau par une caméra CCD. La Figure 102 est un exemple de l'image utilisée par l'expérimentateur pour ajuster la hauteur des faisceaux l'un par rapport à l'autre. Sur cette image on estime que la configuration des faisceaux est bonne : ils sont équidistants par rapport au bord du biseau, à la même hauteur et de même dimension.

De même ce diagnostic permet de mesurer la taille transverse des faisceaux au point d'interaction. L'incertitude provenant de l'échantillonnage de la surface du détecteur CCD est très faible, typiquement de l'ordre de 1%. Une déformation de la tache transverse peut avoir lieu lors du processus d'imagerie sur la surface orientée à 45° par rapport à l'axe du détecteur (plan objet non perpendiculaire à l'axe d'imagerie). Enfin, il peut exister une contribution due au bruit de fond aléatoire due à la présence de source de rayonnements parasites ainsi qu'une contribution due au bruit de fond inhérent à la caméra (=courant d'obscurité).

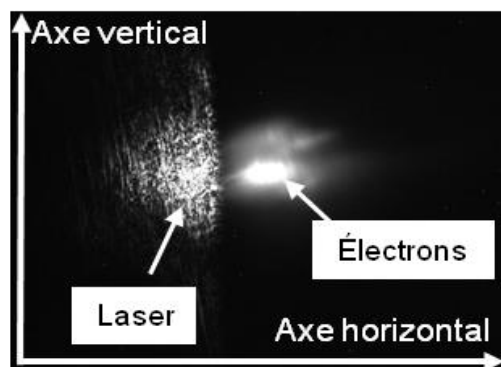


Figure 102 : Visualisation par caméra CCD de la position des deux faisceaux de particules l'un par rapport à l'autre au niveau du biseau (= point d'interaction).

4.1.2.2 Recouvrement temporel

Les caméras à balayage de fente, appelées aussi « Streak Camera », sont utilisées pour mesurer des signaux lumineux de très courte durée avec une résolution de l'ordre de quelques picosecondes. Le principe permettant d'afficher la dimension temporelle du signal sur un écran est représenté en Figure 103.

L'ouverture de la caméra est une fente étroite. Les photons qui y pénètrent sont convertis en électrons par effet photo-électrique sur une photocathode, en direction d'un écran de phosphore. Ceux-ci passent à travers un champ électrique qui les dévie dans une direction perpendiculaire à la fente. Ce champ électrique généré par deux électrodes déflectrices varie très rapidement, de sorte que la déviation des électrons dépend de l'instant d'arrivée des photons qui les ont engendrés. Les électrodes déflectrices sont alimentées par une rampe de tension rapide synchronisée avec la fréquence de l'accélérateur (72,2 MHz). La déviation de la trajectoire des électrons dépend donc de leur instant d'arrivée au niveau des électrodes déflectrices.

Enfin le signal émis en transmission par l'écran de phosphore est visualisé avec une caméra CCD intensifiée avec une galette de micro-canaux, de façon à pouvoir travailler à faible luminosité, condition indispensable pour éviter la baisse de résolution liée à la charge d'espace des paquets d'électrons arrachés à la photocathode.

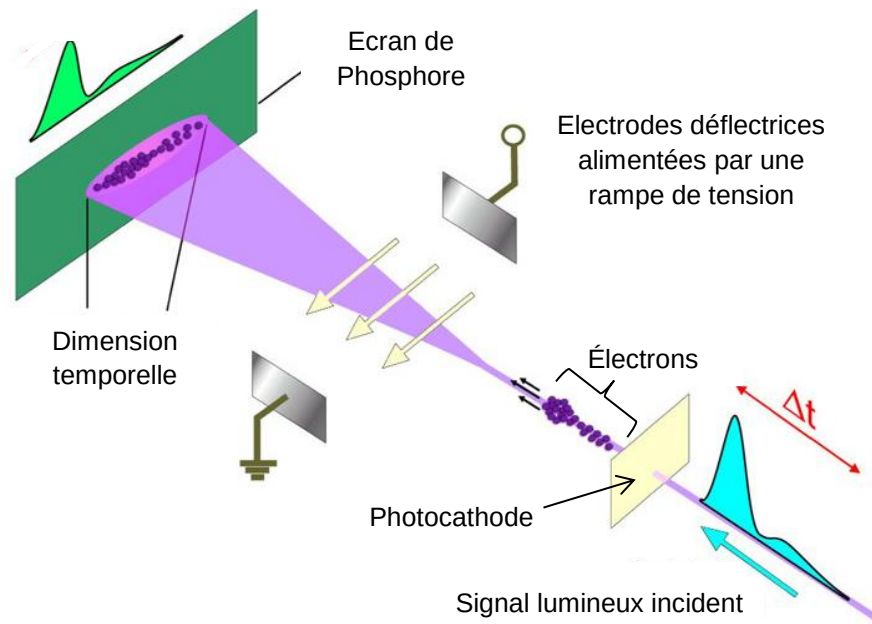


Figure 103: Principe de fonctionnement d'une Caméra à Balayage de Fente.

La caméra à balayage de fente utilisée sur ELSA présente la particularité de fonctionner avec un double balayage temporel, adapté à l'affichage temporel de trains d'impulsions (macro-impulsions) tel que ceux obtenus sur ELSA : une rangée de pixel verticale donne la forme temporelle d'une micro-impulsion. La rangée de pixel verticale adjacente est balayée lors du passage d'une nouvelle micro-impulsion et donne donc la forme temporelle de celle-ci, qui peut être différente de la précédente, et ainsi de suite. Le balayage lent est synchronisé sur la fréquence de référence de l'accélérateur à 72,2 MHz, de sorte que si la gigue des micro-impulsions est nulle par rapport à la fréquence de référence, la macro-impulsion est représentée sur l'écran de la caméra par une trace parfaitement horizontale. Si une gigue apparaît, on constate une déformation de la trace autour de l'horizontale. La mesure de gigue peut être plus fine que la résolution pure de la caméra, puisqu'on peut mesurer la position du centroïde de chaque trace verticale, et étudier la variation de cette position.

Pour fonctionner dans ce mode (appelé « synchroscan »), l'ouverture optique de la caméra est constituée de deux fentes croisées qu'il s'agit de resserrer au maximum pour obtenir la meilleure résolution possible (l'ouverture est donc rectangulaire, si bien qu'on ne peut donc plus vraiment parler de balayage de « fente », même si le principe général est le même, tandis que la dénomination anglaise « streak camera » reste correcte). Le principe du mode de fonctionnement synchroscan est présenté sur la Figure 104.

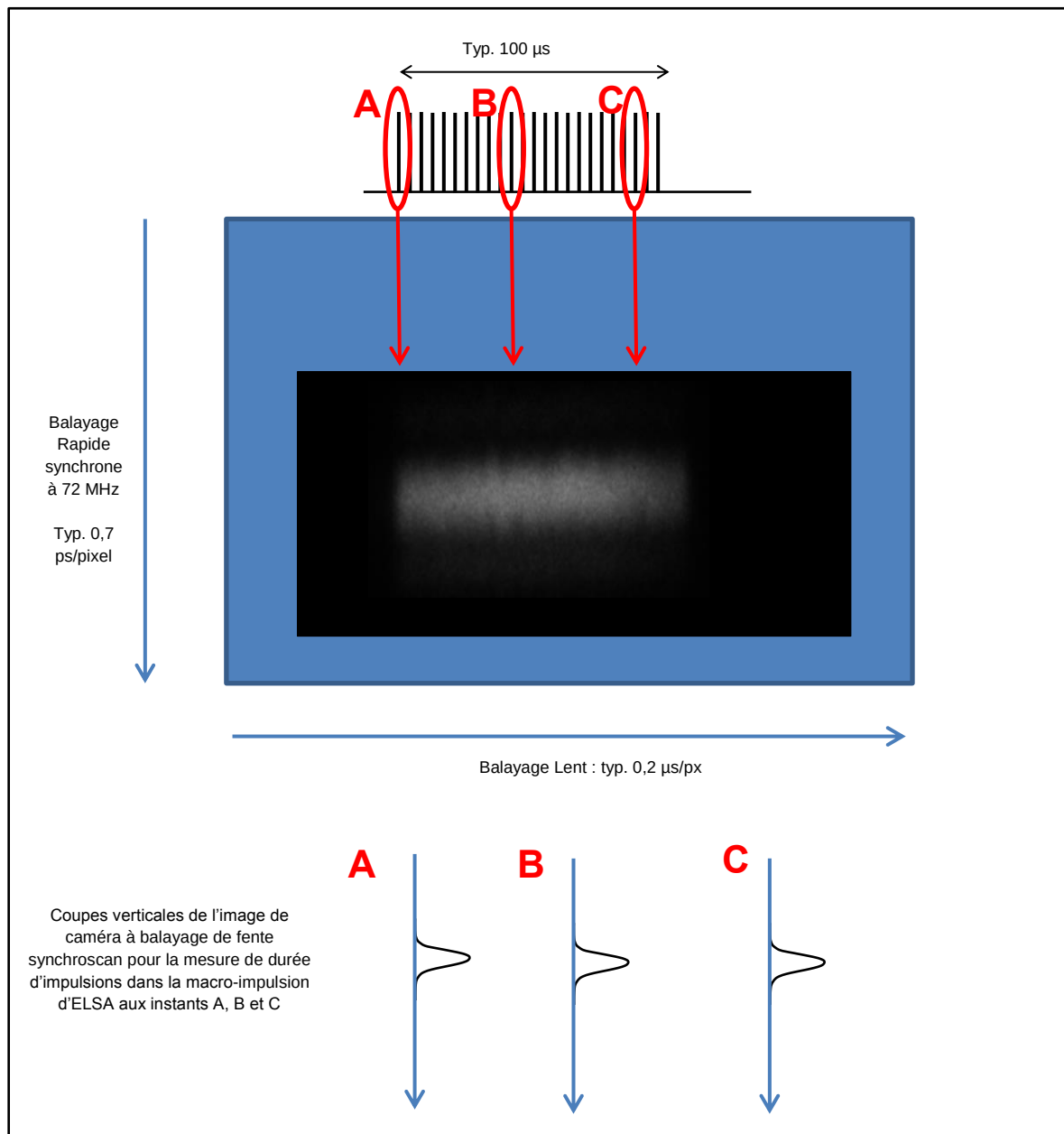


Figure 104: Principe de mesure dans le cas du double balayage (streak camera « synchroscan »).

Les images présentées sur les figures semblent très lumineuses, car elles sont normalisées. Par ailleurs, l'intensificateur de la caméra CCD permet de compenser le faible flux lumineux. Il ne faut cependant pas perdre de vue que la résolution n'est optimale que lorsque le flux d'électrons est très faible, à cause de la charge d'espace au sein de la caméra.

Pour évaluer le bon synchronisme de l'arrivée des paquets de photons et des paquets d'électrons sur notre caméra à balayage de fente, il faut faire l'image du point d'impact de chacun des deux faisceaux sur l'ouverture de la caméra. Pour cela, nous avons ouvert la fente verticale, de façon à avoir les deux images quasi-ponctuelles sur la fente horizontale (Figure 105). Dans ce cas, nous obtenons deux traces géométriquement séparées, correspondant à chacune des deux espèces (photons et électrons). La résolution horizontale (celle correspondant au balayage lent) est mauvaise, car la fente verticale a été ouverte, mais la résolution verticale (balayage rapide) reste bonne, grâce à la fente

horizontale. Sur chacune des deux traces, on peut mesurer la durée des micro-impulsions en mesurant la largeur à mi-hauteur du profil vertical avec une résolution de l'ordre de 5 ps (Figure 106). En mesurant l'écart vertical entre le centroïde des deux traces, on obtient l'écart temporel d'arrivée sur le biseau des deux paquets de particules. La précision de mesure de cet écart est de l'ordre de 2 ps.

Un ajustement fin peut être réalisé en déphasant les impulsions laser par rapport au signal de référence 72,2 MHz de l'ensemble de la machine, et donc par rapport aux paquets d'électrons.

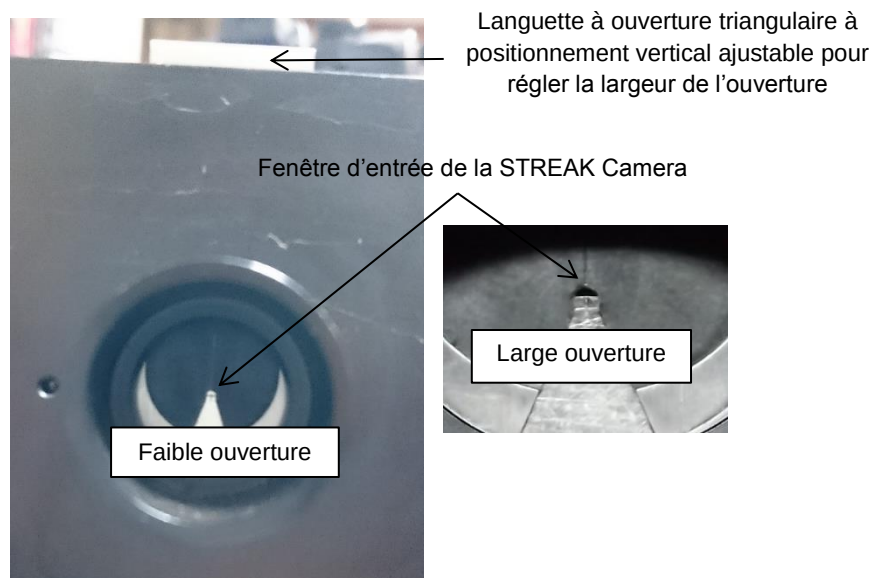


Figure 105 : Illustration de la fenêtre d'entrée de la STREAK Camera pour deux largeurs d'ouverture. La largeur de l'ouverture est ajustée grâce à une languette métallique coulissante possédant une ouverture triangulaire.

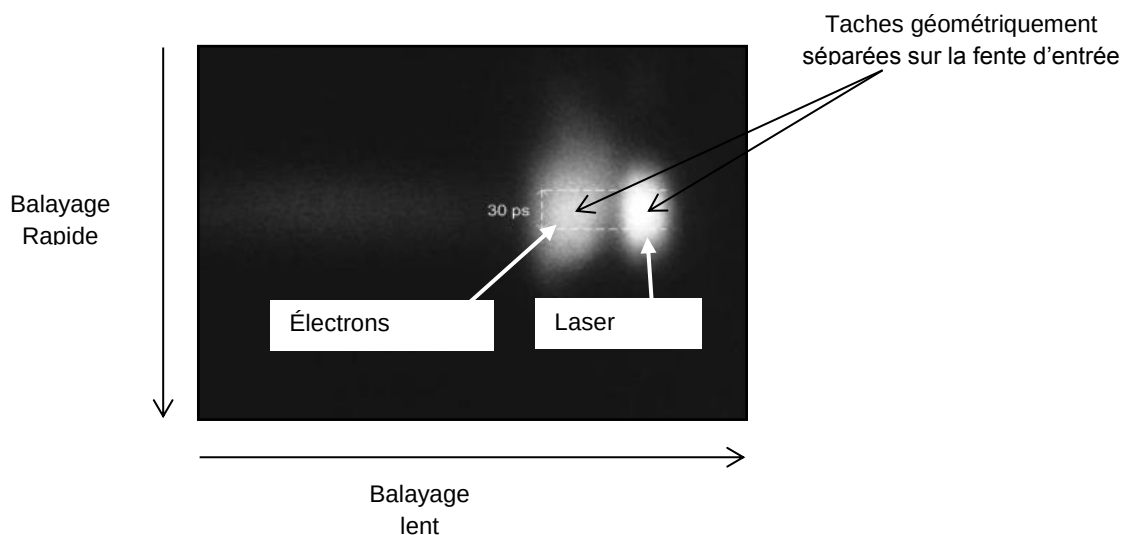


Figure 106: Image typique obtenue sur la caméra à balayage de fente en observant sur le biseau la lumière issue du laser et la lumière issue du rayonnement de transition provoqué par les électrons. Les deux paquets sont géométriquement séparés sur la fente d'entrée. Ils sont synchrones lorsque les deux taches sont à la même hauteur sur l'image.

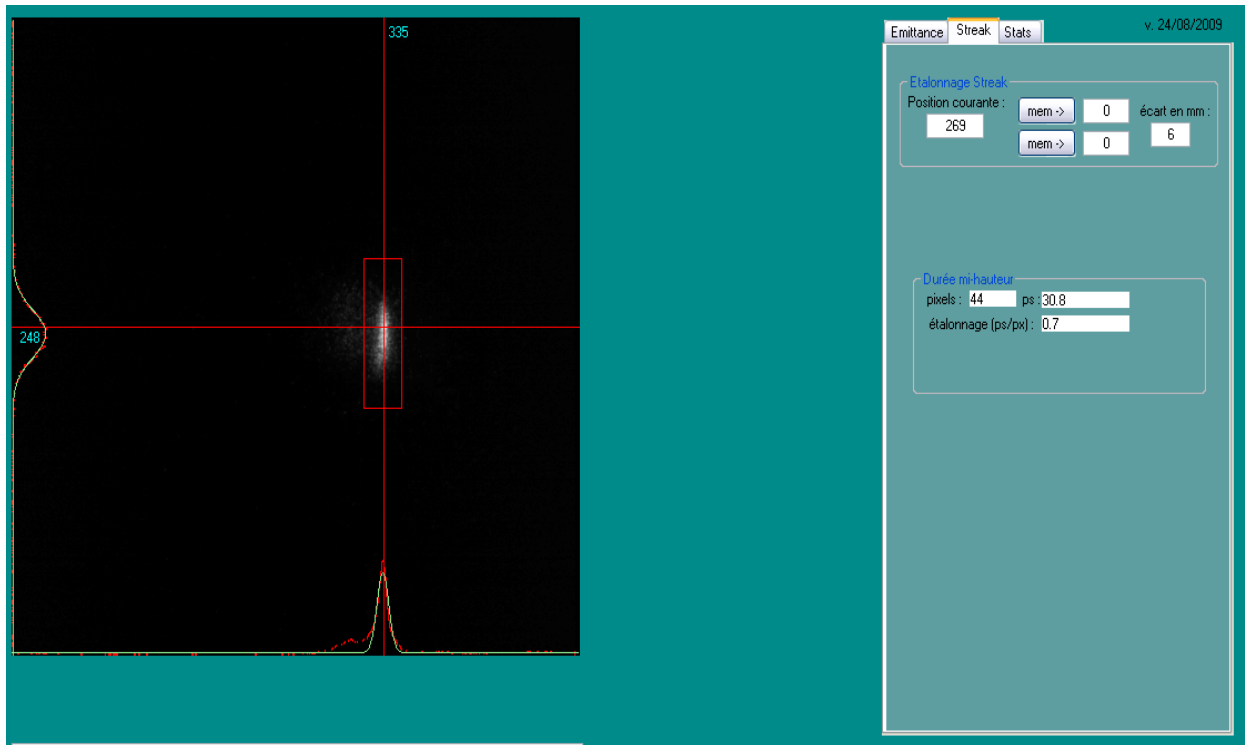


Figure 107 : Interface de dépollage des images de la caméra à balayage de fente d'ELSA. La mesure de la durée de la micro-impulsion laser se fait sur une rangée de pixel verticale (profil sur le côté gauche de l'image) en mode synchroscan. Un pixel correspond à 0,7 ps.

4.2 Le laser d'interaction

Contrairement aux expériences de 2011 [86][87], le laser d'interaction n'est plus émis depuis la salle laser, éloignée de la salle d'expérience, sur la même table optique que le laser pilote. Il effectuait un trajet d'environ 25 m avant d'être injecté dans la chambre d'interaction. Cette configuration, testée lors des tout premiers essais de ma thèse, était trop instable pour le bon fonctionnement du système SMILE. Des perturbations apportées par les mouvements de l'air ambiant et par les dérives de positionnement des différents supports répartis le long du trajet optique provoquaient des fluctuations de pointé et des fluctuations de forme du profil laser.

Nous avons donc déployé une nouvelle chaîne laser, synchronisée avec le reste de l'accélérateur, le plus près possible de l'espace d'interaction Compton, afin de diminuer le plus possible les fluctuations géométriques du faisceau laser.

Le schéma de principe de la synchronisation de la chaîne laser est présenté sur la Figure 108. La Figure 109 est une représentation schématique de la table laser et la Figure 110 est sa représentation 3D. L'oscillateur laser utilisé pour générer le faisceau laser d'interaction est un oscillateur à verrouillage de modes pompé par diode laser LUMENTUM LYNX. Il génère des impulsions laser à une longueur d'onde de 1064 nm et à une fréquence de 72,2 MHz de manière synchrone avec la fréquence pilote d'ELSA (gigue résiduelle < 1 ps rms). Une cellule de Pockels permet de créer des macro-impulsions dont la durée est imposée par le signal qu'elle reçoit. L'allure typique des macro-impulsions laser est en tout point semblable à celle des macro-impulsions électrons, à la différence que l'objectif ultime de la source Compton développée au CEA est plutôt de travailler avec un faible nombre de micro-impulsions par tir (typiquement 8 impulsions utiles pour l'utilisation du SMILE). La durée des macro-impulsions est donc réduite. Le signal créneau émis par le générateur

de signal arbitraire TABOR est envoyé en entrée de la cellule de Pockels après avoir été amplifié par un amplificateur analogique Linos LAV400.

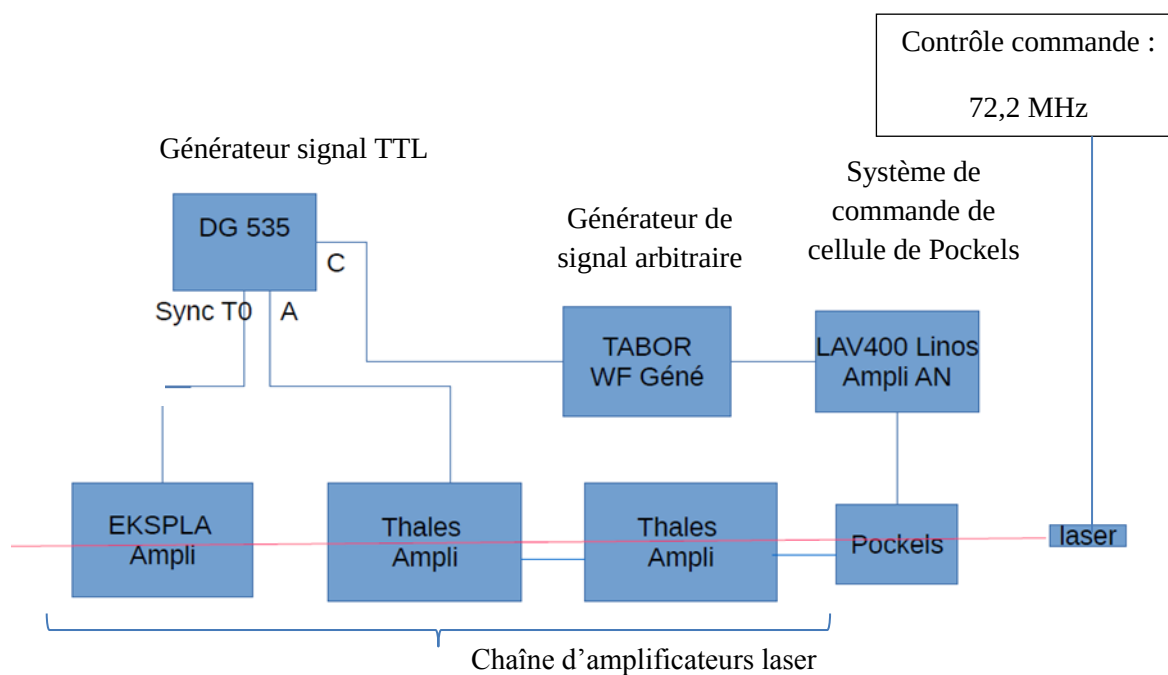


Figure 108 : Schéma de principe du dispositif assurant la synchronisation des amplificateurs avec la cellule de Pockels.

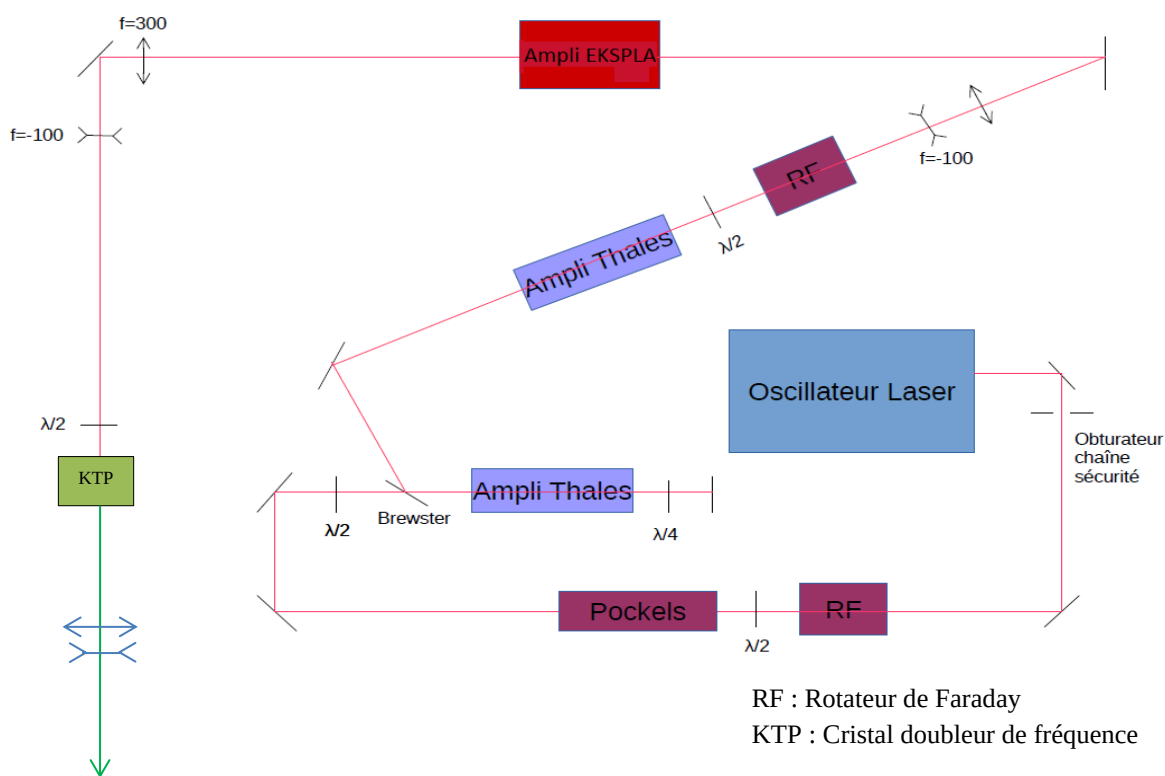


Figure 109 : Schéma de la table laser pour l'interaction Compton.

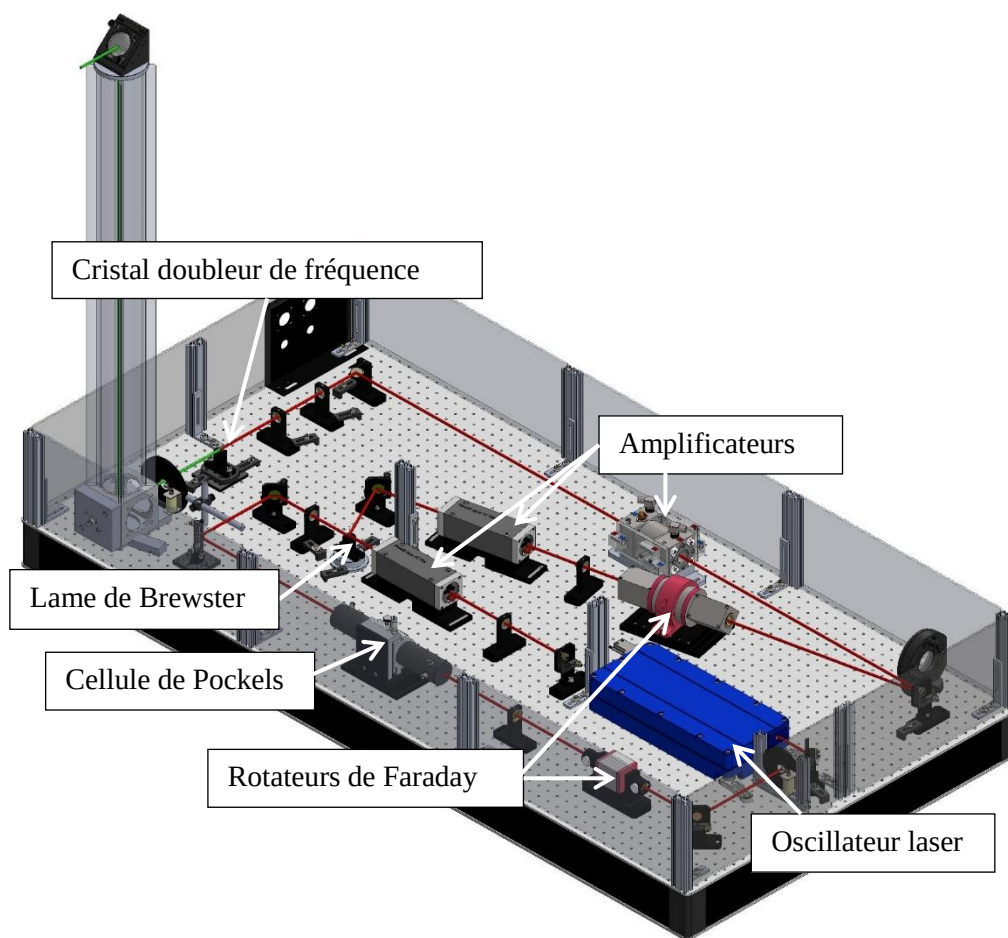


Figure 110 : Vue 3D de la table laser pour l'interaction Compton.

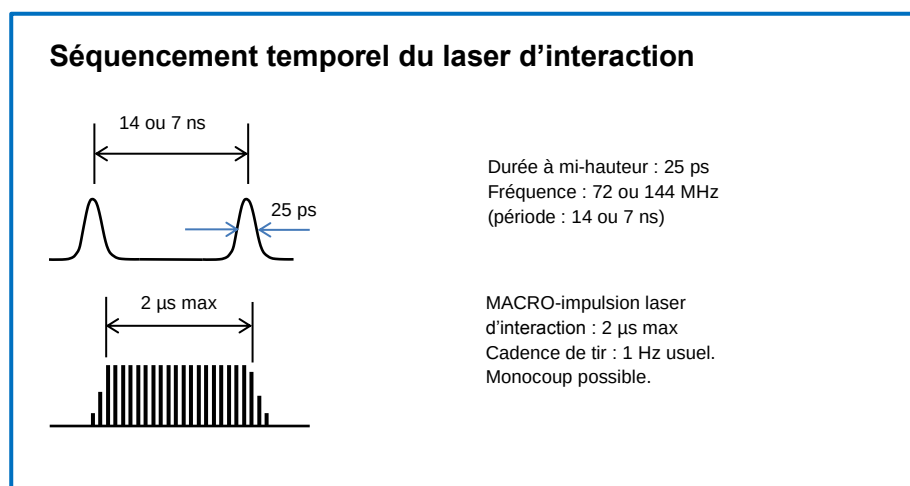


Figure 111: Allure des macro-impulsions délivrées par le laser d'interaction Compton : les macro-impulsions sont courtes, adaptées au fonctionnement de la source Compton sur ELSA.

La forme du signal amplifié par le driver de la cellule de Pockels, est représentée sur la Figure 112 (sortie « monitor » du driver). On peut voir que le temps de montée et de descente est assez long,

à cause de la bande passante réduite du driver. Ce temps caractéristique est de l'ordre de $1\ \mu\text{s}$. Il est par ailleurs très important de noter que, contrairement à la chaîne laser pilote de l'accélérateur ELSA, le but de cette autre chaîne laser n'est pas d'obtenir des macro-impulsions très longues (jusqu'à $120\ \mu\text{s}$ pour le laser pilote d'ELSA). Au contraire, l'objectif final est de travailler en mono-impulsion. Dans les expériences menées lors de cette thèse, nous avons travaillé avec des macro-impulsions, car cela rendait plus simple la détection et la mesure. Mais la durée de ces macro-impulsions a volontairement été choisie beaucoup plus courte, de l'ordre de $1\ \text{à}\ 2\ \mu\text{s}$.

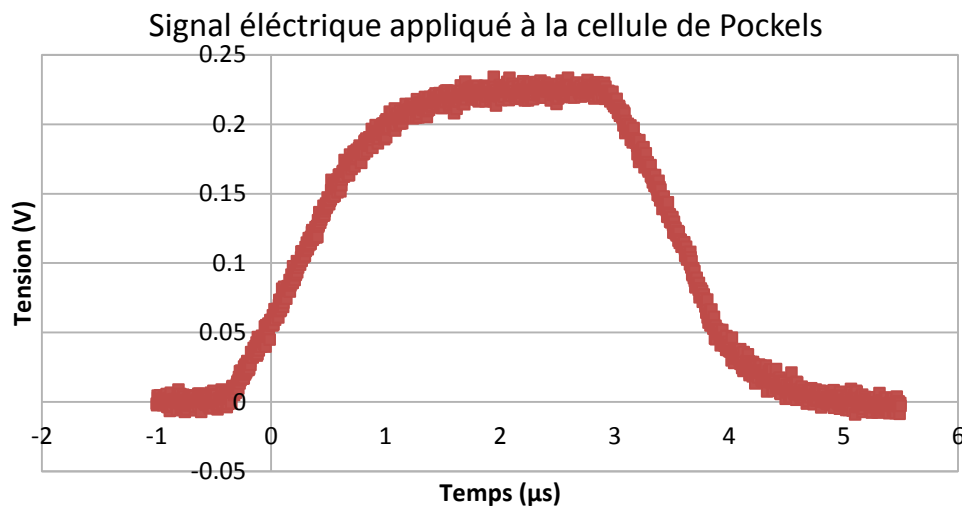


Figure 112 : Tension appliquée à la cellule de Pockels permettant de générer une macro-impulsion dont l'intensité varie au cours du temps.

Pour obtenir des macro-impulsions il est nécessaire de prendre par ailleurs en compte le phénomène de saturation des amplificateurs. En effet, une fois que l'énergie fournie par les flashes de pompage est stockée dans le milieu amplificateur (de temps caractéristique de fluorescence de $230\ \mu\text{s}$ pour le Nd :YAG), chaque impulsion prélève au passage une certaine fraction de l'énergie stockée. Cette fraction peut être élevée, ce qui fait que le gain réel de l'amplificateur n'est pas constant dans le temps (Figure 113).

Si on envoie en entrée de la chaîne d'amplification, une macro-impulsion plate, on obtient en sortie une macro-impulsion avec plus d'énergie à son début qu'à sa fin (Figure 114). Pour compenser cet effet, nous avons utilisé le temps de montée de la cellule de Pockels pour donner une forme de macro-impulsion en entrée capable de compenser cet effet de saturation. On réussit ainsi à obtenir une macro-impulsion assez constante pendant $2\ \mu\text{s}$.

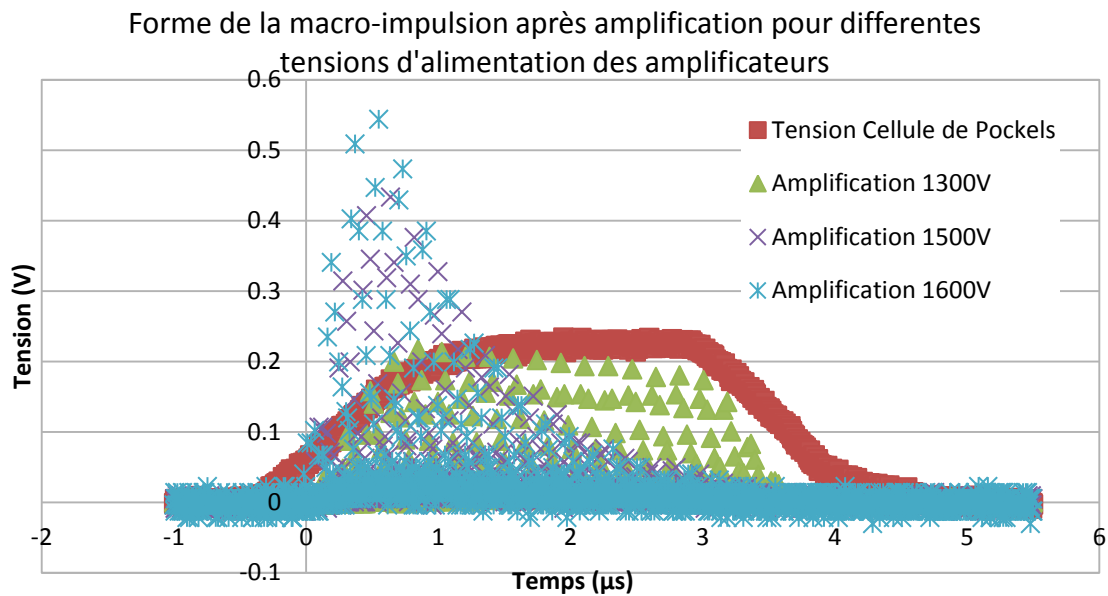


Figure 113 : Evolution de la forme de la macro-impulsion au passage dans les 3 amplificateurs laser pour des tensions d'alimentation croissantes dans les amplificateurs. La durée initiale de la macro-impulsion laser est imposée par la tension d'alimentation de la cellule de Pockels.

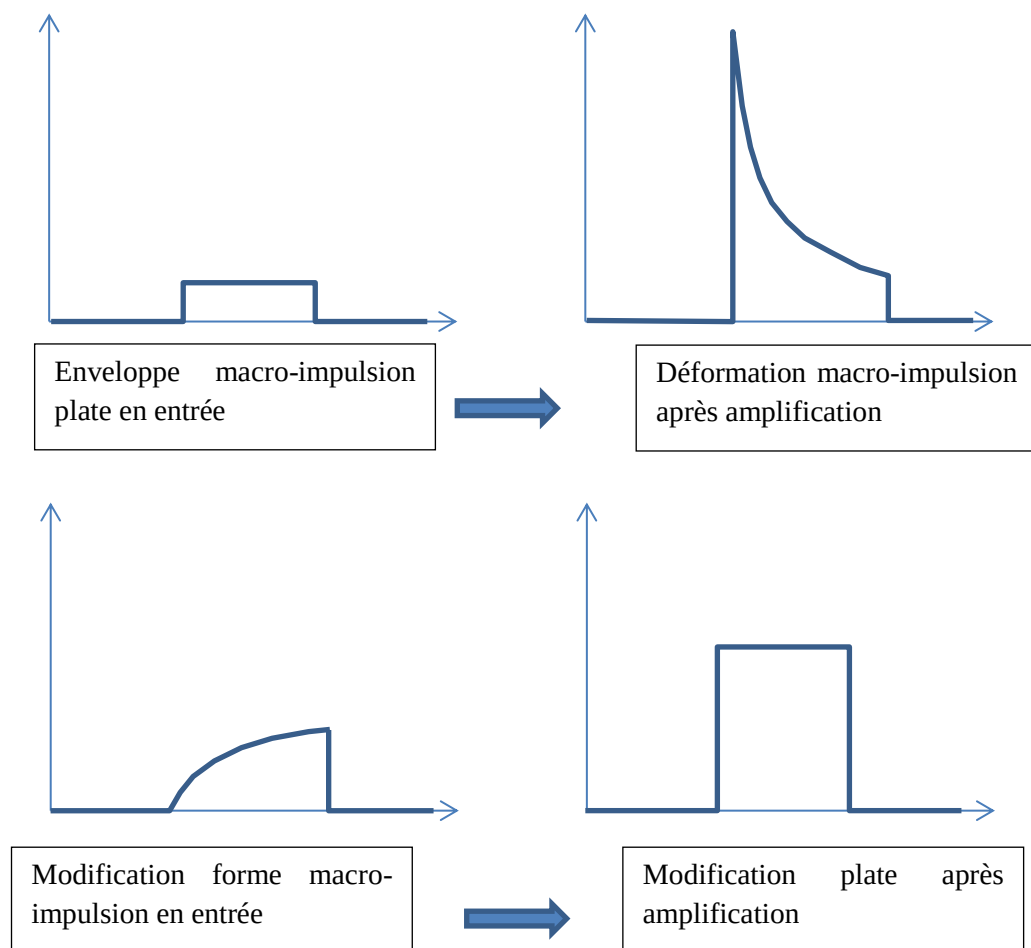


Figure 114: Evolution de la forme de la macro-impulsion laser au passage dans les différents amplificateurs optiques

L'énergie contenue dans la macro-impulsion en sortie des 4 amplificateurs s'élève à 400 mJ. En sortie du cristal doubleur de fréquence permettant d'obtenir un laser pulsé à 532 nm à partir de l'oscillateur émettant à 1064 nm, l'énergie dans la macro-impulsion est de 80 mJ. Le rendement de conversion est optimisé et vaut environ 20 %. La transmission de l'ensemble du système optique de transport jusqu'à l'entrée du module d'injection de l'espace d'interaction Compton est de 80%. On obtient donc une énergie d'environ 65 mJ pour une macro-impulsion de 2 μ s.

Le faisceau est TEM₀₀ en sortie d'oscillateur avec un M² proche de 1. Au fur et à mesure du passage dans les amplificateurs et dans le cristal doubleur, sa qualité se détériore du fait de la non linéarité de l'amplification et de la conversion de fréquence, ainsi que des distorsions cumulées de front d'onde au passage par les diverses interfaces et surfaces réfléchissantes sur le trajet du faisceau. Les alignements étant fait à intensité réduite, on peut craindre que la détérioration du M² à forte puissance ne dégrade la performance de la source. C'est un point que nous n'avons pas approfondi durant cette thèse, mais qui devra sans aucun doute être examiné dans le futur.

4.3 Les diagnostics X

Nous présentons dans cette partie l'ensemble des diagnostics X utilisés pour le réglage de notre source et pour sa caractérisation. On y distingue essentiellement deux types de systèmes de détection. L'un est un système d'imagerie nécessitant une relecture après exposition, pour des mesures quantitatives de caractérisation de la source. L'autre est un système de détection en ligne, permettant le réglage et donnant une information qualitative.

4.3.1 Diagnostics de caractérisation de la source

Notre diagnostic quantitatif de caractérisation est basé sur des écrans radio-luminescents à mémoire (ERLM), que nous décrivons ci-après. Il est utilisé de façon quantitative, car il a la propriété d'effectuer une mesure directe en interceptant la totalité du flux généré. Ce n'est pas le cas d'autres systèmes de détection présentés plus tard, où on utilise un écran intermédiaire et un photomultiplicateur qui peut n'enregistrer qu'une partie de l'angle solide lumineux généré par l'écran.

4.3.1.1 Les écrans radio-luminescents à mémoire

Un **ERLM**, pour Ecran Radio-PhotoLuminescent à Mémoire, (IP ou Imaging Plate en anglais), est un détecteur 2D flexible, d'environ 600 μ m d'épaisseur, réalisé dans les formats classiques des films radiologiques, et adapté aux cassettes médicales standard pour permettre son utilisation avec les équipements radiologiques conventionnels. Il est de nos jours principalement dédié au marché de l'imagerie radiographique médicale et dentaire, mais se retrouve dans des secteurs d'activité de l'industrie et de la recherche. D'une conception voisine de celle d'un écran renforceur de films argentiques, il se distingue par sa capacité à stocker, lors d'une exposition à un rayonnement ionisant, l'énergie déposée dans sa couche radiosensible. Cette couche est constituée d'une poudre dense de cristaux de Fluoro-halogénure de Baryum dopés à l'Europium (BaFBr :Eu²⁺), combinée avec un liant organique, et déposée sur un support souple en polyester. La couche radiosensible est protégée par une fine pellicule plastique. Cette composition lui confère la souplesse, la résistance, et la protection

nécessaires aux manipulations habituelles de la radiographie. L'énergie stockée (l'image latente) est restituée en différé, parfois plusieurs jours après l'irradiation, par luminescence photostimulée au moyen d'un faisceau laser balayant ligne par ligne toute la surface de l'écran. Le cycle d'utilisation d'un ERLM est illustré en Figure 115.

Les opérations de stimulation optique, de conversion électrique des photons de luminescence au moyen d'un tube photomultiplicateur, et de numérisation du signal par une électronique d'encodage, sont effectuées avec un « lecteur d'ERLM ». L'image numérique, avec une dimension de pixels sélectionnable entre 10 μm et 800 μm avant la lecture, est transférée immédiatement sur un PC standard relié au lecteur, ouvrant la possibilité d'un post-traitement interactif de l'image. Cette opération de lecture décharge environ 50 % de l'énergie stockée dans l'écran (ce qui autorise d'autres lectures). Une exposition à des néons, ou à un flash de lumière intense, achève sa réinitialisation : l'écran peut ainsi être réutilisé, plus d'un millier de fois.

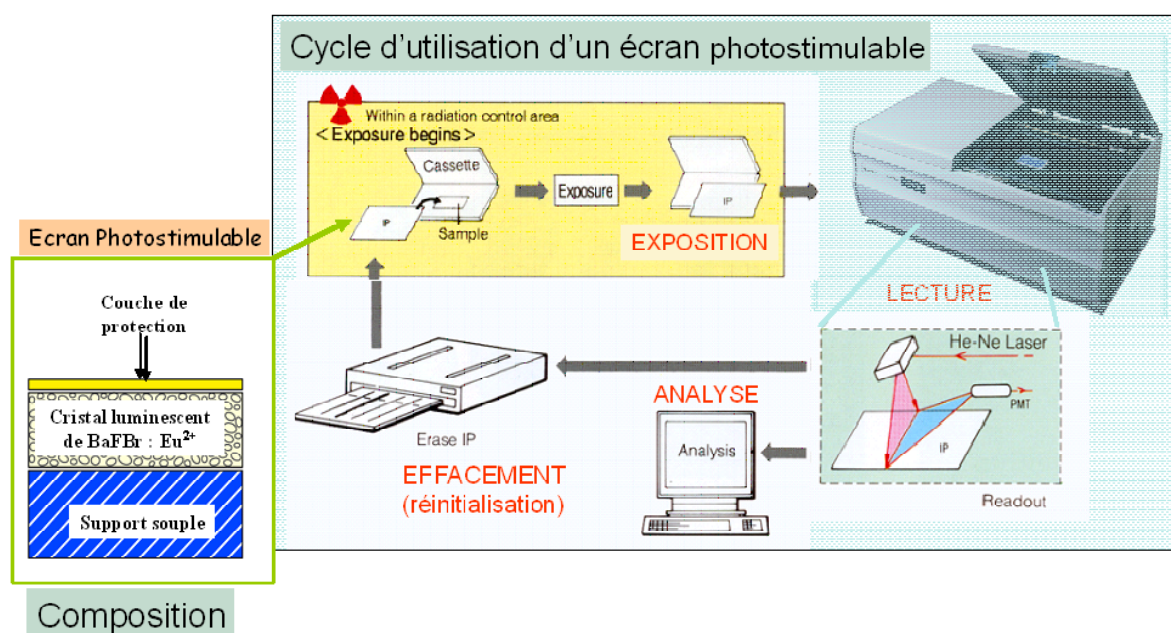


Figure 115 : Cycle d'utilisation d'un écran photostimulable.



Figure 116 : ERLM Fuji BAS-MS (à gauche) et lecteur Typhoon FLA-7000 (à droite).

Les ERLMs utilisés pour cette étude sont des écrans BAS-MS Fujifilm, et le lecteur associé est un FLA-7000 Typhoon de chez EGG (Figure 111).

La finesse de la couche radiosensible d'un ERLM lui confère un intérêt certain dans le cadre d'une détection d'un rayonnement X de faible énergie, tels que les photons Compton, alors que la détection parasite des rayonnements de freinage provenant de l'accélérateur, de plus haute énergie et donc plus pénétrants, sera minimisée.

4.3.1.2 Calibration des ERLMs pour mesurer le flux de photons X émis à la source

Un ERLM réalise donc une image radiographique d'un flux de rayonnement ionisant incident. L'énergie absorbée (la dose) et stockée localement dans la couche radiosensible de l'ERLM est proportionnelle à la quantité de photons de luminescence libérés ensuite par photo-stimulation (PSL : pour « photostimulated luminescence », définissant l'intensité des pixels de l'image).

Sous réserve d'une calibration préalable dans la bande d'énergie de ce rayonnement incident et du calcul de la transmission de ce rayonnement entre sa source et la couche radiosensible, un ERLM permet donc de connaître le nombre de photons X émis à la source de manière cumulée, durant le temps d'irradiation, dans le champ d'observation du détecteur.

La courbe spectrale sensitométrique d'un détecteur, c'est-à-dire l'évolution de l'énergie déposée dans sa couche radiosensible, par photons X émis, en fonction de l'énergie de ces photons, est calculée au moyen d'un code qui utilise la méthode Monte-Carlo pour simuler des processus nucléaires comme le transport et l'interaction des photons et électrons ionisants dans la matière. Le code MCNPX (référence) développé par le Laboratoire National de Los Alamos aux Etats Unis (LANL) a ainsi été utilisé. Cette courbe relative est ensuite recalée, en nombre de PSL restitué par l'imageur (ERLM associé au lecteur) par photons X incidents en fonction de l'énergie de ces photons, en utilisant des sources de rayonnements X calibrées. Les sources utilisées sont une source radioactive de Co^{60} d'énergie moyenne de 1,1 MeV (en tenant compte de l'énergie des rayonnements diffusés) et un générateur de rayons X (tube X de la société CGR à anode en chrome) d'énergie moyenne de fluorescence du chrome de 5,5 keV. Les simulations sont réalisées en adoptant des modèles de configuration géométrique proches des conditions de mesures de calibration et de l'expérience Compton, soit :

- Pour la calibration avec le générateur X, l'ERLM est placé sous vide dans le tube du générateur,
- Pour la calibration au Co^{60} , l'ERLM est placé dans l'air à plusieurs mètres de la source (pour cette énergie de source, on peut considérer que l'air n'a pas d'effet de filtration aux rayons X et donc que la distance importe peu).
- Pour la configuration qui correspond à l'expérience Compton, l'ERLM est placé dans l'air à 8 cm de la limite de vide de la chambre d'injection (fenêtre de 200 μm Be).

Pour plus de détails sur la caractérisation des ERLMs et du lecteur FLA7000, le lecteur pourra se référer à l'annexe 3. Les courbes de réponse spectrale calculées et recalées et les points de calibration qui ont servi à ce recalage, mesurés avec le générateur X et la source de Co⁶⁰, sont représentés sur la Figure 117.

En comparant les deux courbes de la Figure 117, on constate qu'à basse énergie le rayonnement est très facilement filtré par les matériaux atténuateurs placés entre la source X et l'ERLM, tandis qu'à haute énergie ces matériaux peuvent contribuer à renforcer le niveau de signal PSL en établissant un meilleur équilibre électronique dans la couche radiosensible et en renforçant le signal en émettant des gerbes d'électrons. Pour les algorithmes de traitement numérique des images qui seront utilisés en routine par la suite, nous avons tiré de la réponse en configuration d'expérience Compton (courbe rose), une fonction d'ajustement polynomial d'ordre 5 dans le domaine spectral d'intérêt de l'expérience, situé entre 1 et 50 keV. Cette fonction est représentée sur Figure 117.

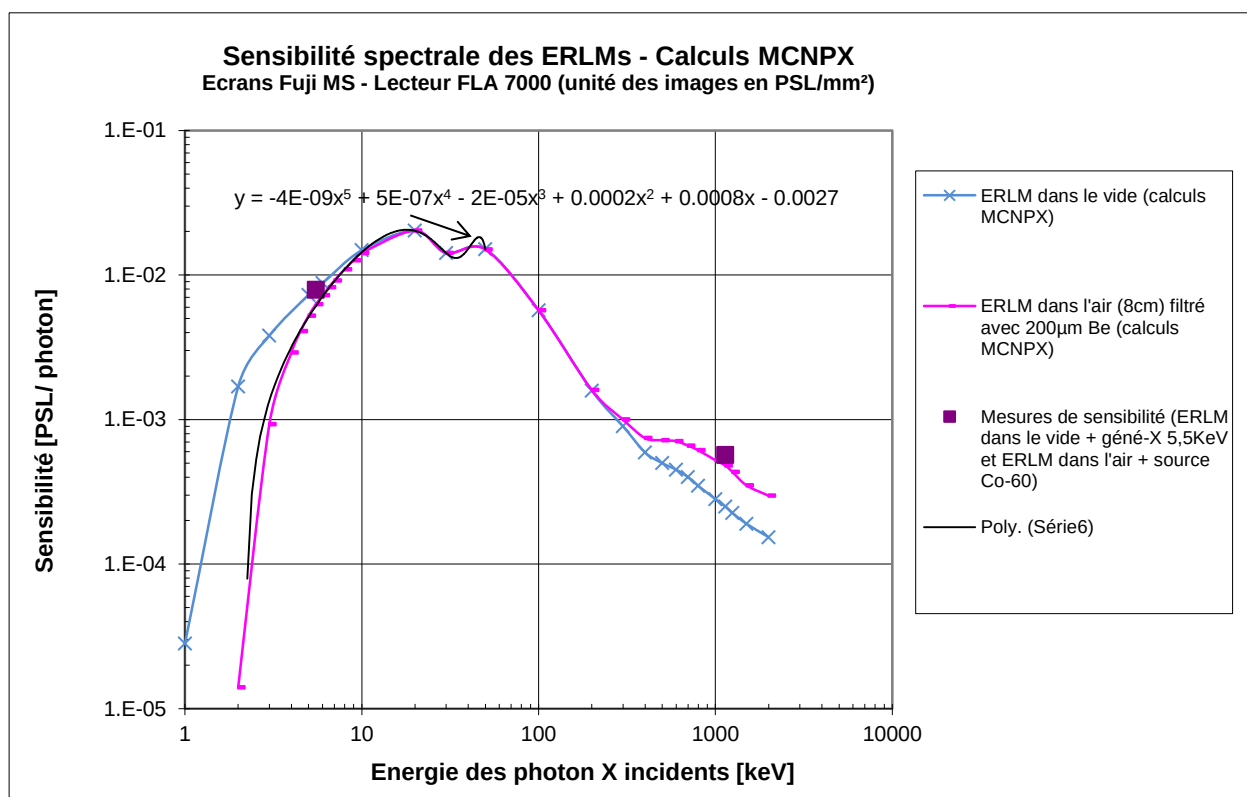


Figure 117 : Calculs et mesures de la réponse spectrale des ERLM dans différentes configurations d'emploi.

4.3.1.3 Calcul du nombre du nombre de photons X détectés

Les propriétés des ERLMs utilisés pour caractériser la source Compton et plus particulièrement le flux de photons X produits ne nous permettent pas de remonter au nombre de photons émis directement à partir de l'image extraite. Une correction relative à la sensibilité des ERLM doit être appliquée.

4.3.1.3.a Méthode de comptage

L'image obtenue à partir de l'ERLM est extraite du bruit puis décomposée en une matrice de « pixels » de surface 1 mm². Chaque pixel de la matrice contient la valeur moyenne de l'intensité PSL qui lui est associée spatialement. On ne peut pas associer ces valeurs PSL directement au nombre de photons diffusés dans chaque pixels. On a vu précédemment que la sensibilité de l'ERLM est fonction de l'énergie des photons incidents. Pour déterminer l'énergie de diffusion associée à chaque pixel, il faut connaître l'angle de diffusion. On crée alors une seconde matrice de mêmes dimensions que la première contenant les angles de diffusion. L'angle de diffusion est calculé à partir des coordonnées spatiales (x,y) du pixel considéré dans la matrice ainsi que de la distance du détecteur par rapport au point d'interaction (foyer de la source Compton). L'angle de diffusion étant relié directement à l'énergie par la formule théorique, on peut construire une troisième matrice contenant l'énergie de diffusion correspondante. Enfin pour obtenir la matrice finale donnant le nombre de photons diffusés dans chaque pixel, on utilise l'équation de la courbe de sensibilité de l'ERLM tracé en Figure 117.

Pour connaître le nombre de photons dans un cône de diffusion donné, il faut calculer la surface sur l'ERLM interceptée par ce cône. Le nombre total de photons diffusés dans le cône est obtenu en sommant les photons des pixels dans la surface concernée.

Cette méthode permet donc de connaître le nombre de photons diffusés dans un cône donné pendant toute la durée de l'irradiation de l'ERLM. Pour avoir une idée du flux de photons effectivement émis, moyen ou crête, il faut connaître la durée réelle de l'irradiation. En effet, la fréquence de l'accélérateur ELSA étant de 1 Hz, il n'y a qu'une seule macro-impulsion de quelques microsecondes émise pendant 1 seconde. Il faut aussi tenir compte de la fréquence de l'accélérateur (72,2 MHz) qui nous donne le nombre de micro-impulsions dans une macro-impulsion. Le temps effectif d'irradiation pendant une seconde est donc obtenu en multipliant la durée d'une micro-impulsion par le nombre de micro-impulsion dans une macro-impulsion.

Il existe plusieurs contributions à l'incertitude sur la mesure du nombre de photons X produits. La première source d'erreur est liée aux caractéristiques intrinsèques des détecteurs de photons. La réponse sensitométrique des ERLMs est parfaitement linéaire dans le domaine d'exposition concernée soit entre 0.05 µGy (à 33 keV) et 8 µGy (à 10 keV). Les écarts moyens de mesures par rapport à la fonction de régression linéaire associée sont de l'ordre de ±5%. Cette variation aléatoire constitue une source d'erreur relativement faible mais qui contribue à l'augmentation de l'incertitude sur le nombre de photons X émis. L'erreur sur la mesure de la distance entre le détecteur et la source se répercute sur la surface interceptée par le cône de rayonnement de la source. D'autre part, lors de la mesure du flux rayonné par la source inverse Compton, il faut prendre en compte l'erreur sur la mesure de durée des impulsions. Ces erreurs de mesures seront quantifiées au chapitre suivant.

4.3.1.4 Empilement d'ERLMs pour l'évaluation de l'énergie de la source

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la transmission du rayonnement X jusqu'aux ERLMs est influencée par la nature et l'épaisseur des écrans placés devant et par l'énergie de ce rayonnement. Cette transmission sera d'autant plus faible que l'énergie du rayonnement est faible.

Dans le domaine d'énergie des photons X Compton attendus, que l'on peut arbitrairement étendre largement entre 1 et 50 keV, le rayonnement est en effet principalement absorbé dans ces écrans par effet photoélectrique, et dans une bien moindre mesure diffusé par effet Compton. Pour des écrans de

constitution et d'épaisseur connues, la transmission des rayons X jusqu'à un détecteur suffisamment éloigné de l'écran (c'est-à-dire dans des conditions telles que les rayonnements diffusés ne pénètrent pas dans le détecteur) est donc directement caractéristique de l'énergie de ce rayonnement qui peut être déduit avec des tables de coefficients d'atténuation massique $\mu_{(E)}/\rho$ que l'on trouve facilement dans la littérature pour les éléments simples et quelques matériaux composés les plus connus.

Pour estimer l'énergie du rayonnement X détecté par les ERLMs, nous avons empilé plusieurs ERLMs (4 à 5 selon l'expérience) devant la fenêtre de sortie des X de la chambre d'injection (Figure 118), chacun d'eux jouant le rôle à la fois de détecteur et d'écran pour les suivants. En faisant le rapport entre les signaux détectés sur l'axe d'émission des X par les différents ERLMs, avec celui détecté par le premier ERLM placé face à la source, on en déduit pour chacun d'eux la transmission relative du flux X dans l'empilement.

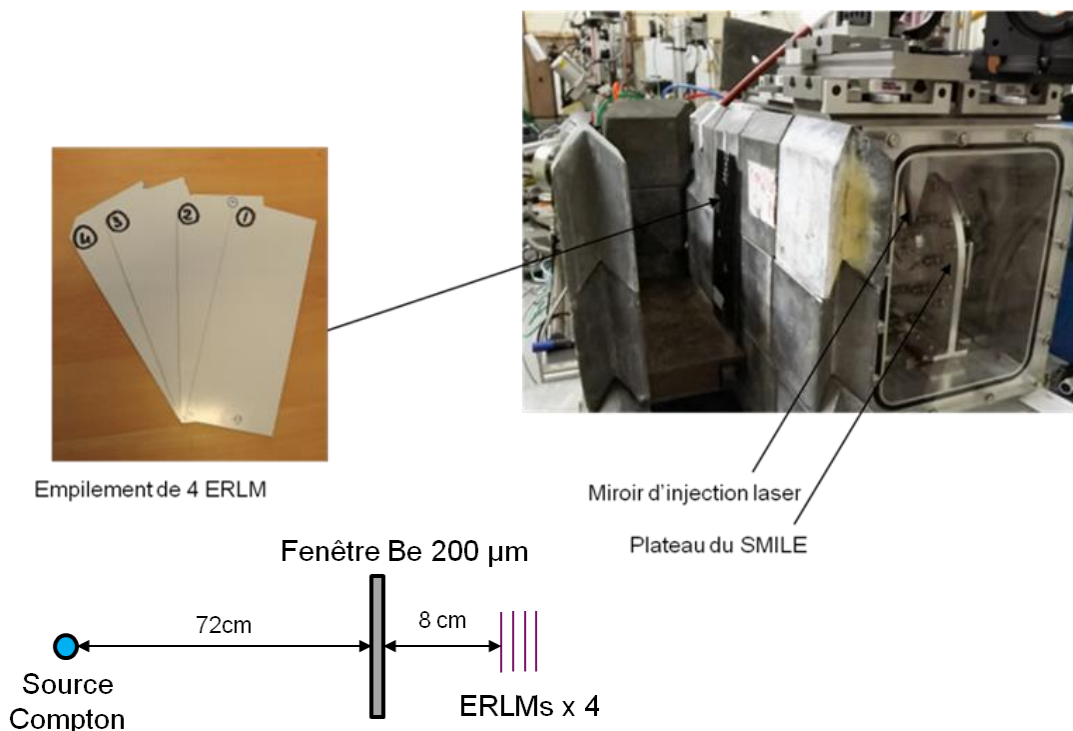


Figure 118 : Mise en place d'un empilement d'ERLMs derrière la fenêtre de Be pour l'estimation de l'énergie des X.

Les ERLMs étant en contact intime dans l'empilement, ceux-ci peuvent renforcer le signal de l'ERLM suivant en émettant des gerbes d'électrons secondaires et des rayonnements diffusés issus de l'interaction Compton. Il n'est donc pas possible d'utiliser simplement des tables de coefficients d'atténuation massique pour en déduire l'énergie du rayonnement, d'autant plus que la structure et les matériaux de l'ERLM sont complexes. Nous avons donc plutôt réalisé des simulations, au moyen du code MCNPX, pour calculer la transmission de rayonnements X de 1 à 100 keV au travers d'un tel empilement et constituer ainsi notre abaque représenté sur la Figure 119 suivante. En comparant nos mesures avec ces courbes, nous pourrions alors établir une estimation de l'énergie des X détectés.

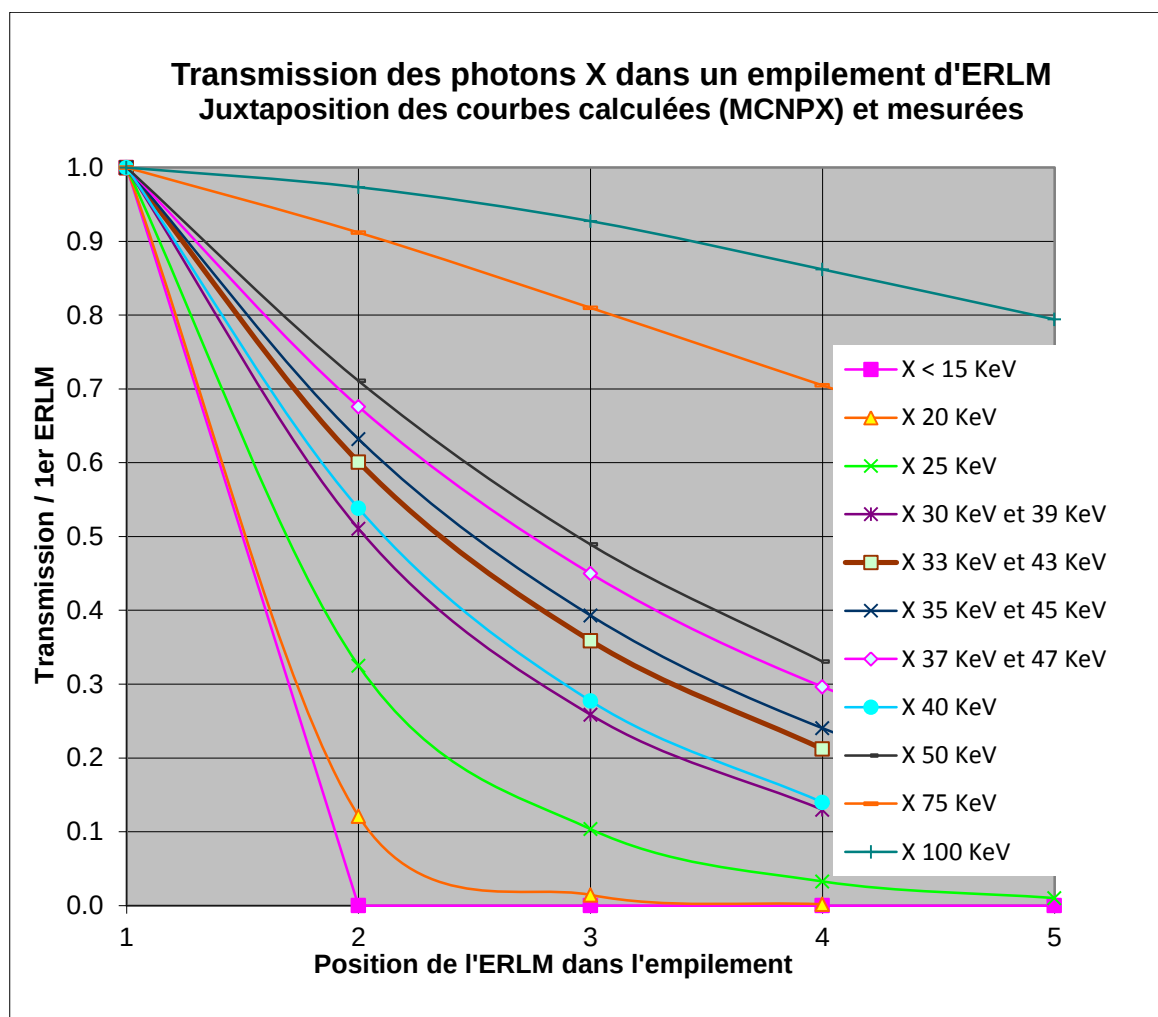


Figure 119 : Calculs MCNPX de la transmission des photons X dans un empilement d'ERLMs (la transmission est définie comme le rapport relatif des énergies déposées dans la couche radiosensible des différents ERLMs, en prenant comme référence le 1er ERLM de l'empilement)

On constate qu'entre 30 et 50 keV, nous pourrions attribuer deux énergies différentes pour une même valeur de transmission. Ce phénomène est dû à des discontinuités d'absorption (K-edge) au voisinage de la bande d'absorption spécifique du Barium (38 keV) (et dans une moindre mesure de l'Iode (33 keV)) entrant dans la composition de la couche radiosensible des ERLMs (voir Figure 120).

Signalons ici, qu'un tel empilement nous a été utile également pour bien mettre en évidence l'apparition d'un signal Compton durant l'expérience. En effet, il permet de différencier rapidement la contribution du signal Compton dans l'image, peu pénétrant dans l'empilement et donc plus visible sur la radio du 1^{er} ERLM (pour s'estomper rapidement sur les autres), de celle du rayonnement parasite provenant de l'accélérateur, plus pénétrant et donc visible avec quasiment la même intensité sur toutes les images (Figure 121).

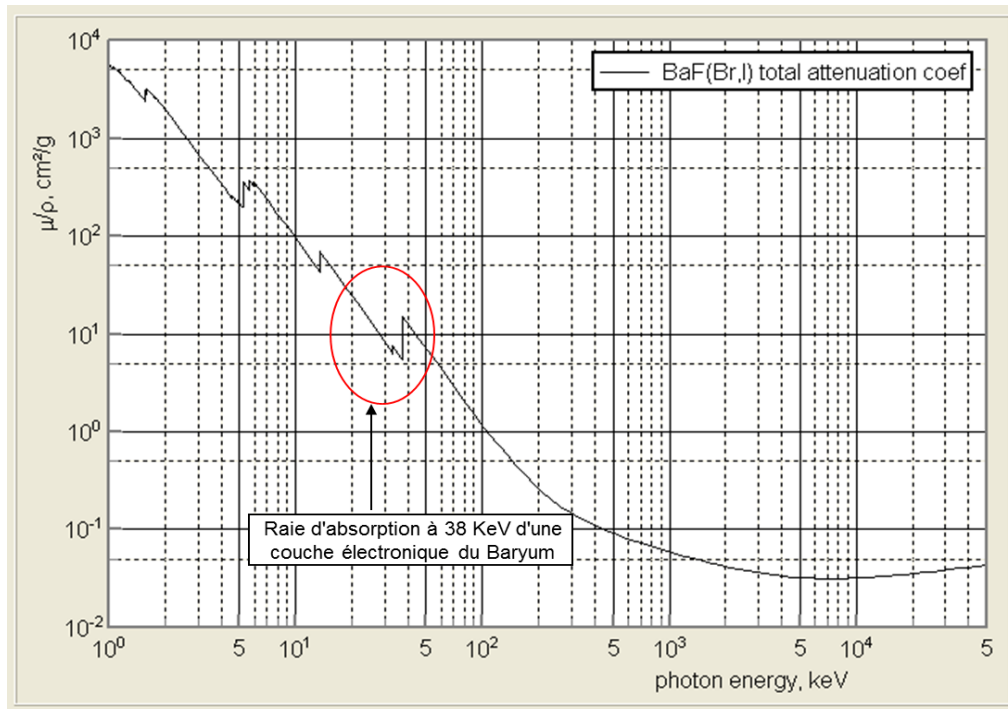


Figure 120 : Coefficients d'atténuation massique des photons X dans une couche radio-sensible d'un ERLM en fonction de l'énergie des photons X.

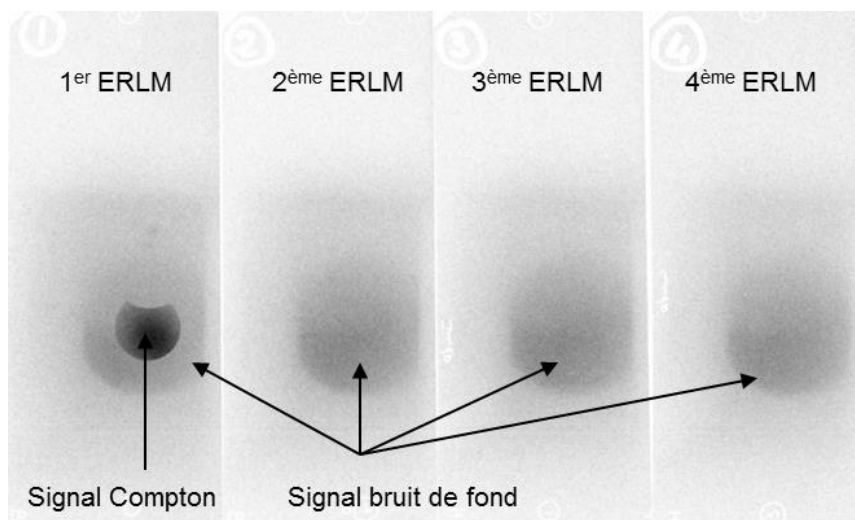


Figure 121 : Images des rayonnements X obtenues en sortie de la fenêtre Be avec un empilement de 4 ERLMs.

4.3.2 Diagnostic de réglage de la source

Présentons à présent notre système de détection en temps réel, utilisé pour le réglage de la source. Comme précisé au chapitre précédent, ce système de détection est moins fiable du point de vue quantitatif.

Pour optimiser l'interaction du faisceau d'électrons avec le faisceau laser, en jouant sur les réglages du transport du faisceau d'électrons, nous avons utilisé un moniteur de photons X [62] placé

en face de la fenêtre en Béryllium de la chambre d'injection (Figure 122). Il s'agit d'un détecteur fonctionnant en temps réel, connecté à un oscilloscope, dont la fonction est de contrôler le niveau relatif du signal Compton produit par l'interaction par rapport au niveau du bruit de fond de l'accélérateur, en vue d'optimiser ce rapport. On différencie les contributions du signal Compton et du bruit en comparant respectivement les signaux obtenus avec laser et sans laser d'interaction Compton.



Figure 122 : Implantation du détecteur X résolu en temps devant la fenêtre Be de la chambre d'injection.

Son principe de fonctionnement consiste à utiliser, non plus l'émission de luminescence photostimulée d'un ERLM pré-exposé aux radiations, mais l'émission spontanée qui se produit durant l'irradiation. Ces photons de luminescence spontanée émis de toute la surface d'un ERLM sont collectés par un photomultiplicateur (PM) qui restitue un signal électrique amplifié, visualisable en fonction du temps avec un oscilloscope. Le principe global du détecteur X résolu en temps est décrit sur la Figure 123.

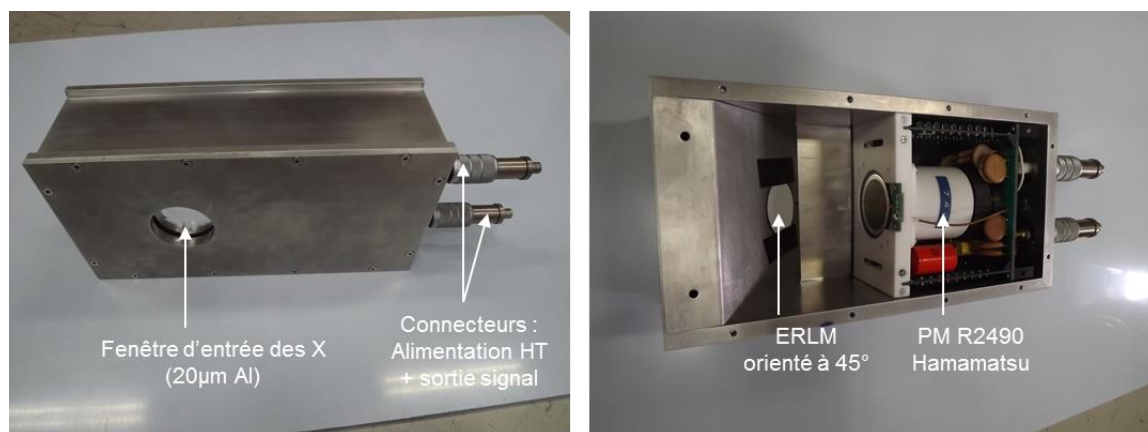


Figure 123 : Description du détecteur X résolu en temps.

Le principe du PM est décrit sur la Figure 124. Le photomultiplicateur utilisé sur ELSA est un tube R2490 de la société Hamamatsu composé d'une photocathode de matériaux bi-alcalins, dont la

réponse spectrale s'étend de 300 à 650 nm, et de 16 étages amplificateurs de dynodes. Son temps de réponse est de l'ordre de 2 ns.

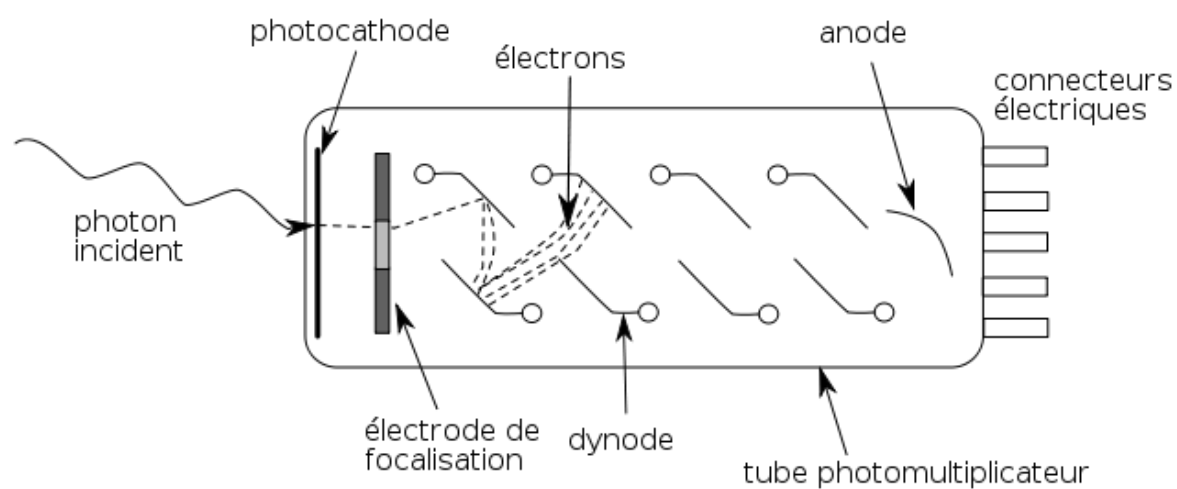


Figure 124 : Schéma de principe d'un photomultiplicateur à dynodes.

Chapitre 5 : Expériences sans SMILE

Nous présentons dans cette partie les résultats de nos expériences obtenus sans l'utilisation du système d'empilement de photons SMILE. En effet, il nous a paru plus clair de distinguer les performances brutes obtenues lors de l'interaction de paquets de photons et de paquets d'électrons sans empilement, des performances réalisées grâce à ce système optique de recirculation. La mise en place et le réglage du SMILE, ainsi que l'analyse des résultats seront donc présentés dans une partie qui lui est entièrement consacrée.

Il est important à ce stade de noter qu'un nombre limité de semaines d'expériences sur ELSA étaient attribuées au développement de la source Compton. De plus, la majeure partie de ce temps d'expériences sur ELSA a été consacrée à la mise en place de la ligne qui comporte de nombreux nouveaux éléments : les nouveaux modules décrits au chapitre 4, le SMILE, le déviateur vertical vers le beam-dump en fin de ligne, ainsi que le nouveau laser. Il faut enfin mentionner qu'une partie conséquente du temps accordé a naturellement dû être consacrée aux mesures liées à la radioprotection et aux formalités légales nécessaires pour obtenir l'autorisation de l'Autorité de Sécurité Nucléaire Défense (ASND). En tout, uniquement 8 semaines ont pu être consacrées au fonctionnement de l'expérience Compton dont quelques semaines de travail sur la réduction du bruit de fond.

5.1 La source Compton à 17,7 MeV

La première campagne d'expérience de production X Compton avec la nouvelle chambre d'interaction et un faisceau d'électrons de 17,7 MeV a eu lieu en novembre 2015. Elle avait pour premier objectif de valider les choix technologiques de conception de la nouvelle chambre d'interaction ainsi que son nouvel emplacement.

5.1.1 Comparaison des expériences de 2015 avec des électrons de 17,7 MeV avec les prédictions théoriques

La difficulté de mettre en œuvre expérimentalement une source Compton inverse réside dans l'optimisation des réglages de l'interaction. En effet, malgré la précision des diagnostics utilisés, il est difficile d'assurer le bon recouvrement des faisceaux et de prévoir la géométrie réelle de l'interaction.

Afin de faciliter les réglages de la source X Compton, les expériences n'ont pas été effectuées en régime impulsionnel « mono-coup » mais en régime récurrent. Plusieurs paquets d'électrons sont générés successivement à une fréquence de 72,2 MHz durant un court instant formant des macro-impulsions. Dans ces conditions, il est beaucoup plus facile de mesurer le signal X puisqu'un plus grand nombre de photons X est détecté par les diagnostics X.

On rappelle qu'il existe deux expressions analytiques permettant de calculer N_X :

- L'expression (2.117) qui prend en compte le recouvrement spatial des deux faisceaux au point d'interaction : $N_X = \frac{\pi}{3} \alpha a_0^2 N_0 N_e \eta$.

- L'expression (2.121) qui prend en compte l'angle d'interaction entre les deux faisceaux :

$$N_X = \frac{N_e N_p \sigma_{Th}}{2\pi \sqrt{\sigma_{he}^2 + \sigma_{hp}^2} \sqrt{(\sigma_{le}^2 + \sigma_{lp}^2) \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) + (\sigma_{ve}^2 + \sigma_{vp}^2) \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}}.$$

C'est la seconde expression qui sera utilisée pour les comparaisons avec les résultats expérimentaux.

La comparaison doit cependant être faite avec prudence car les expériences ont été effectuées en mode récurrent, c'est-à-dire qu'on ne mesure pas le nombre de photons X émis lors d'une seule interaction. Le nombre de photons X obtenu expérimentalement est une moyenne faite à partir de plusieurs interactions successives. Or on a vu que la forme de la macro-impulsion laser varie en fonction de sa durée et de l'énergie transportée. De ce fait, le nombre de micro-impulsions dans la macro-impulsion pris en compte n'est pas le même d'une expérience à l'autre. Cette variation pourra induire une légère surestimation de la valeur théorique de a_0 et N_p et donc du nombre théorique de photons X diffusés par interaction. Il est donc difficile de prévoir le nombre exact de photons. Il s'agit plutôt d'un ordre de grandeur qui pourra éventuellement être comparé avec la théorie.

5.1.1.1 Images de la source X obtenues

Les conditions expérimentales dans lesquelles se sont déroulées les nouvelles expériences Compton (2015-2016) sont résumées dans le Tableau 10.

Tableau 10 : Paramètres des faisceaux utilisés pour l'interaction et caractéristiques de la source Compton inverse obtenue avec des électrons de 17,7 MeV.

Paramètres du faisceau d'électrons	
Energie cinétique des électrons	17,7 MeV
Fréquence d'émission	72,2 MHz
Durée de la macro-impulsion	2,9 μ s
Courant dans la macro-impulsion	25 mA
Durée LTMH de la micro-impulsion	34 ps
Charge dans la micro-impulsion	0,4 nC
Emittance normalisée horizontal (rms)	8 μ m.rad
Emittance normalisée verticale (rms)	19 μ m.rad
Taille rms transverse du faisceau (horizontale et verticale)	105 μ m(h) 73 μ m(v)
Nombre d'impulsions par macro-impulsion	210
Paramètres du faisceau laser	
Angle d'interaction	25 mrad
Longueur d'onde	532 nm
Fréquence d'émission	72,2 MHz
Durée de la macro-impulsion	1,8 μ s
Durée LMH de la micro-impulsion	34 ps
Energie dans une macro-impulsion	65 mJ
Energie dans une micro-impulsion	0.5 mJ
Taille rms transverse du faisceau	84 μ m(h) 64 μ m(v)
Nombre d'impulsions par macro-impulsion	130
Caractéristiques de la source X obtenue dans un cône de 10 mrad	
Largeur de bande spectrale	10%
Durée totale d'irradiation (charge eq. 5 μ C)	69 s
Energie au centre du cône d'émission	11,8 keV
Flux moyen dans une macro-impulsion	4,2 10^3 ph/s
Flux crête dans une macro-impulsion	9,4 10^{11} ph/s
Brillance crête (10%BW)	3,9 10^{11} ph/s/mm ² /mrad ²

Les images de la source obtenue dans la nouvelle chambre Compton sont présentées Figure 125. L'image de gauche (a) représente le signal X mesuré lorsque le laser d'interaction est allumé. Le niveau de signal maximum enregistré, représentant le signal Compton cumulé au bruit, est de 45 PSL⁷/mm². L'image de droite (b) représente le signal X mesuré à la sortie de la fenêtre de béryllium lorsque le laser d'interaction Compton est éteint. Elle ne représente donc essentiellement que le bruit de fond (bdf). Le rapport entre le niveau PSL du signal Compton (soustrait du bruit) et le niveau PSL uniquement généré par le bruit de fond constitue le Rapport Signal à Bruit (RSB). Dans ces conditions, le rapport signal à bruit vaut 2. Cette valeur de rapport signal à bruit peut paraître

⁷ PSL : PhotoStimulated Luminescence ». C'est l'unité définissant l'intensité des pixels de l'image.

relativement faible. Il faut cependant se rappeler que les expériences sont réalisées avec une énergie d'électrons de 18 MeV et donc une émittance géométrique relativement élevée. Il existe un fort niveau de bruit de fond dû au rayonnement Bremsstrahlung de ces électrons au contact des tubes à vide. Le but est ici de détecter les premiers photons X sans prendre le risque d'endommager le dispositif expérimental. L'optimisation de ce ratio sera étudiée par la suite dans les chapitres 5.1.2.2 à 5.1.2.4.

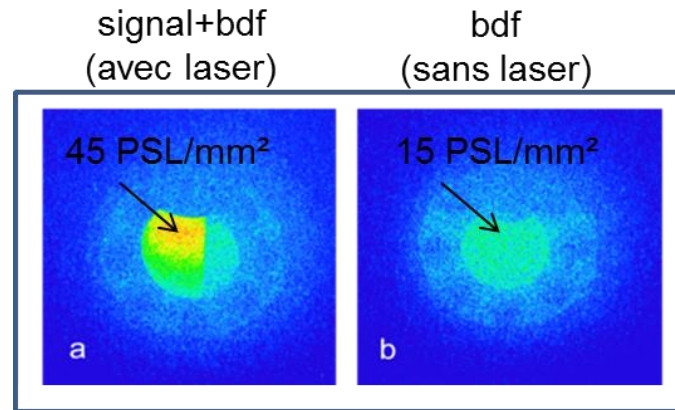


Figure 125 : Images extraites des ERLMS placés directement en sortie de la fenêtre de Béryllium. L'image de gauche (a) est obtenue avec le laser d'interaction en fonctionnement. Le niveau de signal Compton cumulé au bruit atteint la valeur de 45 PSL/mm² au centre du cône. L'image de droite (b) est obtenue sans laser d'interaction. Le bruit a été réduit à un niveau de 15 PSL/mm². Le rapport Signal à bruit est de 2

5.1.1.2 Evaluation du flux de photons produits

Si on se réfère au calcul analytique du flux X produit sans le SMILE dans les conditions listées dans le Tableau 10, qui n'est qu'une évaluation, car elle ne rend pas compte du détail complet du phénomène d'interaction, le nombre de photons X théorique est de $6 \cdot 10^2$ ph/interaction c'est-à-dire $6 \cdot 10^2$ ph/micro-impulsion. Pour obtenir le flux émis dans un cône de demi-angle 10 mrad à cette énergie, il faut diviser par 15 le flux total, soit 40 ph/micro-impulsion.

Pour calculer le flux moyen, on prend la durée de la macro-impulsion limitante, ici la macro-impulsion laser a une durée de 1,8 μ s. La fréquence d'émission du laser étant de 72,2 MHz, la macro-impulsion contient 130 micro-impulsions. La macro-impulsion est émise avec une fréquence de 1 Hz, on a donc un nombre de 130 micro-impulsion émises par seconde. Le flux moyen obtenu à partir du nombre de photons X théorique est de l'ordre de $5,2 \cdot 10^3$ ph/s. Pour des impulsions de 34 ps le flux crête doit être de l'ordre de $1,2 \cdot 10^{12}$ ph/s dans un cône de demi-angle 10 mrad.

Le nombre de photons mesuré, à partir des images de la Figure 125, dans un cône de demi-angle 25 mrad est de $80 \pm 5\%$ ph/micro-impulsion et le flux moyen est de $1,1 \cdot 10^4 \pm 5\%$ ph/s.

Le nombre de photons dans un cône de demi-angle 10 mrad est de 32 ph/micro-impulsion (en prenant une durée utile de recouvrement des macro-impulsions de 1,8 μ s), avec une précision de mesure de $\pm 5\%$. Le flux d'X crête pour une micro-impulsion de 34 ps, dans un cône de demi-angle 10 mrad, s'élève donc à $9,4 \cdot 10^{11}$ ph/s et le flux moyen à $4,2 \cdot 10^3$ ph/s, avec une précision de mesure de $\pm 5\%$.

L'éclairement est calculé en divisant le flux crête par la surface du détecteur interceptée par le cône de demi-angle 10 mrad. On rappelle que le détecteur est placé à 800 mm du point source. Il est donc estimé à $4,7 \cdot 10^{13}$ ph/s/cm².

Remarque :

L'incertitude sur la mesure de la macro-impulsion est de l'ordre de 5%, soit environ 0,1 µs. L'incertitude sur le nombre de photons détectés sur l'ERLM est aussi de 5%. L'incertitude sur l'évaluation du flux produit par la source X est donc de 10%.

L'incertitude sur le positionnement longitudinal du détecteur Δd par rapport à la source est de 0,6%. L'incertitude sur le rayon du disque permettant de calculer la surface éclairée est donc de 0,6%. La contribution de l'erreur sur la surface est donnée par :

$$\Delta E|_F = \frac{F}{\pi r^3} \Delta r = \frac{4,4 \cdot 10^{11}}{\pi \cdot 0,08^3} * 0,006 = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ ph/s/cm}^2$$

L'erreur sur l'estimation de l'éclairement due à l'incertitude de positionnement de l'ERLM est donc de 3,5%. Elle s'ajoute à l'erreur expérimentale de mesure du flux pour donner une estimation totale de l'incertitude sur l'éclairement de 13,5%.

Le tableau suivant fait le bilan des résultats obtenus lors de cette campagne avec des électrons de 17,7 MeV et un laser de 532 nm.

Tableau 11 : Résultats obtenus en termes de flux dans un cône de 10 mrad à 17,7 MeV

	Expérience	Estimation théorique
Demi-angle du cône (mrad)		10
Durée de la micro-impulsion (ps)		34
Nombre de micro-impulsions par seconde		130
Nombre de photons par micro-impulsion	32 +/- 5%	40
Flux crête (ph/s)	$9,4 \cdot 10^{11}$ +/-10%	$1,2 \cdot 10^{12}$
Eclairement crête (ph/s/cm ²)	$4,7 \cdot 10^{13}$ +/-13,5%	$6,0 \cdot 10^{13}$
Flux moyen (ph/s)	$4,2 \cdot 10^3$ +/-10%	$5,2 \cdot 10^3$

Le flux moyen de photons X détectés est 15% inférieur à la prévision analytique. Cela peut s'expliquer par le fait que la prévision analytique n'est qu'une évaluation approchée du flux réel, et que nous avons une erreur de mesure de +/-10%. Par exemple, il est utile de rappeler que le calcul analytique ne peut pas prendre précisément en compte les conditions d'interaction telles que les conduites de faisceaux, les paramètres précis des faisceaux au point d'interaction ou les émittances.

Dans cette configuration, le flux crête de photons émis pour une largeur spectrale de 10% dans le cône de demi-angle d'environ 10 mrad est de : $9,4 \cdot 10^{11}$ ph/s. Le flux F est relié à la brillance du faisceau de photons émis B par :

$$B = \frac{F}{\pi \sigma_{xe} \sigma_{ye} \theta_{BW}^2} \quad (5.0)$$

avec σ_{xe} et σ_{ye} les dimensions *rms* transverses du faisceau d'électron au point d'interaction et θ_{BW} l'angle de diffusion délimitant la bande spectrale (ici $\theta_{10\%} = 10$ mrad). Elle sera exprimée en photons/s/mm²/mrad²/%BW.

La brillance crête de la source à 17,7 MeV est de $3,9 \cdot 10^{11}$ ph/s/mm²/mrad² pour 10% de largeur spectrale.

5.1.1.3 Evaluation de l'énergie des photons sur l'axe d'émission :

Pour connaître approximativement l'énergie de la source Compton obtenue, l'expérience est répétée en plaçant un empilement de 4 ERLMs en sortie de la fenêtre de Béryllium. Les 4 images obtenues après irradiation sont présentées ci-dessous (Figure 126) :

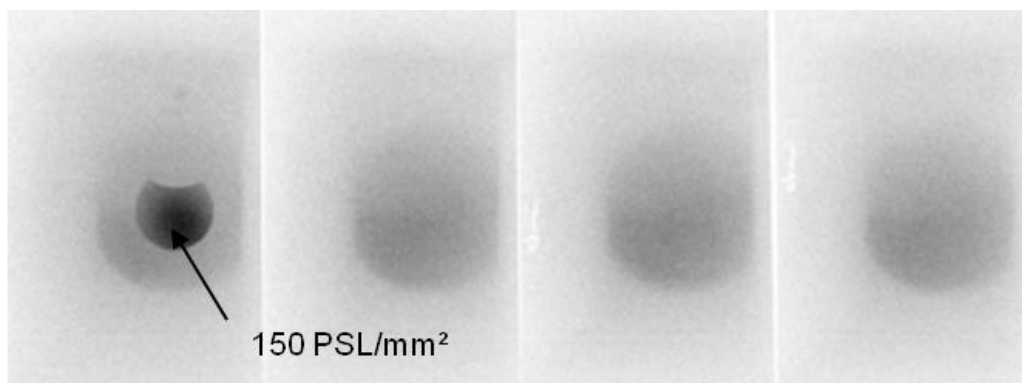


Figure 126 : Présentation des images extraites des 4 ERLMs dans l'ordre de leur positionnement dans l'empilement (de gauche à droite).

Une mesure du niveau de signal, exprimée en PSL/mm² est effectuée sur l'image extraite du premier écran, dans la zone où le signal est maximum. La mesure est ainsi répétée au même endroit sur l'ensemble des images issues de l'assemblage. Grâce à ces 4 points expérimentaux, on peut tracer la courbe de transmission propre à la source Compton. Pour relier cette courbe de transmission à l'énergie de la source, il faut la replacer dans le graphe des courbes de transmission des X dans l'empilement en fonction de l'énergie, calculées au moyen du code MCNPX au chapitre 4.3.1.4. La Figure 127 présente le résultat de cette juxtaposition.

La courbe de transmission mesurée est tracée en rouge sur la Figure 127. La place de cette courbe expérimentale dans le graphe nous permet d'en déduire que l'énergie de la source X est inférieure ou égale à 15 keV.

L'énergie attendue pour le faisceau d'X est définie par :

$$E_X = \frac{h \cdot c}{\lambda_X} \text{ avec } \lambda_X = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2}$$

où $\lambda_0 = 532$ nm et $\gamma = 35,6$, l'énergie maximale des photons rétrodiffusés vaut: $E_X = 11,9$ keV. Cette valeur est cohérente avec la mesure effectuée.

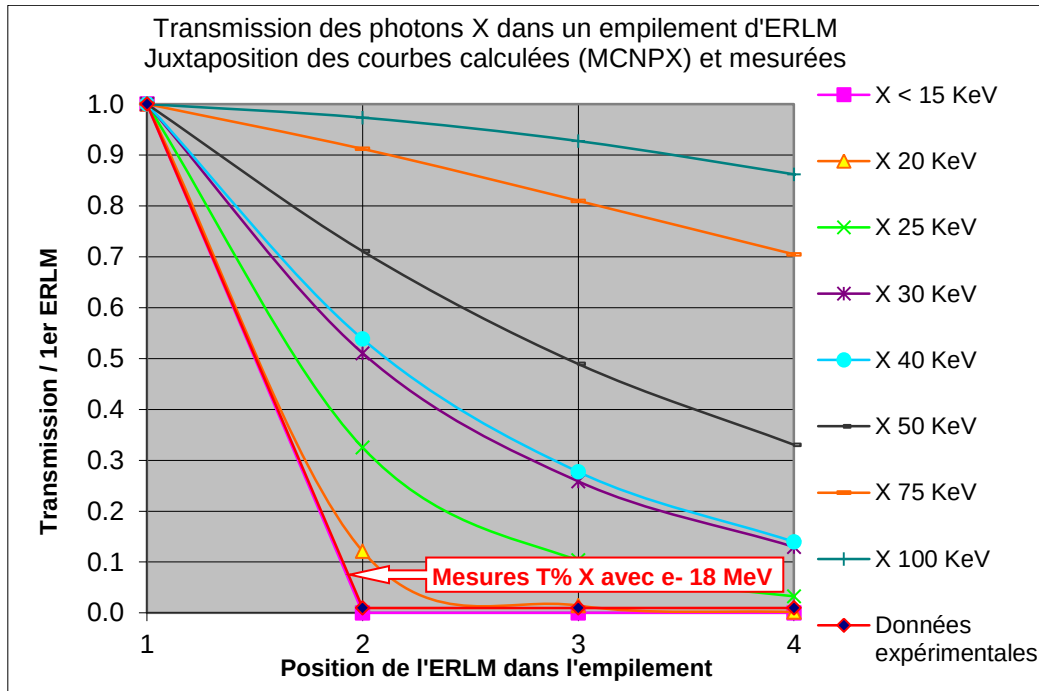


Figure 127 : Courbes de Transmission au travers de l'empilement des 4 ERLMs calculées pour différentes énergies de source Compton.

5.1.1.4 Comparaison du profil de distribution radiale des photons X dans le cône d'émission

Le profil relevé à partir de l'image de gauche de la Figure 126, après soustraction du bruit de fond, est tracé en bleu sur la Figure 128. Il est important de souligner qu'il ne s'agit pas du profil réel du faisceau X, car ces photons ont une énergie qui varie selon l'angle de diffusion. Cette évolution théorique est donnée par la Figure 15 du paragraphe théorique 2.4.1 calculée à partir de la formule de l'énergie rayonnée par un électron. Ils subissent donc des absorptions différentes, dans l'ERLM et les matériaux placés devant, en fonction de la distance radiale à l'axe d'émission. Il est nécessaire d'effectuer une étape de calcul supplémentaire pour remonter au profil réel.

Le profil bleu de la Figure 128 étant tronqué par les bords du trou central du plateau du SMILE, il peut être ajusté par une gaussienne d'écart-type 7,2 mm (non représentée sur la figure). Le détecteur se trouvant à une distance de 800 mm de la source, la largeur *rms* de la distribution gaussienne représentant la distribution angulaire des photons X est donc de 9 mrad.

La distribution spatiale réelle des photons dans le cône est tracée avec des points rouges sur le graphe. Elle est obtenue après avoir appliqué une correction à l'ajustement gaussien du profil extrait de l'ERLM. L'algorithme de correction prend en compte la transmission des photons X jusqu'à l'ERLM, décrit au chapitre 4 de cette thèse, et à la réponse relative de ces derniers en fonction de l'énergie des photons X. On peut évaluer le facteur correctif correspondant à l'élargissement du profil vaut 1,77. La distribution spatiale ainsi corrigée peut être assimilée à une distribution gaussienne dont l'écart type vaut 12,7 mm à une distance à la source de 800 mm tracée en trait vert sur la Figure 128. La largeur *rms* de la distribution angulaire est donc de 15,9 mrad. La distribution obtenue est en bon accord avec la distribution gaussienne théorique d'écart-type $\frac{1}{\sqrt{3}\gamma} = 16,2 \text{ mrad}$. D'autre part le demi-angle du cône de diffusion contenant 90% du flux a été calculé analytiquement comme valant $1/\gamma$ soit

environ 30 mrad dans le cas présent. On constate que la distribution expérimentale de la source est en accord avec cette prédiction.

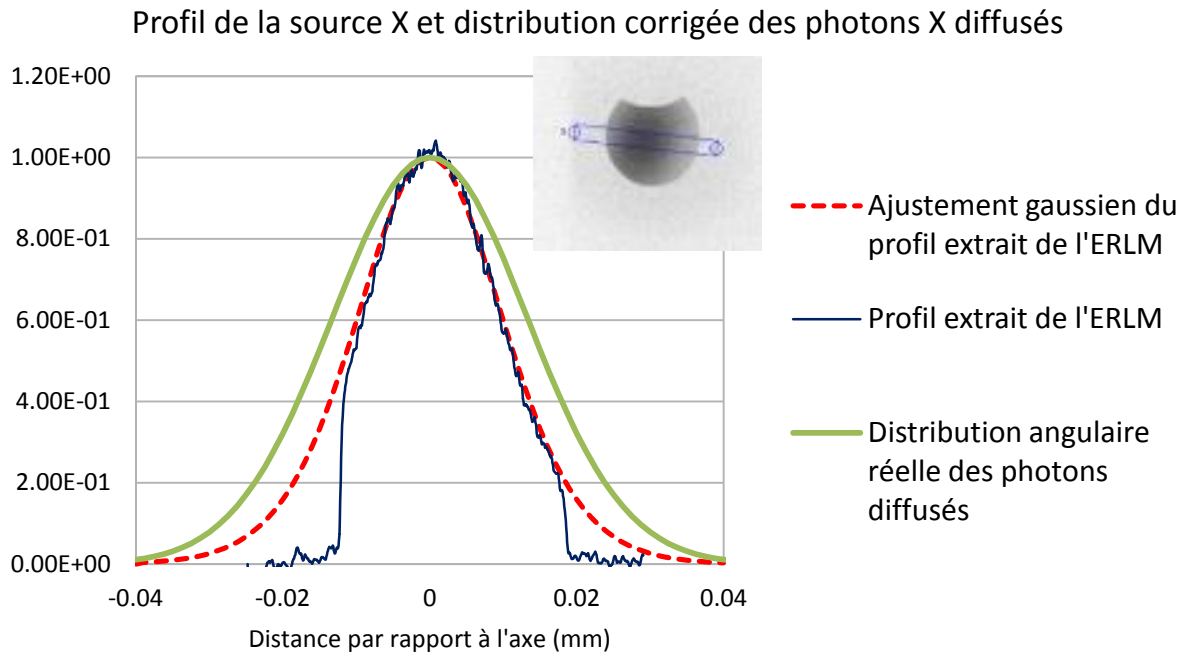


Figure 128 : Profil relatif de la distribution transverse de la source extrait de l'image brute de la source Compton (les ailes du profil sont masquées par les bords du trou central du plateau du SMILE) et distribution réelle des photons après correction.

Lorsque l'on compare le profil obtenu avec les expériences de 2010 effectuées dans des conditions proches (Figure 129), on voit que la largeur *rms* du profil de la source extrait directement de l'ERLM lors des expériences de 2010 est de 10 mrad, légèrement plus importante que celle de la source actuelle qui est de 9 mrad. Cette légère différence pourrait s'expliquer par une diminution de l'émittance normalisée du faisceau d'électrons, actuellement de 8 $\mu\text{m}.\text{rad}$ dans la dimension horizontale au lieu de 30 $\mu\text{m}.\text{rad}$ précédemment.

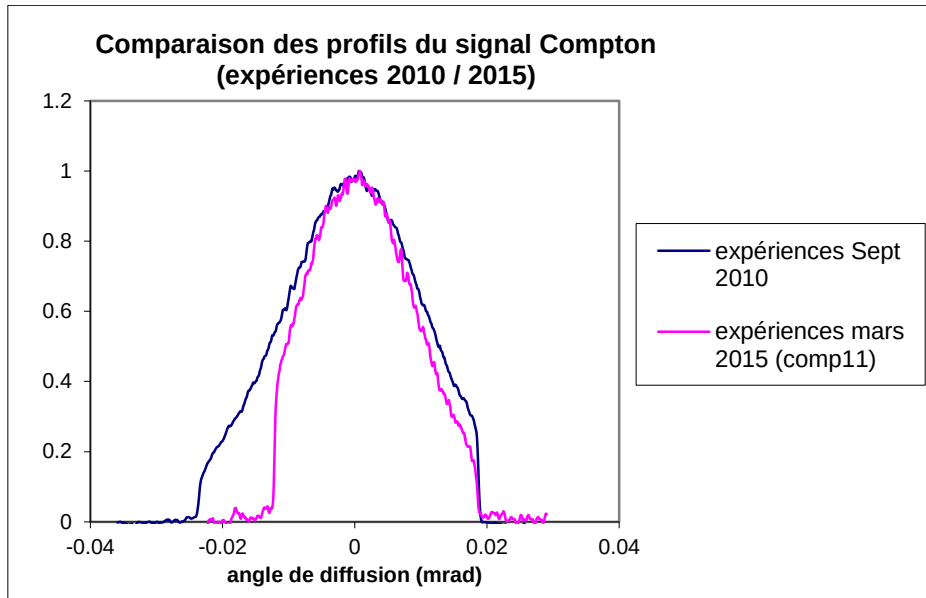


Figure 129 : Comparaison du profil relatif des deux sources Compton issues des expériences de 2010 et 2015.

5.1.1.5 Conclusion des premières expériences sans SMILE :

Le déplacement de la source Compton de son emplacement de 2010 à son emplacement actuel était nécessaire pour pouvoir bénéficier des améliorations attendues en augmentant l'énergie d'ELSA de 18 à 30 MeV. La conception d'un nouvel espace d'interaction et de tous les diagnostics associés a constitué une part importante de ce travail de thèse.

Les résultats comparatifs obtenus à 17,7 MeV ont permis de vérifier que la nouvelle source Compton fonctionne conformément à ce qui était attendu en termes de dose, de spectre et de divergence.

5.1.2 Réduction du bruit de fond.

Un facteur déterminant de la réussite des futures expériences utilisant la source Compton d'ELSA est la réduction du bruit de fond généré par l'accélérateur. Ce travail a été réalisé dès la réception de la chambre d'interaction, au cours d'une première campagne d'expérience au mois de mars 2015. Dans ce chapitre, nous précisons l'origine physique du bruit de fond mesuré par nos détecteurs ainsi que son amplitude. Nous proposons ensuite des moyens de le réduire.

5.1.2.1 Origine physique du bruit de fond et soustraction

Le bruit de fond radiatif constaté sur les installations telles qu'ELSA a essentiellement pour origine le rayonnement de freinage des électrons de haute énergie. Ce rayonnement de freinage est provoqué par le passage des électrons à travers la matière, que ce soit dans la coupe de Faraday de fin de course des électrons, ou dans les éléments de guidage du faisceau lorsque les particules périphériques, qu'on appelle le « halo » [1][2], s'y perdent. Une fois ce rayonnement de freinage généré, il est diffusé dans l'ensemble de la salle, perturbant les diagnostics X qui y sont installés.

5.1.2.1.a Rayonnement de freinage du faisceau dans le beam-dump

Après interaction, les électrons sont envoyés vers un arrêt faisceau, appelé « beam-dump », qui recueille les électrons. Lorsque les électrons finissent leur course dans le beam-dump, ils sont violemment freinés de leur énergie cinétique maximale à une énergie cinétique nulle. Lors de ce freinage, des photons X sont créés préférentiellement dans l'axe de propagation des électrons, vers l'avant, mais aussi vers l'arrière. Du fait de leur énergie élevée, ces rayonnements peuvent également produire des flux de neutrons par réactions photo-nucléaires dans les matériaux environnants.

Sur ELSA, l'arrêt faisceau a été placé après une déviation verticale de 90°, et le rayonnement produit se fait donc majoritairement vers le bas (pour finir dans la dalle en béton) et un peu vers le haut. Les doses rayonnées en direction des diagnostics X sont donc minimales. De plus, le blindage du beam-dump a été constitué d'une alternance d'écrans lourds (plomb) et d'écrans légers hydrogénés (PEHD), convenablement dimensionnés pour que ces rayonnements photoniques et neutroniques restent pour l'essentiel confinés à leur source. Enfin, un château de plomb est disposé autour des diagnostics afin qu'ils ne soient pas perturbés par les rayonnements résiduels.

5.1.2.1.b Rayonnement de freinage dû au halo et à la divergence du faisceau

La bonne qualité géométrique du faisceau d'électrons produit et accéléré sur ELSA est obtenue grâce à son photo-injecteur. L'utilisation d'un laser pour extraire les électrons d'une photocathode permet d'accélérer les paquets très rapidement à la sortie du matériau, et ainsi d'atteindre un régime ultra-relativiste au bout de quelques centimètres. Dans ce régime, les effets électriques de charge d'espace sont compensés par les effets magnétiques. Par ailleurs, la croissance d'émittance dans le photo-injecteur est compensée grâce à une bobine de focalisation juste à sa sortie. Sur ELSA, ce système permet d'obtenir une émittance *rms* normalisée de l'ordre de 1 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}$ pour des charges accélérées de l'ordre de 0,5 nC sur une durée totale à mi-hauteur de l'ordre de 30 ps. Cependant, à plus forte charge, et après le passage dans le compresseur double-alpha d'ELSA, l'émittance *rms* normalisée se dégrade et vaut typiquement 20 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}$. Pour une énergie de 17 MeV, l'émittance géométrique *rms* ε_g obtenue en divisant l'émittance *rms* normalisée par le facteur relativiste γ , vaut 0,59 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}$.

La taille *rms* généralement obtenue expérimentalement pour le faisceau d'électrons est proche de $r_0 = 100 \mu\text{m}$ au point d'interaction. L'émittance du faisceau étant constante au cours de la propagation, la divergence *rms* du faisceau α se déduit de r_0 par la relation $\alpha = \varepsilon_g / r_0$ et vaut alors 5,9 mrad.

Autrement dit, après interaction, la quasi-totalité du faisceau est incluse dans un cône dont l'angle au sommet vaut 23,6 mrad. Selon les conditions de transport du faisceau d'électrons, la génération de rayonnement X Bremsstrahlung par les électrons du halo contre les parois des tubes à vide à proximité de la chambre d'interaction laser peut constituer alors une source de bruit X gênant la mesure du signal Compton.

Un exemple de spectres de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) émis sur l'axe des électrons incidents lors de la traversée d'une cible de Tantale sur l'accélérateur ELSA est donné en Figure 130. Ces spectres diffèrent cependant en fonction du matériau dans lequel sont freinés les électrons et des différentes interfaces rencontrés par les photons X émis. Le bruit de fond dû au rayonnement de freinage dans les tubes à vides et la chambre Compton varie donc en fonction du transport des électrons dans l'accélérateur. Le spectre qui lui est associé n'est pas suffisamment reproductible pour être présenté ici.

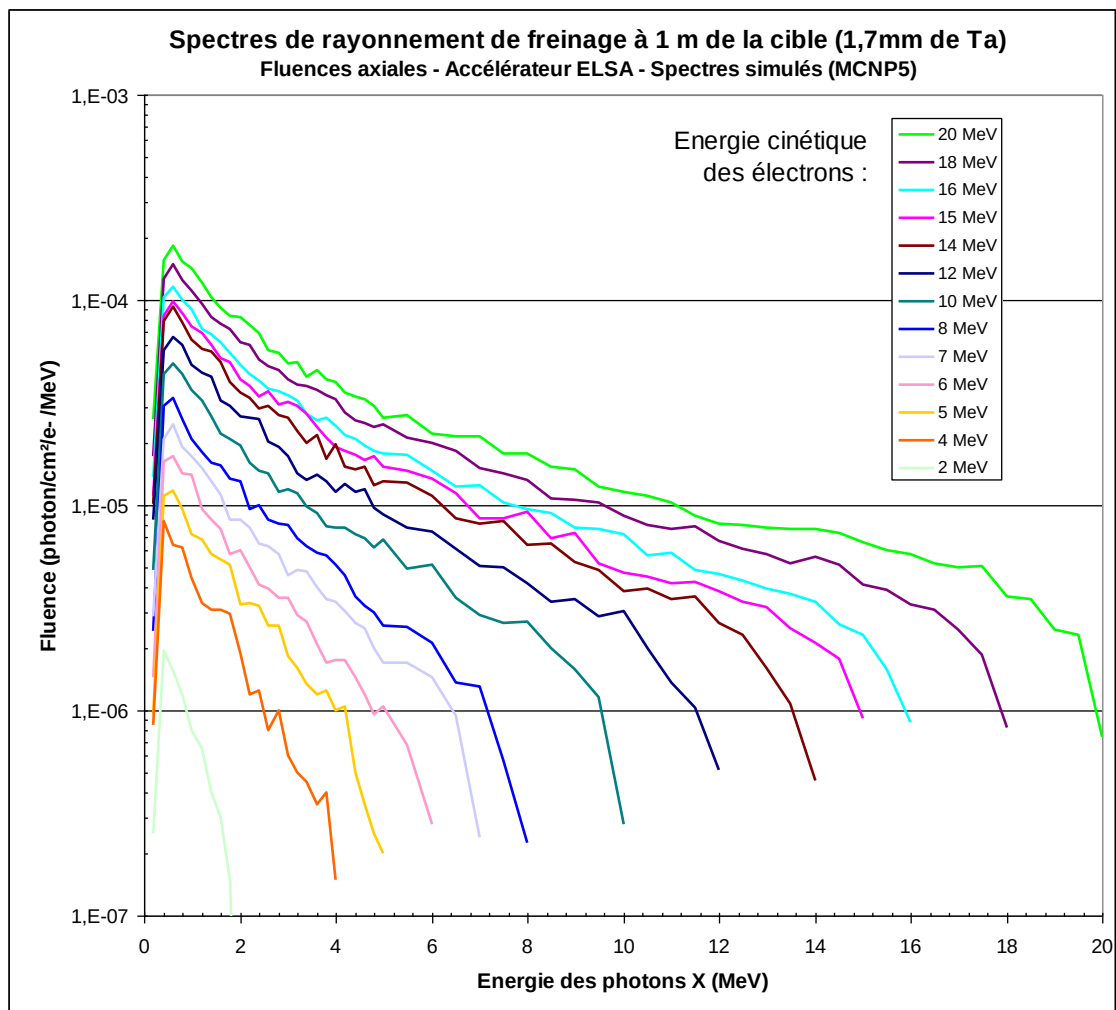


Figure 130 : Spectres du rayonnement de freinage sur l'accélérateur ELSA simulés à 1 m d'une cible de Tantale (Ta) pour différentes valeurs de l'énergie des électrons.

Par ailleurs, un certain nombre de neutrons est généré par l'interaction de rayons X avec les noyaux de la matière rencontrée. Ces neutrons émettent à leur tour du rayonnement gamma, mais leur proportion est négligeable devant le rayonnement X émis par rayonnement de freinage.

5.1.2.1.c Courant d'obscurité

Sur ELSA, bien que les paquets d'électrons soient générés par l'éclairement d'un matériau photoémissif (photocathode) par un laser impulsif, le champ RF accélérateur est suffisamment intense pour arracher des électrons en dehors des impulsions temporelles définies par le laser. L'énergie cinétique de ces électrons n'est en général pas très éloignée de celle des électrons arrachés par le laser, puisqu'ils apparaissent essentiellement lorsque le champ accélérateur est proche de son maximum. Elle est cependant inférieure en moyenne. Par ailleurs la densité de charge d'espace est beaucoup plus faible, puisque la durée du phénomène est plus longue. Leur transport est donc différent de celui des électrons des paquets issus de l'interaction laser, et certains d'entre eux finissent par se perdre dans les tubes à vide de la ligne accélératrice. Lorsque c'est le cas, ils génèrent du rayonnement Bremsstrahlung de spectre très large (de 0 MeV à l'énergie cinétique maximale des électrons). Ce phénomène est appelé « courant d'obscurité ». Il se cumule au bruit du halo.

5.1.2.1.a Soustraction du bruit de fond

Les trois rayonnements parasites que nous venons de décrire sont visibles sur le signal détecté par le photomultiplicateur relié à l'oscilloscope et sur les images des ERLMs. Dans les mêmes conditions de transport du faisceau, ce bruit est reproductible. Sous réserve que le rapport signal à bruit ne soit pas trop faible, on peut donc le soustraire lors du traitement des données expérimentales.

5.1.2.2 *Caractérisation des sources de bruit dans la nouvelle zone d'interaction*

Le bruit de fond étant un aspect important dans le développement de la source Compton, nous avons cherché à en déterminer les caractéristiques et la provenance « géographique » dans notre expérience, afin de pouvoir disposer des protections adéquates pour le diminuer.

5.1.2.2.a Acquisition et analyse d'images de bruit

On peut observer sur la Figure 131 à gauche, une image acquise sans avoir mis en fonctionnement le laser d'interaction. Dans ce cas, on n'observe pas de rayonnement Compton, mais exclusivement le bruit produit par le faisceau d'électrons. On distingue sur l'image sept zones claires correspondant à la radiographie des miroirs du SMILE et de leur support: les miroirs constituent en effet une épaisseur supplémentaire absorbante. La demi-lune supérieure est le support du miroir à 45° qui permet d'injecter le laser vers le point d'interaction. La zone sombre en forme de disque correspond au flux de photons de bruit qui atteignent sans rencontrer d'obstacle la surface de l'ERLM, diaphragmé par le trou axial du plateau SMILE. Enfin, on observe, entourant l'ensemble, le cercle correspondant à la fenêtre de sortie en Béryllium. Le fait que l'on arrive à obtenir ce type d'images montre que le rayonnement est suffisamment énergétique pour traverser des matériaux d'épaisseur non négligeables (plusieurs millimètres de verre ou d'aluminium). Il s'agit typiquement de rayonnements de plusieurs MeV.

Lorsque l'on fait fonctionner le laser d'interaction, on observe, superposée sur l'image de bruit, l'apparition du rayonnement Compton, dont le foyer semble décalé verticalement par rapport à celui du bruit. Il s'agit sur la droite de la Figure 131, d'une image un peu moins intense, au-dessus de la tache sombre due au Bremsstrahlung. Il est émis en direction du plan de détection et est lui aussi diaphragmé par l'ouverture du plateau SMILE se trouvant dans la boîte d'injection laser. En revanche, étant d'énergie beaucoup plus faible que le Bremsstrahlung (~10 keV à comparer à plusieurs MeV), il ne peut pas traverser des matériaux épais en verre ou en acier.

On observe par ailleurs que l'image radiographique de l'ouverture par la source Compton est beaucoup plus nette que celle formée par la source de bruit. Cela indique que la dimension de la source Compton est beaucoup plus petite que celle de la source de bruit. Cela est cohérent avec ce qui est attendu, puisqu'elle doit être de l'ordre de 50 μm rms, tandis que le halo est beaucoup plus réparti dans l'espace.

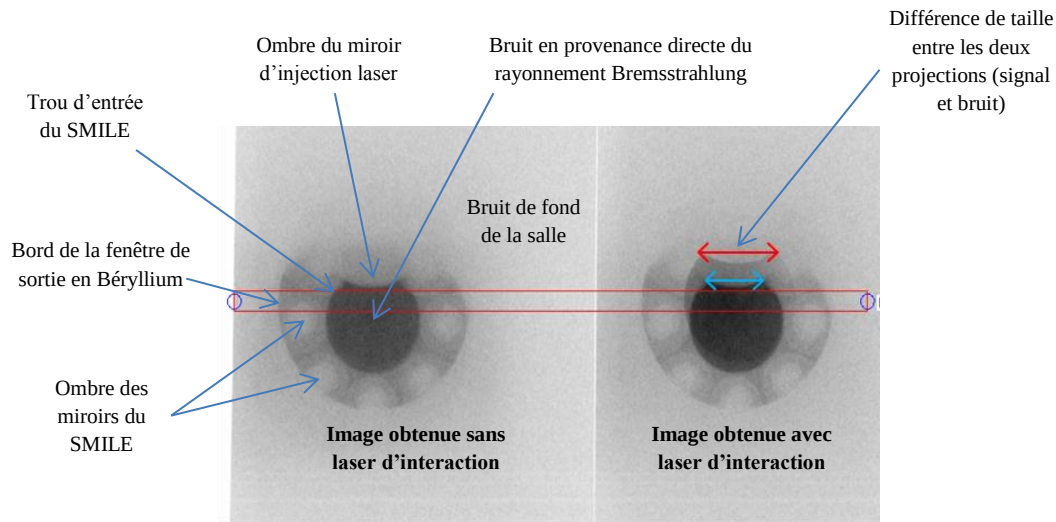


Figure 131 : Images extraites des ERLMS placés directement en sortie de la fenêtre de Béryllium. L'image de gauche est obtenue sans laser d'interaction. L'image de droite est obtenue avec le laser d'interaction en fonctionnement.

Enfin, on peut remarquer que le diamètre de l'ouverture centrale imagée par la source Compton est plus important que le diamètre de la tache sombre attribuée au bruit. C'est cette différence de grandissement radiographique qui va nous permettre de remonter jusqu'à la localisation longitudinale des sources de bruit. La méthode est imagée en Figure 132.

Sur cet exemple, la source de rayonnement Compton, de basse énergie, est située plus près du plan de détection et donc du plateau SMILE. Le diamètre de l'ouverture du plateau et la distance plateau-détecteur étant connus, le grandissement mesuré grâce à l'image nous renseigne sur la distance entre la source de rayonnement parasite et le plan de détection.

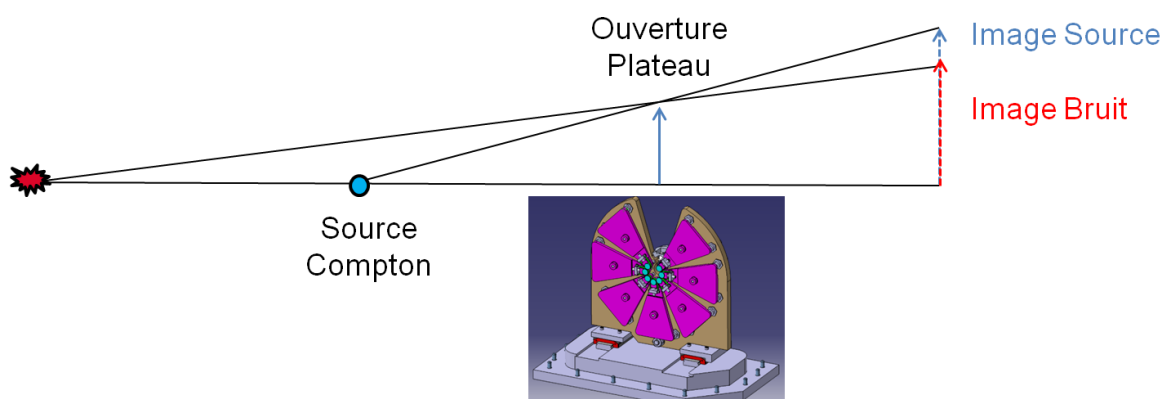


Figure 132 : Schéma de principe illustrant la méthode utilisée pour localiser le foyer des rayonnements parasites. Le rayonnement X est diaphragmé par l'ouverture dans le Plateau n°2 du SMILE avant d'être imagé sur l'ERLM.

5.1.2.2.b Localisation des foyers de bruit

En répétant plusieurs fois l'expérience dans le but de diminuer le bruit, nous avons trouvé 3 foyers majeurs de bruit. Des ERLMs sont placés tout au long de la ligne afin de visualiser les fuites de rayonnements parasites. Les images obtenues sont présentées sur la Figure 133.

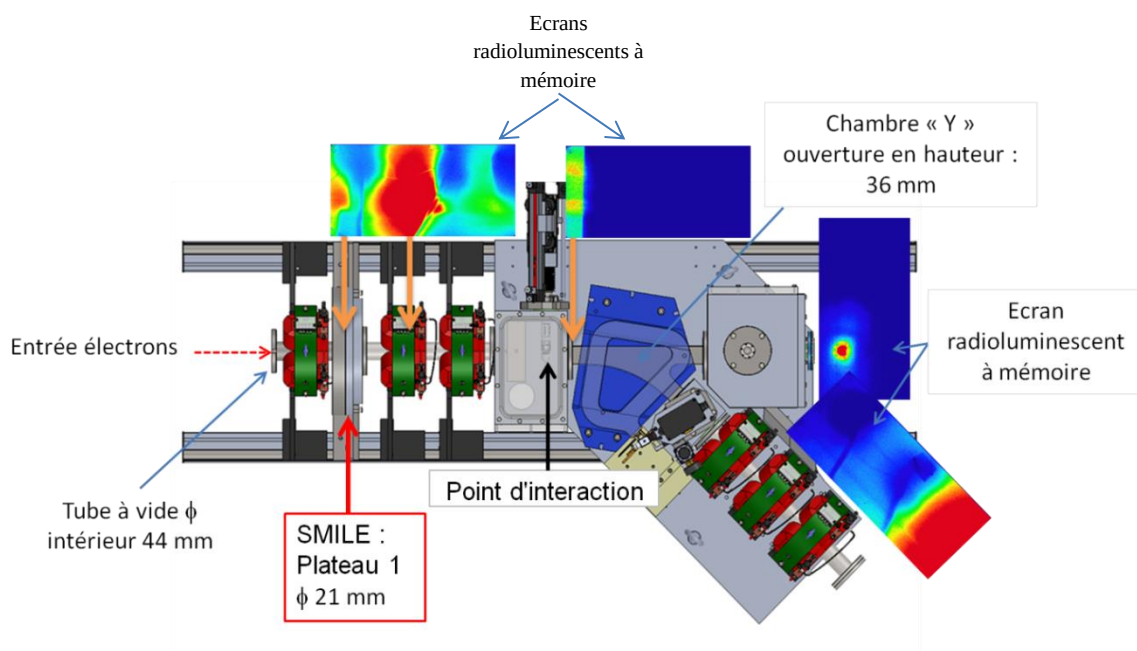


Figure 133 : Localisation des foyers de bruit détectés lors de la première phase de réglages du transport du faisceau. Les zones rouges et orange sur les ERLMs disposés autour de la chambre d'interaction signalent un niveau de rayonnement gamma élevé.

Le premier foyer est situé au niveau du plateau SMILE n°1. L'ouverture aménagée dans le plateau pour laisser passer les électrons possède un diamètre d'environ 21 mm soit une valeur très inférieure au diamètre intérieur des tubes à vide (44 mm). Le halo est donc diaphragmé à cet endroit et émet un fort rayonnement de freinage en direction du détecteur.

Le deuxième foyer est situé au niveau du deuxième quadrupôle du triplet. A cet endroit la taille transverse du faisceau est particulièrement importante pour qu'il puisse ensuite être focalisé au point d'interaction. En effet, la fonction de focalisation d'un faisceau est obtenue en utilisant trois quadrupôles. Chaque quadrupôle est convergent dans une direction, divergent dans l'autre. Par conséquent, il y a nécessairement dans une des deux directions, la succession d'une divergence, d'une convergence, puis d'une divergence. Dans ce cas, la dimension du faisceau augmente notablement dans le deuxième quadrupôle et au niveau du SMILE. C'est ce que l'on constate lorsque l'on simule la ligne de transport électrons dans le code d'enveloppe BeamLeader développé sur ELSA (Figure 134).

Enfin, la source de bruit la plus proche du détecteur est située à l'entrée du dipôle utilisé pour dévier les électrons après l'interaction. Cela s'explique par la diminution du diamètre du tube à vide qui devient parallélépipédique : l'ouverture se présente comme un rectangle de 36 mm de hauteur intérieure, adaptée à l'entrefer des aimants qui est de 40 mm.

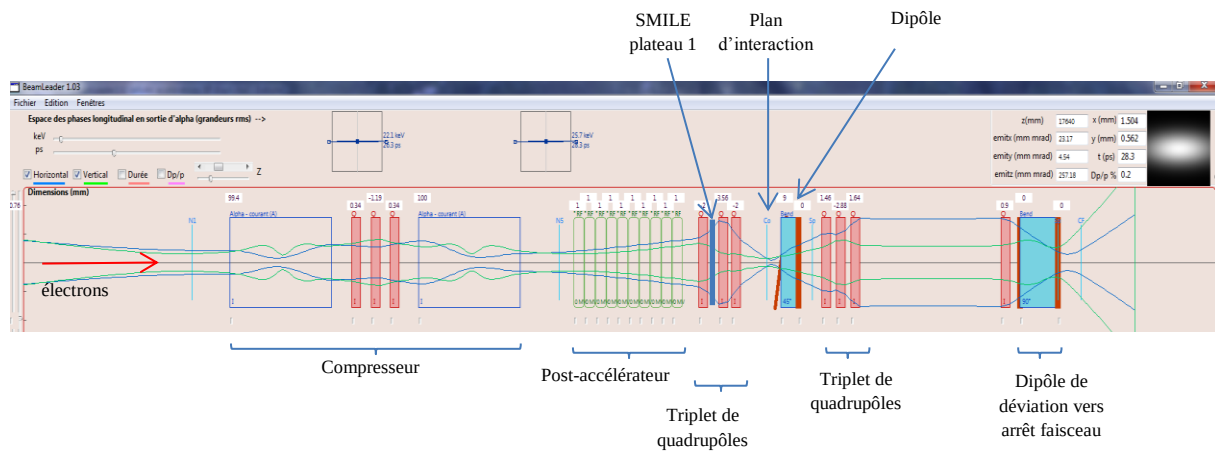


Figure 134 : Fenêtre principale de l'application BeamLeader permettant de visualiser en bleu le tracé de l'évolution de la taille transverse du faisceau d'électron (suivant l'axe horizontal) lors de son transport dans la ligne d'ELSA. Les quadrupôles sont représentés en roses et les dipôles en rouge et bleu.

5.1.2.3 Atténuation du bruit de fond

La localisation des foyers de bruit, nous a permis de mettre en œuvre des solutions adaptées à chacun des endroits stratégiques.

5.1.2.3.a Les collimateurs

Pour réduire le nombre d'électrons du halo, nous avons utilisé quatre collimateurs dans les tubes à vide. Ces collimateurs sont des pièces cylindriques de plusieurs centimètres de long, percées en leur centre pour laisser passer le faisceau. Ils sont taillés dans un matériau dense (Inox 316L amagnétique) et possèdent un diamètre intérieur inférieur au diamètre des tubes à vide. Le halo y est donc partiellement stoppé. En revanche, il existe un risque que ces électrons génèrent aussi du rayonnement de freinage au bord du trou des collimateurs. Il faut donc si possible commencer à diaphragmer le faisceau assez loin du détecteur et en dehors de son axe de détection.

La première pièce a donc été placée en amont du compresseur, décalée de 800 mm en hauteur (Figure 135). Elle possède un diamètre intérieur de 20 mm. Le second collimateur possède un diamètre de 22 mm et est placé juste avant le premier plateau SMILE. Il est proche de l'axe, mais il est dans tous les cas préférable de stopper les électrons dans un matériau dense qui stoppera aussi en partie le Bremsstrahlung plutôt que de les laisser se propager sur le SMILE en aluminium, plus susceptible de laisser passer le rayonnement générateur de bruit. Un troisième collimateur de 45 mm de diamètre a été placé dans le module d'interaction juste avant le point de focalisation du faisceau d'électrons. La zone d'interaction est l'endroit où le faisceau d'électrons possède la plus petite taille, le diamètre interne du dernier collimateur est donc particulièrement faible pour une efficacité maximale. Enfin une pièce en matériau dense, possédant une ouverture de diamètre 50 mm, est placée dans le module d'injection pour protéger plus efficacement le détecteur des rayonnements diffusés ambiants (un château de plomb est également érigé autour du détecteur).

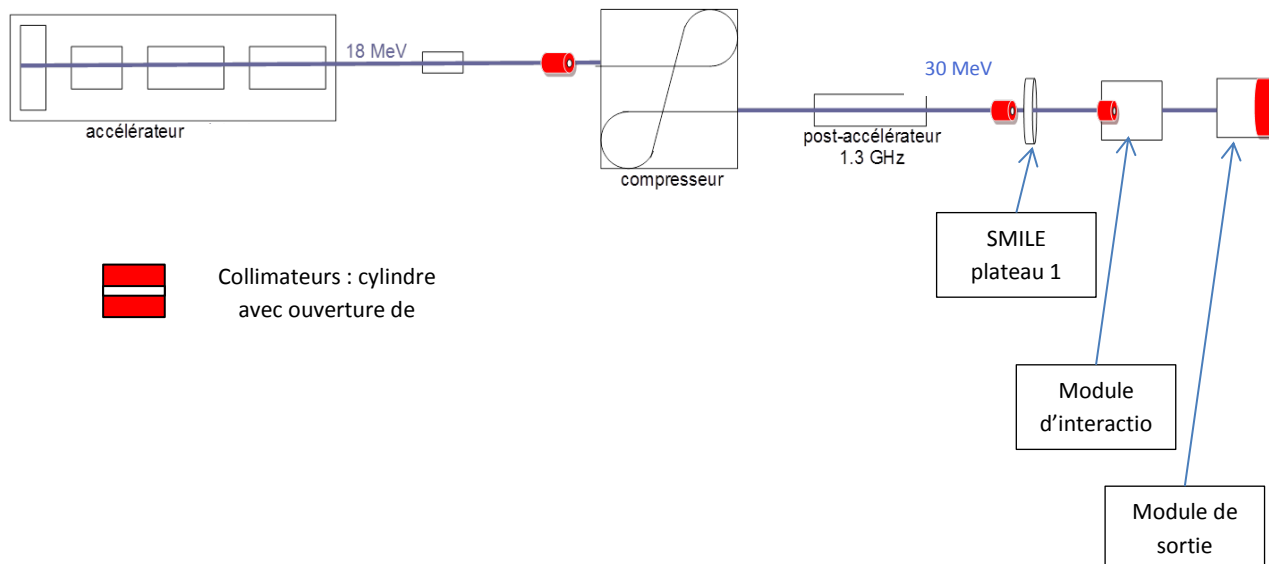


Figure 135 : Positionnement des collimateurs destinés à réduire le bruit généré dans les tubes à vide par le halo d'électrons.

5.1.2.3.b Réduction de la surface d'interception du SMILE

D'autre part le plateau n°1 du SMILE a été usiné pour agrandir l'ouverture centrale destinée à laisser passer les électrons. La taille de cette ouverture a été optimisée pour le passage d'un faisceau d'électrons de 17 MeV qui est plus divergent et peut générer du rayonnement Bremsstrahlung au passage dans l'ouverture. Le diamètre a donc été agrandi de 21 mm à 24 mm et une quantité de matière non négligeable a été ablatée pour diminuer la surface et l'épaisseur d'interception (Figure 136).

Augmentation du diamètre du
trou de passage de 21 à 24 mm.
(le trou affleure les pas devis
alentour).

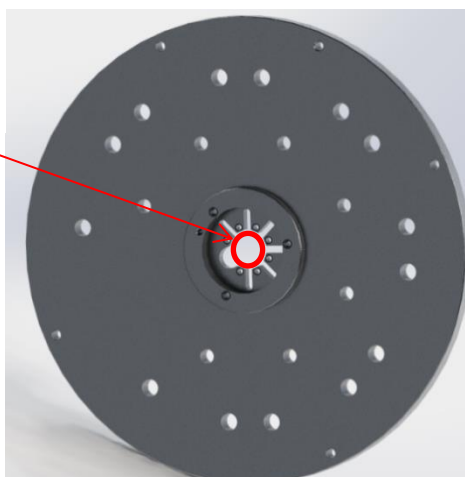


Figure 136 : Usinage du plateau SMILE n°1 pour augmenter le diamètre du trou central susceptible d'interagir avec les électrons du halo.

5.1.2.4 Conclusion sur l'optimisation du bruit

La mise en œuvre de la nouvelle chambre d'interaction pour produire une source X Compton inverse a nécessité une étape d'adaptation. Dès l'obtention des premières images du faisceau X, il est apparu un niveau de bruit ambiant très élevé dans la portion de l'accélérateur où a été implantée la chambre d'interaction et le SMILE. Ce bruit est essentiellement lié à l'interaction du halo d'électrons et à sa divergence dans l'environnement proche du point d'interaction, complexifiant la détection du rayonnement X Compton. Une fois localisées, ces sources de bruit ont été nettement atténuées par l'insertion de collimateurs dans les tubes sous vide de l'accélérateur, ce qui nous a permis d'entreprendre dans de bonnes conditions notre campagne d'expériences Compton. La Figure 137 montre les nouvelles images de la source obtenues après réduction du bruit de fond. Comparativement à la Figure 131, où nous avions des niveaux de bruit de l'ordre de 300 PSL/mm², le niveau de bruit enregistré dans les ERLMs est à peu près homogène dans la zone centrale et s'élève à 12 PSL/mm².

Remarque :

Nous avons pu confirmer cette réduction du bruit de fond par deux autres signaux expérimentaux. Nous avons observé d'une part une diminution du rayonnement X environnemental détecté par une balise de surveillance placée dans la salle d'expérience. Le niveau de dose indiqué par la balise était de 1250 μ Sv au début des expériences Compton; il n'était plus que de 5 μ Sv après notre travail d'optimisation du bruit. Plus localement, nous avons pu également observer l'évolution du bruit de fond en sortie de la chambre d'interaction sur le photomultiplicateur. Ce diagnostic nous a permis d'observer en temps réel une baisse du signal électrique généré par le bruit de fond de plusieurs Volts à quelques dizaines de millivolts.

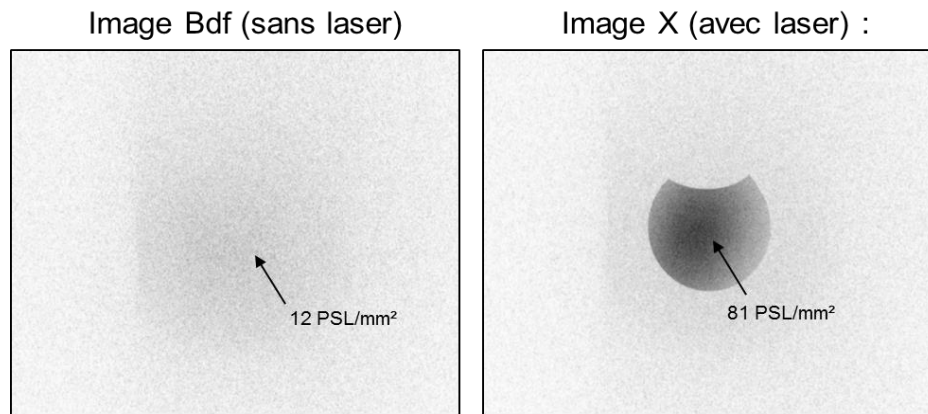


Figure 137 : Images extraites des ERLMs placés directement en sortie de la fenêtre de Béryllium après avoir réduit le bruit de fond. L'image de gauche est obtenue sans laser d'interaction. L'image de droite est obtenue avec le laser d'interaction en fonctionnement.

5.2 Expériences Compton avec des électrons de 30 MeV

Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus après la mise en route du post-accélérateur. Il est important de noter que les expériences à 30 MeV n'ont pu être menées que pendant quelques jours, à la toute fin des journées d'expérience programmées sur l'installation ELSA pour ma thèse. Nous avons cependant réussi à faire quelques acquisitions de signal intéressantes, permettant de faire une première évaluation des effets de cet accroissement d'énergie sur la source Compton.

Etant donné le faible temps consacré à ces expériences, les résultats doivent être pris avec grandes précautions. Nous préférons les mentionner ici plutôt que de les passer sous silence, de façon à ce que les travaux ultérieurs puissent tout de même profiter de ces premières mesures.

L'émittance géométrique des paquets d'électrons étant théoriquement plus faible, la densité des électrons au point d'interaction doit augmenter d'autant par effet de réduction de la dimension transverse, si l'on considère que l'on travaille avec la même divergence de faisceau. On s'attend donc à générer un flux de photons X plus important que lors des expériences avec des paquets d'électrons de 17 MeV.

5.2.1 Paramètres de réglage des faisceaux

Le Tableau 12 présente les paramètres des faisceaux laser et électrons ainsi que les caractéristiques de la source obtenue lors de cette campagne. Les électrons ont une énergie de 30 MeV et le laser d'interaction est émis à une longueur d'onde de 532 nm. L'énergie des photons X rétrodiffusés doit en théorie être 33 keV au centre du cône d'émission. Au moment de ces expériences de toute fin de thèse, un nouvel oscillateur laser a été mis en place et la fréquence des micro-impulsions de photons visibles était alors de 144,4 MHz.

Tableau 12 : Paramètres des faisceaux utilisés pour l'interaction et caractéristiques de la source Compton inverse obtenue avec des électrons de 30 MeV.

Paramètres du faisceau d'électrons	
Energie cinétique des électrons	30 MeV
Fréquence d'émission	72,2 MHz
Durée de la macro-impulsion	0,94 μ s
Courant dans la macro-impulsion	37 mA
Durée LTMH de la micro-impulsion	25 ps
Charge dans la micro-impulsion	0,41 nC
Emittance normalisée horizontal (rms)	21 μ m.rad
Emittance normalisée verticale (rms)	45 μ m.rad
Taille rms transverse du faisceau	125 μ m(h) 180 μ m(v)
Nombre d'impulsions par macro-impulsion	68
Paramètres du faisceau laser	
Angle d'interaction	25 mrad
Longueur d'onde	532 nm
Fréquence d'émission	72,2 MHz
Durée de la macro-impulsion	1,8 μ s
Durée LMH de la micro-impulsion	25 ps
Energie dans une macro-impulsion	65 mJ
Energie dans une micro-impulsion	0,25 mJ
Taille rms transverse du faisceau	79 μ m(h) 101 μ m (v)
Nombre d'impulsions par macro-impulsion	130
Caractéristiques de la source X obtenue	
Energie au centre du cône	33 keV
Flux moyen dans une macro-impulsion	2,2 10^3 ph
Flux crête (10%BW)	1,3 10^{12} ph/s
Brillance crête (10%BW)	6,6 10^{11} ph/s/mm ² /mrad ²

5.2.2 Caractérisation du spectre de la source X obtenue

Avec $\lambda_0 = 532$ nm et $\gamma = 59,7$, l'énergie attendue des photons X rétrodiffusée vaut $E_X = 33$ keV. En se référant aux courbes de transmission des photons X dans un empilement d'ERLMs, calculées avec le code MCNPX et présentées en Figure 127, on peut prévoir que le faisceau d'X traversera aisément 5 écrans superposés. Pour mesurer précisément l'énergie de la source produite dans ces nouvelles conditions, nous avons donc exposé un empilement de 5 ERLMs.

Les images sont obtenues en suivant le même protocole expérimental que lors des précédentes campagnes. Les 5 ERLMs sont superposés en sortie de la fenêtre de Béryllium à 800 mm de la sortie de la chambre Compton. Les images du signal X obtenu sont présentées en figure Figure 138. L'image de gauche est extraite de l'ERLM exposé en premier au rayonnement X. Les images suivantes sont assemblées suivant l'ordre d'exposition de l'ERLM correspondant dans l'empilement. L'image de droite est extraite de l'ERLM situé en dernière position dans l'empilement. Il reçoit un signal très fortement atténué.

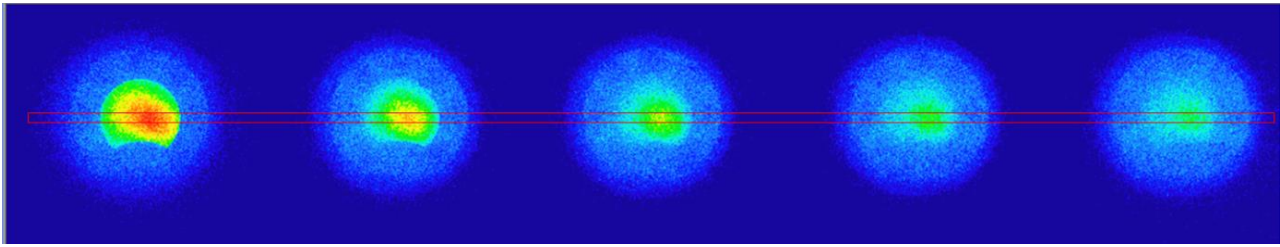


Figure 138 : Images du signal X extraites des couches d'ERLMs disposées dans l'empilement.

La Figure 139 représente le profil d'une coupe horizontale des images extraites de l'empilement, présentées en Figure 138. Elle est centrée verticalement de manière à passer par le maximum de signal X de chacune des 5 images. Le maximum de signal X correspond à la zone rouge visible sur la première image de la Figure 138. Le maximum de signal décroît ensuite sous l'effet de l'atténuation des photons X dans les couches successives d'ERLMs.

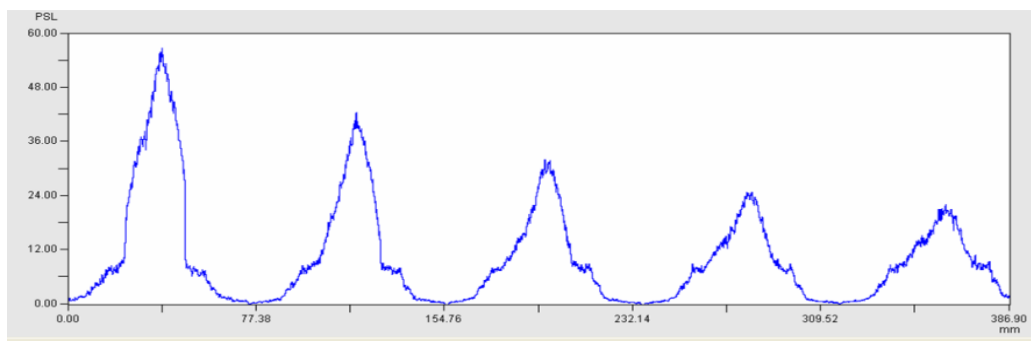


Figure 139 : Evolution du signal X au cours de sa propagation dans l'empilement d'ERLMs. Les profils sont obtenus en faisant une coupe horizontale des images juxtaposées de la Figure 138.

La courbe de transmission obtenue à partir des nouvelles valeurs expérimentales est remplacée dans le graphe des transmissions des photons X dans un empilement d'ERLMs, en fonction de l'énergie, calculé avec MCNPX (voir chapitre 4.3.1.4) et utilisé pour les précédentes expériences (Figure 140).

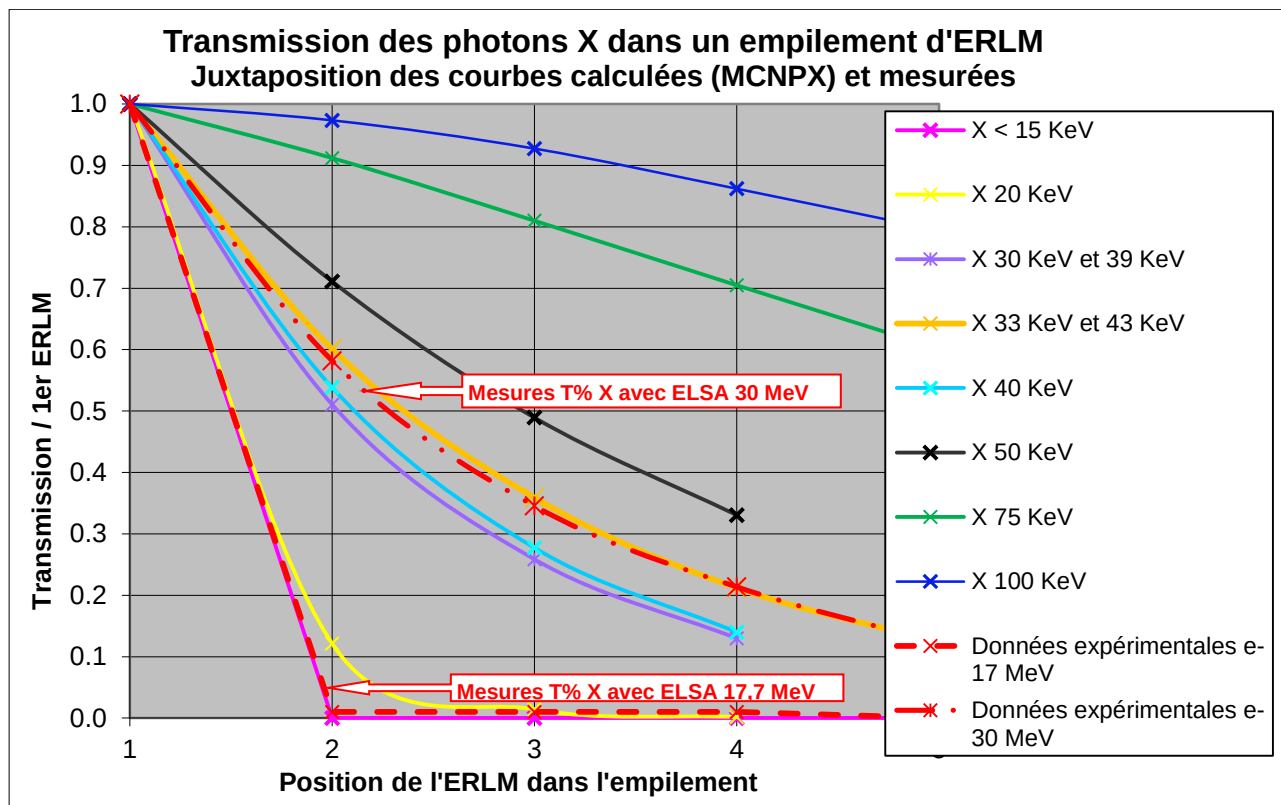


Figure 140: Courbes de transmission théoriques calculées (MCNPX) pour différentes énergies de source X et courbe de transmission expérimentale obtenue avec des électrons de 30 MeV et des photons de 532 nm.

5.2.3 Caractérisation de l'intensité de la source X obtenue

Dans ces nouvelles conditions expérimentales, en appliquant l'expression analytique approchée présentée en début de ce chapitre, qui n'est qu'une évaluation ne prenant pas en compte le détail fin de l'expérience, on aboutit à un le nombre de photons X total attendu en sortie est de l'ordre de $N_X = 2,5 \cdot 10^2$ ph/micro-impulsion. Dans cette expérience c'est la fréquence d'émission des paquets d'électrons qui impose la fréquence des interactions à 72,2 MHz. Il faut donc compter 68 micro-impulsions émises par seconde. On attend donc un flux moyen dans tout le cône de l'ordre de $1,7 \cdot 10^4$ ph/s. Avec des impulsions de 25 ps, le flux crête est donc de $1,0 \cdot 10^{13}$ ph/s. A cette énergie la simulation montre que le nombre de photons X émis dans un cône de 10 mrad est égal à environ à 13,5% du nombre total de photons émis dans tout le cône de diffusion. L'ordre de grandeur du nombre de photons émis dans ce cône doit donc être d'environ 34 ph/interaction soit un flux moyen de $2,3 \cdot 10^3$ ph/s.

L'image de gauche de la Figure 138 obtenue avec l'empilement de 5 ERLMs a été mise à profit pour mesurer les flux de photons X détectés. La méthode est la même que pour les expériences précédentes. Le Tableau 13 présente les résultats des mesures du nombre de photons X produits par la source. Le flux crête surfacique est obtenu en divisant le flux crête par la surface interceptée par le cône correspondant.

Tableau 13 : Résultats obtenus en termes de flux dans un cône de 10 mrad.

	Expérience	Evaluation théorique
Demi-angle du cône (mrad)		10
Durée de la micro-impulsion (ps)		25
Nombre de micro-impulsion par seconde		68
Nombre de photons par micro-impulsion	32 +/- 5%	34
Flux crête (ph/s)	$1,3 \cdot 10^{12}$ +/-10%	$1,36 \cdot 10^{12}$
Eclairement (ph/s/cm ²)	$6,5 \cdot 10^{13}$ +/-13,5%	$6,76 \cdot 10^{13}$
Flux moyen (ph/s)	$2,2 \cdot 10^3$ +/-10%	$2,31 \cdot 10^3$

On observe un écart de l'ordre de 6% en dessous du résultat du calcul analytique sur le nombre de photons X émis dans un cône de demi-angle 10 mrad.

On peut observer que l'on est plus proche de la valeur analytique que dans le cas 17,7 MeV. En comparant les résultats de flux produits par cette source avec les résultats obtenus précédemment avec des électrons de 17,7 MeV, on voit qu'on a globalement produit le même nombre de photons par interaction, mais dans un angle solide plus étroit, grâce à la réduction de l'ouverture du cône d'émission en $1/\gamma$.

La divergence caractéristique du rayonnement est $1/\gamma$. En ajustant la fonction de répartition des photons X par une gaussienne, on montre que 90% du flux est contenu dans ce cône.

Pour des paquets d'électrons de 30 MeV ($\gamma=59,7$), 90% des photons sont donc théoriquement émis dans un cône de demi-angle 17 mrad. Afin d'obtenir une largeur de bande de 10%, il faut donc sélectionner les photons contenus dans un cône de demi-angle $\frac{1}{\gamma} \sqrt{10\%}$ soit 5,3 mrad.

Comme le prévoit la théorie, la divergence de la source produite avec des électrons de 30 MeV est inférieure à la divergence mesurée dans le cas de la source produite avec des électrons de 17,7 MeV. La Figure 141 montrant les profils directement extraits des ERLMs pour chacune des deux sources permet de comparer leur divergence dans l'axe perpendiculaire à l'orientation de polarisation du laser d'interaction.

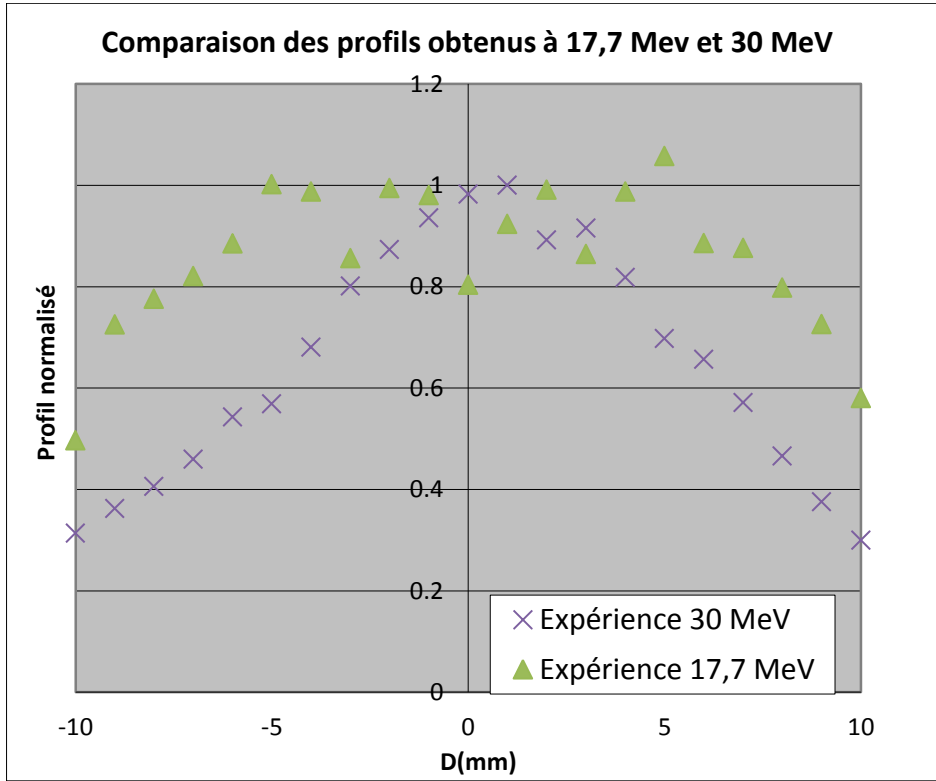


Figure 141 : Profils verticaux normalisés extraits des ERLMs pour des sources produites respectivement avec des électrons de 17,7 MeV et des électrons de 30 MeV dans le cas d'une polarisation horizontale du laser d'interaction.

Dans une configuration où la polarisation du laser d'interaction est verticale, le flux crête de photons émis pour une largeur spectrale de 10% dans le cône de demi-angle 5,3 mrad est de : $1,3 \cdot 10^{12}$ ph/s. Le flux F est relié à la brillance du faisceau de photons émis B par :

$$B = \frac{F}{\pi \sigma_{xe} \sigma_{ye} \theta_{BW}^2} \quad (5.1)$$

avec σ_{xe} et σ_{ye} les dimensions *rms* transverses du faisceau d'électron au point d'interaction et θ_{BW} l'angle de diffusion délimitant la bande spectrale (ici $\theta_{10\%} = 5,3$ mrad). Elle sera exprimée en photons/s/mm²/mrad²/BW.

La brillance crête de la source est de $6,6 \cdot 10^{11}$ ph/s/mm²/mrad² pour 10% de largeur spectrale. Elle était de $3,9 \cdot 10^{11}$ ph/s/mm²/mrad² lors des expériences avec des électrons de 17,7 MeV. La brillance de la source a donc été multipliée par un facteur 0,7. On notera que σ_{ye} la taille *rms* verticale a été multipliée par un facteur 2. On peut donc aisément doubler la brillance de la source à 30 MeV en prenant le soin d'optimiser les tailles des faisceaux avec la même qualité que lors des expériences à 17,7 MeV. Ces premiers résultats encourageants démontrent l'intérêt d'augmenter l'énergie du faisceau d'électrons.

5.2.4 Effet de la polarisation sur la source Compton

Lors des expériences 30 MeV, nous avons fait des mesures en faisant varier la direction de polarisation linéaire du laser d'interaction. Cela permet de vérifier sur les images obtenues par ERLM, que le faisceau n'est pas circulaire mais plutôt elliptique avec une direction qui dépend de la polarisation. Une lame $\lambda/2$ est placée pour cela sur le trajet optique en entrée de la boîte d'injection de la chambre Compton.

5.2.4.1 Définition du repère pour le laser d'interaction

On définit la direction de polarisation dans le repère R formé par les vecteurs $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$, $\vec{e}_z$ orientés tel que sur la Figure 142. Le laser se propage selon $\vec{e}_z$ et le plan transverse est défini par $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$. La polarisation initiale du laser est contenue dans le plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ et fait un angle de 45° par rapport à l'axe $\vec{e}_x$.

La direction de polarisation initiale du laser d'interaction fait un angle 45° par rapport à l'axe $\vec{e}_x$ définissant l'axe horizontal dans le plan transverse à la direction de propagation $\vec{e}_z$.

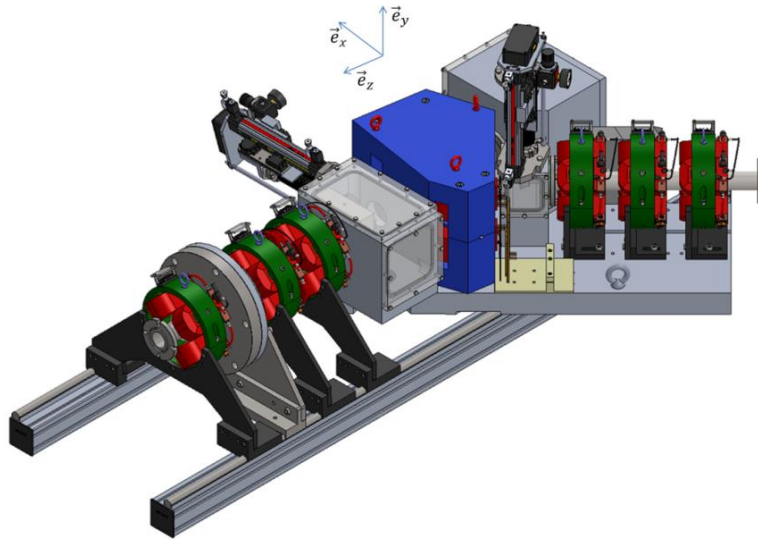


Figure 142: Définition du repère R formé par les vecteurs $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$, $\vec{e}_z$ auquel on se réfère pour indiquer la direction de polarisation.

5.2.4.2 Evolution de la distribution de photons émis en fonction de la direction de la polarisation du laser incident

On présente d'abord le cas où le laser est polarisé horizontalement, selon l'axe $\vec{e}_x$ puis le cas où le laser est polarisé verticalement, selon l'axe $\vec{e}_y$. Dans chacun des cas, l'expérience a été menée d'abord sans le dispositif SMILE, ensuite ce dernier a été mis en route pour évaluer son effet dans les différentes configurations de polarisation. Ci-dessous sont présentées les images obtenues en faisant tourner la polarisation du laser incident de 90° (Figure 143 et Figure 144)

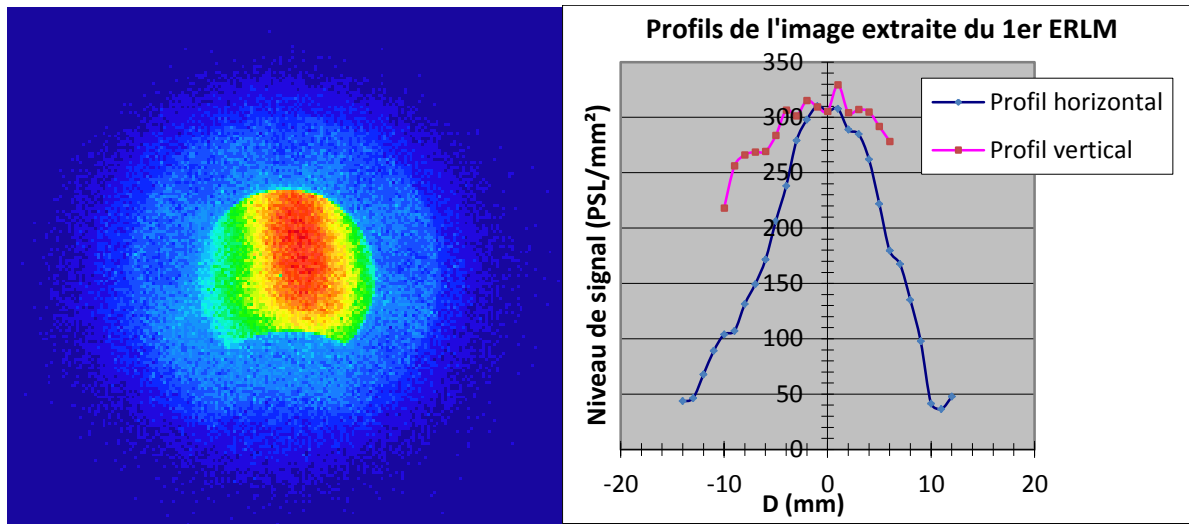


Figure 143 : Image de la source (à gauche) et profils de distribution (à droite) extraits du premier ERLM de l'empilement obtenu avec le SMILE lorsque la polarisation incidente du laser d'interaction est horizontale (selon $\vec{e}_x$).

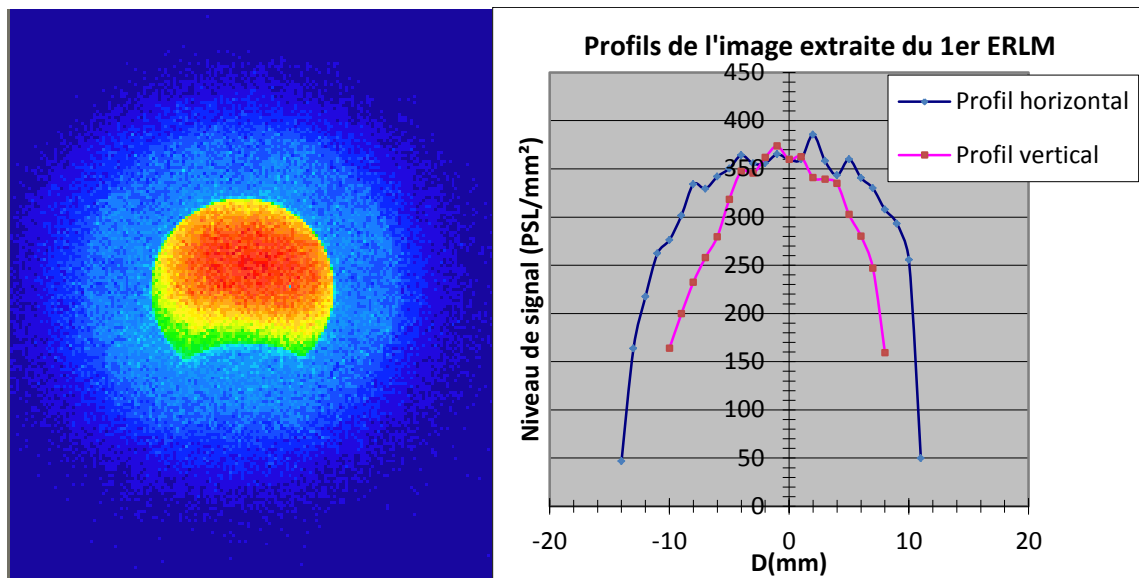


Figure 144 : Image de la source (à gauche) et profils de distribution (à droite) extraits du premier ERLM de l'empilement obtenu avec le SMILE lorsque la polarisation incidente du laser d'interaction est verticale (selon $\vec{e}_y$).

Le Tableau 14 reprend les valeurs de largeur *rms* des profils de distributions photoniques expérimentales correspondant aux images de la source Compton obtenus lors de l'étude sur la polarisation.

Tableau 14 : Mesure de l'ouverture du cône maximal de diffusion en fonction de la polarisation du laser incident.

	Demi-angle du cone de diffusion en mrad (rms)	
	Axe vertical	Axe horizontal
Polarisation horizontale	12,2	10,6
Polarisation verticale	9,6	12,2

Conformément à ce qui était attendu par l'étude théorique et qui sera vérifié dans la partie simulation de ce document, on observe que le profil est nettement plus fin suivant l'axe où est dirigée la polarisation du laser d'interaction que suivant l'axe orthogonal au plan de polarisation.

Par ailleurs, nous présentons ici les mesures du flux moyen émis dans un cône de demi-angle 10 mrad à partir de différentes configurations de polarisation du laser d'interaction, à toutes fins utiles qui pourraient intéresser les successeurs sur ce projet.

La zone délimitée par l'ouverture dans le plateau SMILE correspond à un cône maximum de demi-angle 13 mrad. Le flux sera donc mesuré dans un cône de demi-angle 13 mrad afin de recenser le nombre de photons X dans le plus grand cône possible. La fréquence de répétition des macro-impulsions étant de 1 Hz, le flux moyen produit en ph/s correspond au nombre de photons X émis par macro-impulsion d'électrons. Il est calculé en divisant le nombre de photons total détecté dans le 1^{er} ERLM de l'empilement par le temps total d'irradiation. Le Tableau 15 résume les résultats expérimentaux obtenus.

Tableau 15 : Evolution du flux de photons rétrodiffusés en fonction de la polarisation du laser d'interaction.

Flux moyen mesuré dans le cône d'émission (ph/s)		
Demi-angle du cône (mrad)	10	13
Polarisation verticale (0°)	$2,0 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^3$
Polarisation horizontale (90°)	$2,3 \cdot 10^3$	$4,9 \cdot 10^3$

Ces résultats sur l'étude de l'influence de la polarisation du laser incident sur la source de rayonnement X résultante sont conformes avec la théorie énoncée au paragraphe 2.4.2. La divergence de la source est effectivement plus faible dans la direction de polarisation du laser incident que dans la direction qui lui est perpendiculaire.

5.2.5 Conclusion

Dans les premières expériences, il a bien été souligné que les résultats de flux obtenus ne sont qu'une estimation du flux réellement produit. Le facteur de confiance attribué aux chiffres après la virgule doit rester relativement faible. Toutefois, les différences constatées au cours de cette étude faisant varier la polarisation du laser incident peuvent ici donner une tendance sur la répartition des photons dans le cône selon l'orientation de la polarisation. En effet, ici les deux expériences présentées ont été effectuées dans les mêmes conditions expérimentales à quelques minutes d'intervalle avec pour seule différence l'orientation de la lame $\lambda/2$ utilisée pour faire tourner la polarisation.

Chapitre 6 : Expériences avec le SMILE

Dans cette partie sont rassemblés les résultats expérimentaux obtenus avec notre système optique d'empilement des photons, baptisé SMILE (Système Multipassage pour Interaction Laser Electrons).

6.1 Conception mécanique

Dans un premier temps nous décrivons la conception mécanique de ce système.

6.1.1 Description globale

Conformément à l'étude théorique présentée dans le chapitre 2, le SMILE consiste en deux plateaux supportant chacun 7 miroirs, distants d'exactement 1038 mm et placés à égale distance de part et d'autre du point d'interaction. L'angle choisi pour positionner les miroirs est suffisamment faible pour que les trajets des faisceaux laser soient complètement inclus à l'intérieur des tubes à vide standards de l'installation (44 mm de diamètre intérieur).

Chaque miroir possède deux réglages en inclinaison, permettant un réglage du système de proche en proche : les miroirs sont réglés chacun un par un dans l'ordre de leur numéro, de façon unique et définitive. La précision de pointé recherchée pour chacun de ces miroirs est de l'ordre de 10 μ rad. En effet, la taille désirée pour le col étant de l'ordre de 50 μ m *rms*, la précision doit être meilleure que 5 μ m. Etant donné que la distance entre le point d'interaction et les miroirs du SMILE est de 0,5 m, on arrive bien à une tolérance angulaire typique de 10 μ rad. Cela équivaut à un débattement sur une vis placée à l'extrémité d'un miroir de 9mm de diamètre à 90 nm de course.

La distance entre le plateau 1 et le plateau 2 doit être réglable globalement. Il n'est pas utile de prévoir un réglage du tirage indépendant pour chaque miroir. La précision nécessaire pour ce réglage de distance est de l'ordre de 100 μ m. En effet, l'ordre de grandeur de la longueur des impulsions est de 10 mm. En cas de mauvais réglage de la distance interplateaux, l'erreur va se cumuler au fur et à mesure des allers-retours. On souhaite avoir une erreur maximale de 1 mm au bout de 8 allers-retours. Cela correspond à une précision proche de 1/10 de millimètre.

Le premier plateau SMILE situé sur le trajet des électrons doit être placé entre le 1^{er} et le 2^{ème} quadrupôle du triplet en amont du module d'interaction (Figure 145). Le second plateau est installé dans le module utilisé pour l'injection du laser et l'extraction du rayonnement Compton. Le laser entre dans la chambre d'interaction par le hublot aménagé dans la paroi supérieure du module d'injection. Il est ensuite injecté dans le SMILE grâce à un miroir plan incliné à 45° disposé en face du hublot.

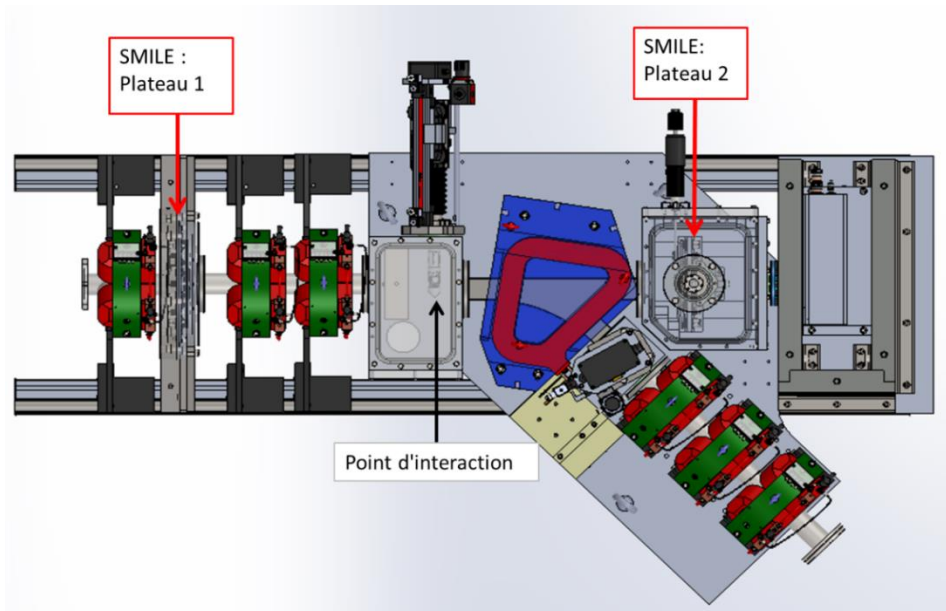


Figure 145 : Positionnement des deux plateaux du SMILE dans la chambre d'interaction Compton. Les électrons circulent de la gauche vers la droite. Le laser entre dans le module d'injection par le hublot puis se propage de la droite vers la gauche. Le plateau 1 est inséré dans une bride entre 2 quadrupôles du premier triplet. Le deuxième plateau est dans la boîte d'injection. La paroi supérieure du module d'injection est rendue transparente sur le dessin pour laisser apparaître le plateau 1.

6.1.2 Plateau 1

Le schéma du support sur lequel est fixé le plateau 1 est représenté sur la Figure 146. Les miroirs sont disposés en couronne autour de l'ouverture centrale destinée à laisser entrer le faisceau d'électrons. Une ouverture a été aménagée sur la couronne de miroirs afin de laisser sortir l'impulsion laser après son huitième aller-retour. Les réglages en angle de chacun des miroirs sont accessibles sur l'arrière de la monture. Ils sont déportés loin du centre des miroirs afin de tenir la précision requise. L'utilisation de monture piézoélectrique a été écartée à cause du nombre important de câbles qui devraient passer de l'enceinte à vide au milieu extérieur, rendant plus complexe l'étanchéité de la chambre Compton. Nous avons opté pour un réglage totalement manuel.

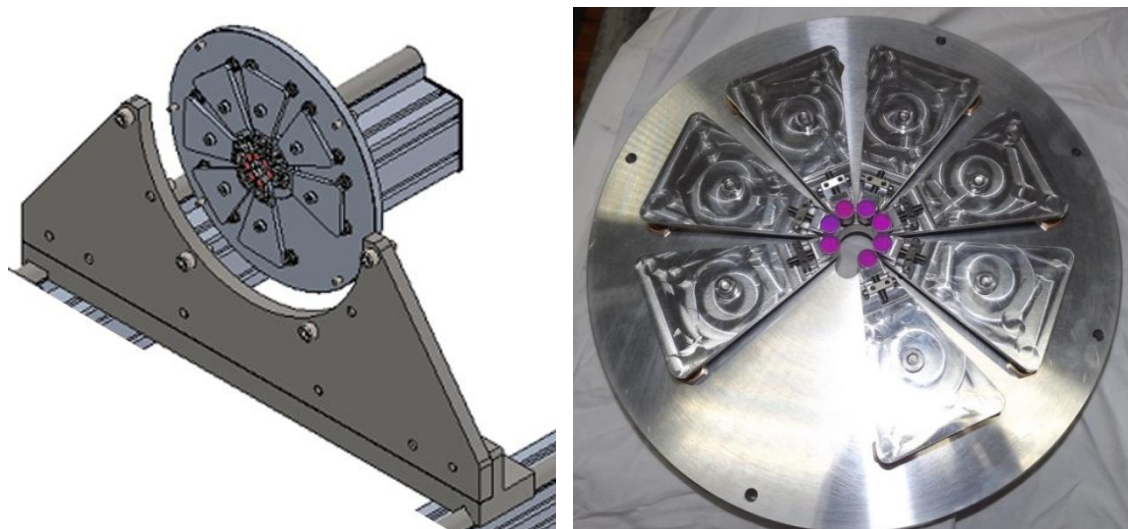


Figure 146 : Vue 3D et photographie du plateau 1 du SMILE.

Le support de ce plateau n°1 est fixe, le réglage de la distance interplateaux se faisant au niveau du plateau n°2. Le plateau n°1 est contenu dans une bride spécialement dimensionnée, à l'interface entre 2 tubes à vide. Il n'est donc pas possible de visualiser les miroirs lorsque la chambre est fermée et mise sous vide. Un premier réglage des miroirs sera effectué sous air pour s'assurer de replier correctement la trajectoire du faisceau laser dans le SMILE. Le reste des ajustements, effectué après la mise sous vide de la chambre se fera sans voir les miroirs du plateau 1, en utilisant le trou de faible diamètre. Cette procédure a correctement été validée sur le prototype du SMILE, qui avait été réalisée dans l'objectif de vérifier la faisabilité de ce type d'alignement partiellement à l'aveugle.

6.1.3 Plateau 2

Le plateau 2 est monté sur un système de rails permettant de régler finement la distance entre les deux plateaux (Figure 147). C'est un réglage critique qui permet d'ajuster le temps mis par une impulsion laser pour faire un aller-retour dans le SMILE afin qu'il corresponde exactement au délai entre deux impulsions.

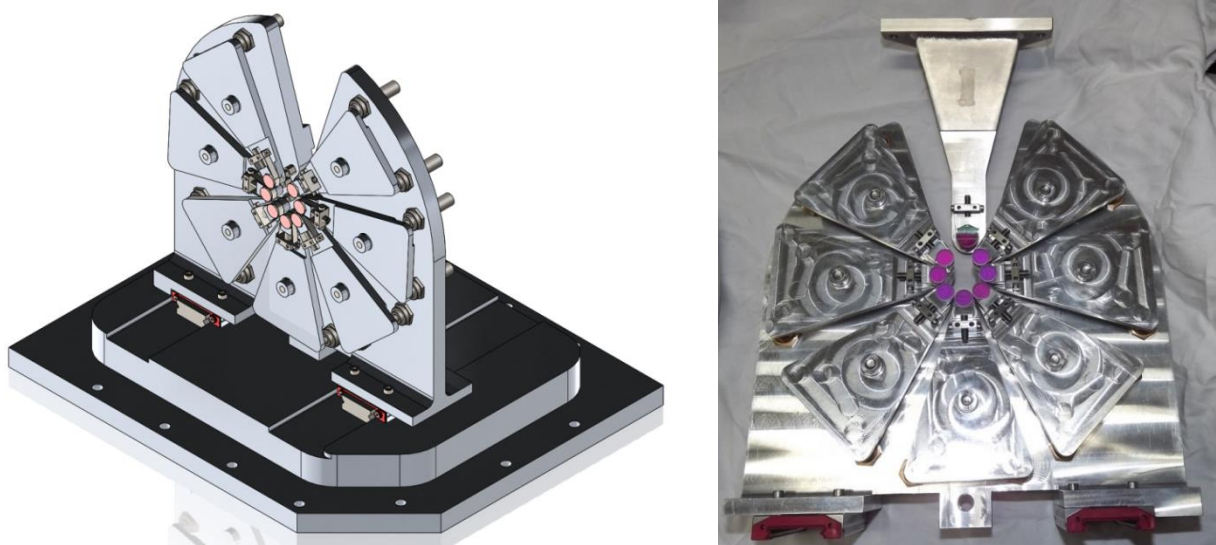


Figure 147 : Vue 3D et photographie du plateau 2 du SMILE.

Le miroir d'injection est fixé à l'intérieur du module d'injection sur la paroi supérieure (Figure 148). Il est placé en regard du hublot laissant entrer le laser dans le module et ne possède aucun réglage de positionnement.

Une bonne visibilité de la surface des miroirs de ce plateau n°2 est requise pour pouvoir pratiquer les alignements. Pour cela la boîte contenant le plateau SMILE a été conçue avec une paroi transparente. La boîte a aussi été dimensionnée pour permettre de passer une main avec un carton ou une carte de vision infrarouge afin de visualiser le faisceau dans les deux longueurs d'onde 532 nm et 1064 nm.

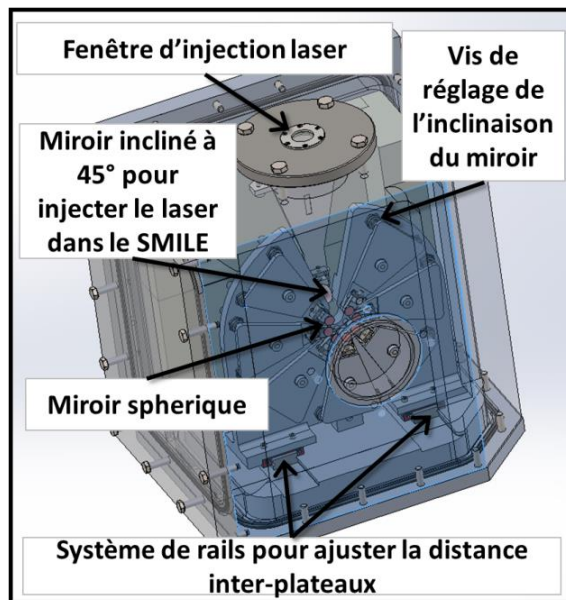


Figure 148 : Vue du Plateau 2 dans la boîte d'injection rendue transparente sur le dessin pour une meilleure visibilité. En réalité seule la paroi de gauche est transparente.

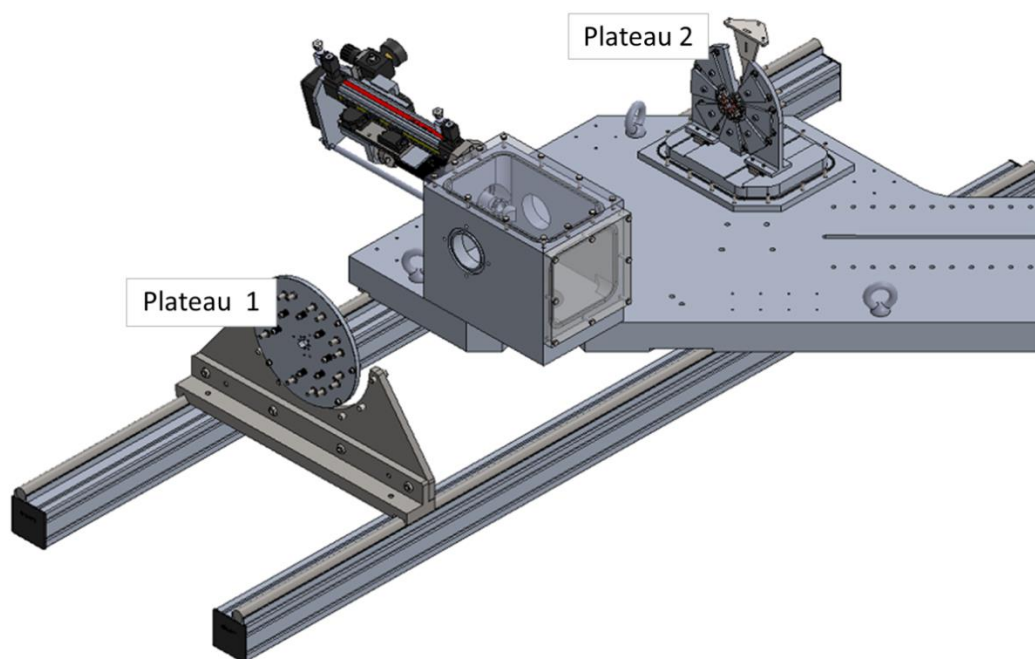


Figure 149 : Vue de la mécanique du SMILE dans la chambre d'interaction. Les éléments magnétiques et les tubes à vides ne sont pas représentés ici pour une plus grande visibilité de l'ensemble.

Pour mesurer l'efficacité du SMILE, nous avons ajouté un obturateur rétractable grâce à un translateur pneumatique fixé sur la paroi transparente (Figure 150). Cet obturateur est positionné de façon à occulter uniquement le premier miroir du plateau 2. Le faisceau laser entre dans le SMILE grâce au miroir d'injection, il interagit lors de son premier passage par le point d'interaction puis est réfléchi sur le premier miroir du plateau 1 vers le plateau 2 sans repasser par le point d'interaction. En

occultant le premier miroir du plateau 2, la seconde réflexion en direction du centre du SMILE est coupée et l'effet du SMILE est inhibé. Lorsque l'obturateur est retiré de sa position, le SMILE redevient effectif et le laser peut interagir à chacun de ces 8 passages par le centre du SMILE. Il est possible de comparer le flux produit par l'interaction avec le premier passage du laser avec le flux produit par l'ensemble des 8 passages au point d'interaction. Cependant la configuration géométrique du faisceau laser au point d'interaction pouvant varier à mesure qu'il se propage dans le SMILE, l'efficacité des différents passages peut varier. Si le premier passage est moins efficace que l'ensemble des passages suivants, le gain attribué au SMILE sur le flux mesuré peut être supérieur à 8, gain théorique dans le cas de faisceaux idéaux.

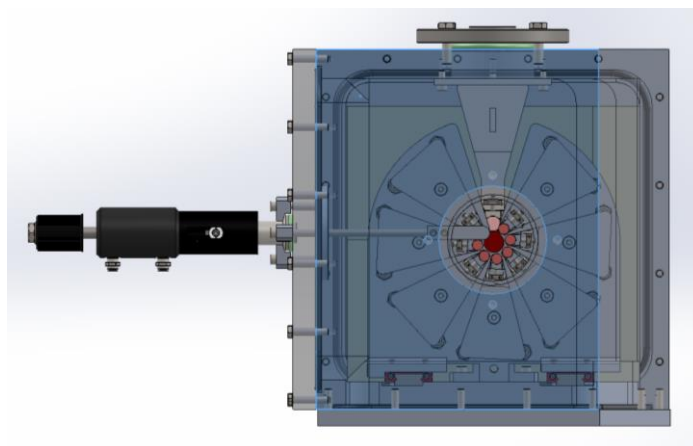


Figure 150 : Disposition de l'obturateur rétractable dans la boîte d'injection laser contenant le plateau 2 du SMILE. Il est actionnable via un translateur pneumatique contrôlable à distance. L'obturateur occulte le miroir 1 du plateau, empêchant le plieement du faisceau laser dans le SMILE.

6.2 Réglages du SMILE

Le principe de réglage du SMILE repose sur l'utilisation d'une lame de verre fine, puis d'un trou de faible diamètre, placé au centre du système. C'est ce trou de faible dimension qui fixe la position du point d'interaction. Le faisceau laser injecté dans le système doit passer 8 fois par ce trou de centrage de diamètre 200 μm . La qualité du centrage est garantie par l'observation de la figure de diffraction provoquée par les bords du trou sur le faisceau laser. En effet, un décalage de l'ordre du micron est directement observable sur le faisceau qui se trouve diffracté de manière asymétrique. Quelques microns de décentrement supplémentaires provoquent l'apparition d'anneaux de diffraction. A la fin du réglage, le trou est retiré de l'expérience, de façon à ne pas interagir avec les faisceaux lors de l'expérience d'interaction.

Une fois que le SMILE est optiquement réglé et que l'ensemble est mis sous vide, on n'a plus accès aux réglages d'inclinaison des miroirs. Le seul réglage possible consiste à modifier la position et l'angle d'incidence du faisceau d'entrée. Une fois la salle fermée, lors de l'expérience elle-même, la coïncidence des paquets d'électrons et de photons sera uniquement obtenue et affinée en jouant sur le positionnement du faisceau d'électrons.

Pour régler finement la distance entre les 2 plateaux, il est nécessaire d'utiliser une caméra à balayage de fente. La lumière est prélevée par une fine lame (épaisseur 100 μ m) placée au point de focalisation et inclinée à 45° vers le dispositif de mesure, permettant de visualiser les huit faisceaux sur la caméra à balayage de fente.

Avant de commencer les réglages des miroirs du SMILE, il faut d'abord s'assurer que le faisceau laser est bien paramétré. En entrée du système, le faisceau injecté doit posséder exactement le diamètre et la divergence pour lesquels le rayon de courbure des miroirs a été défini. Dans le cas contraire, le faisceau laser ne sera pas focalisé au centre du SMILE et sa taille au point d'interaction changera après chaque réflexion.

Le plan d'interaction transverse est le plan orthogonal à la propagation du faisceau d'électrons contenant le point d'interaction. La position de ce plan est fixée par la conception mécanique de la chambre. Il doit se trouver à la hauteur du bord franc formé par l'extrémité du biseau. Le faisceau laser est correctement paramétré en entrée du SMILE lorsque son diamètre est minimum au niveau du plan d'interaction transverse et que sa taille dans le plan des miroirs du premier plateau SMILE celle définie par l'étude de propagation des faisceaux gaussiens présentée plus haut (figure 10). Si on souhaite obtenir une taille de faisceau de 50 μ m *rms* dans le plan d'interaction avec un laser de longueur d'onde 532 nm, le faisceau laser doit avoir une taille *rms* de 850 μ m dans le plan des miroirs du SMILE.

Après avoir réglé un à un les miroirs pour replier le faisceau jusqu'à la sortie du SMILE aménagée dans le plateau 1, il est facile de détecter une mauvaise configuration du faisceau. La propagation du faisceau laser ne s'effectuant pas comme prévue, les variations du diamètre du faisceau au centre du SMILE se répercutent dans le plan des miroirs. On peut voir sur la Figure 151 illustrant un mauvais réglage, que le faisceau est très petit sur le premier miroir puis grossit au fur et à mesure de la propagation dans le SMILE. On peut alors modifier les paramètres du faisceau d'entrée de proche en proche, jusqu'à obtenir une taille visuellement identique sur chaque miroir. Dans ce cas, la taille des cols au niveau du point d'interaction devient constante, et le SMILE est correctement réglé.

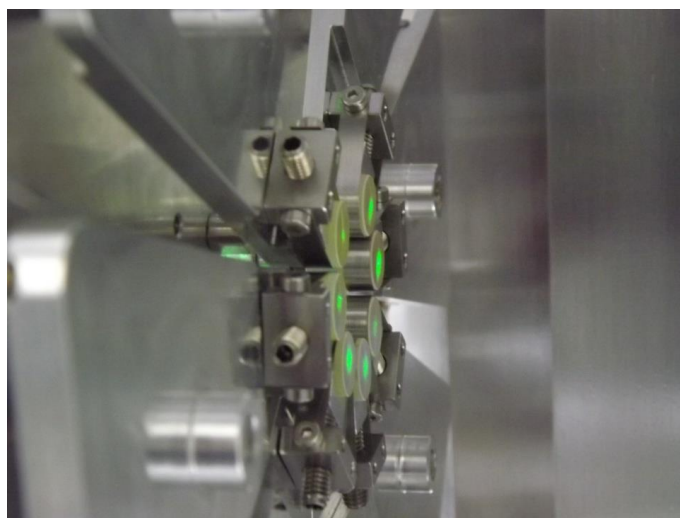


Figure 151 : Exemple d'un mauvais réglage du faisceau laser initial. Le résultat est une variation du diamètre du faisceau laser dans le plan des miroirs du SMILE. On voit ici une photographie du plateau 2 dans le cas d'un laser 532 nm.

On peut voir sur la Figure 152 le passage des faisceaux dans le plan d'interaction quand on remplace le trou par une lame de verre : les faisceaux se propageant dans le sens inverse des électrons passent par le centre. Les retours s'effectuent hors axe.

L'alignement des miroirs se fait en 3 étapes. Les deux premières étapes sont faites à l'air avec possibilité d'ouvrir les modules de la chambre pour y insérer des dispositifs utiles aux réglages. La dernière étape consiste à réajuster l'alignement après la mise sous vide de la chambre.

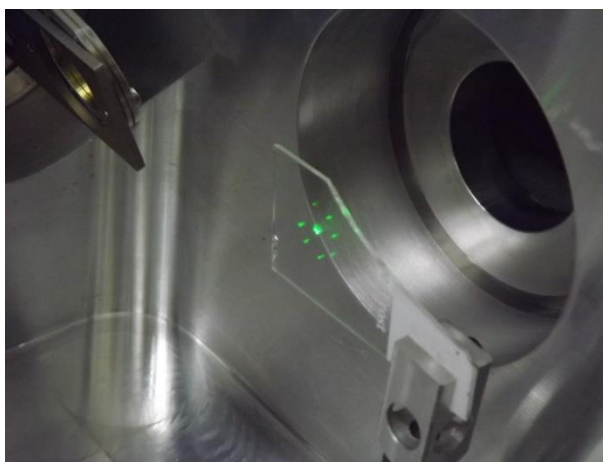


Figure 152 : Visualisation du faisceau laser dans le plan d'interaction transverse grâce à une lame fine transparente. Les 8 réflexions du faisceau laser provenant du plateau 2 passent toutes par un unique point (au centre de la lame). Les réflexions issues directement du plateau 1 ne passent pas par le centre du SMILE et forment, dans le plan de la lame, une couronne autour du point central lumineux.

Dans la première étape, on utilise une lunette auto-collimatrice centrée sur l'axe du système grâce à des mires amovibles placées dans l'ouverture centrale des plateaux 1 et 2. Elles sont destinées à matérialiser le centre de symétrie des plateaux avec une précision de 0,1 mm. L'axe reliant les deux mires passe donc par le point d'interaction et définit l'axe principal du SMILE. Une lame fine de verre est placée dans le plan d'interaction afin d'observer les passages par le point d'interaction à la lunette (Figure 152).

Les miroirs du SMILE sont réglés un par un pour replier correctement le trajet du faisceau laser tout en vérifiant au travers de la lunette la forme et la position des points d'impacts du laser sur la lame de verre et sur les miroirs du plateau 1 du SMILE (à l'opposé du module d'injection laser). Celle-ci ayant été alignée sur l'axe principal du SMILE, le trajet du laser est validé dès lors qu'il apparaît au centre du réticule au passage dans la lame de verre. La Figure 153 montre le plateau 1 du SMILE vu au travers la lunette auto-collimatrice à la fin de cette première étape de réglage. On voit que les taches laser sont de dimension similaire, ce qui est signe d'une focalisation correcte des faisceaux dans le plan d'interaction.

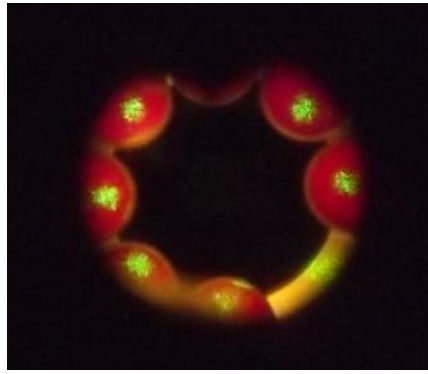


Figure 153 : Visualisation des miroirs du plateau 1 au travers de la lunette auto-colimatrice. On constate que le diamètre du faisceau laser est constant depuis la réflexion sur le premier miroir (en bas) jusqu'à l'ouverture de sortie du SMILE (en bas à droite).

La seconde étape de réglage a pour but d'affiner le réglage établi dans l'étape 1. Un trou de faible diamètre ($\sim 200 \mu\text{m}$) matérialisant le point d'interaction est aligné sur l'axe principal du SMILE à l'aide de la lunette auto-collimatrice (Figure 154 a). La précision de sa position étant liée à la conception des mires, elle est également de $0,1 \text{ mm}$. Le trou est fixé sur une double platine à translation micrométrique, comme illustré sur la Figure 154 b, permettant de parvenir mécaniquement à tenir cette précision de réglage. On remarquera sa forme particulière, permettant de laisser passer tous les faisceaux retours hors axe.

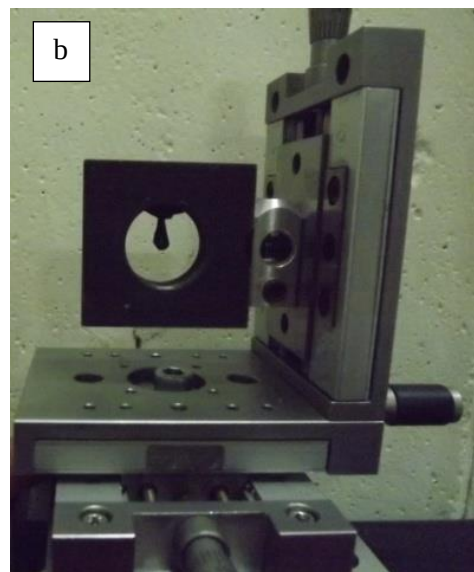
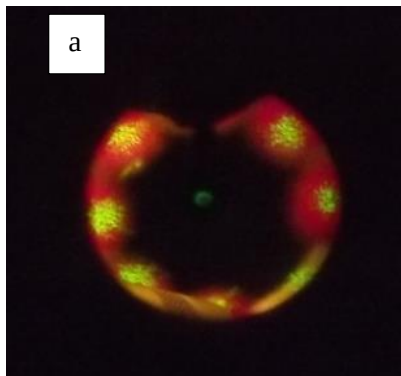


Figure 154 : Le trou d'alignement (diamètre $\sim 200 \mu\text{m}$) est fixé sur une double translation à vis micrométriques. Il est maintenu par un support évidé permettant de laisser passer les retours de faisceau ne passant pas par le point d'interaction situé au centre du SMILE. a) Vue du trou au travers la lunette auto-collimatrice. b) Trou fixé sur la platine de translation.

Une fois le trou matérialisant le point d'interaction en place, il faut y faire passer tous les faisceaux provenant du plateau 2. De la même manière que sur le prototype, le passage du faisceau dans le trou est validé lorsque les anneaux de diffraction visibles sur le miroir visé du plateau 1

disparaissent et que la tache est bien ronde. De cette manière on s'assure que les huit retours de faisceaux se croisent précisément au point d'interaction.

A ce moment du réglage, avant la mise sous vide de la chambre, on ajuste la position du biseau dans le plan d'interaction. Lorsqu'il est utilisé, le bord franc formé par l'extrémité du biseau doit être situé exactement sur le point d'interaction.

La chambre peut alors être mise sous vide. Malgré la rigidité dont fait preuve la mécanique du SMILE, des déviations du faisceau laser ont été observées sur les miroirs du plateau 2 au cours des premières secondes du pompage. Les seules contraintes exercées sur la chambre pour atteindre un vide primaire suffisent à modifier l'alignement du SMILE. Une étape de réglages supplémentaires doit être effectuée sans ouvrir la chambre d'interaction. Le vide est donc fait en deux temps. Dans un premier temps, le trou de réglage est positionné au point d'interaction afin d'effectuer les ajustements sous un vide primaire. Dans ces conditions le seul réglage auquel on a accès est l'orientation des miroirs en amont du hublot laissant entrer le laser dans la chambre. Ce réglage est particulièrement sensible puisqu'il conditionne l'intégralité du trajet optique du faisceau laser dans le SMILE. Il est suffisant à rattraper le problème de déformation mécanique, et on retrouve correctement le passage des huit faisceaux par le trou de réglage. Cela est dû en grande partie au fait que la cavité est optiquement stable : en cas de faible inclinaison d'un miroir, le point de focalisation a tendance à se décaler de manière identique pour les huit faisceaux. Une fois ce réglage ultime effectué, on revient à la pression atmosphérique pour retirer le trou pour permettre l'expérience elle-même et on repompe l'ensemble de la ligne. Des tests ont été effectués pour vérifier que la déformation mécanique provoquée par le pompage était reproductible (plusieurs cycle pompage/mise à l'air). Lorsque l'on casse le vide, les huit faisceaux ne passent plus par le trou, puisque la contrainte mécanique est retirée. Le système n'est alors plus aligné que lorsque le vide a été fait et que la pression est nominale pour commencer les expériences Compton.

6.3 Robustesse et sensibilité des réglages

Il est important de souligner la robustesse dont a fait preuve la mécanique d'alignement du SMILE. Depuis la précédente campagne d'expériences Compton avec le SMILE, l'ensemble de la chambre laser a été démonté et extrait de la ligne expérimentale de l'accélérateur ELSA. Le plateau SMILE n°1 contenu dans la bride a été dissocié de l'ensemble et stocké séparément. La chambre et le SMILE ont été remis en place afin de réaliser cette campagne d'expérience. Un nouvel oscillateur laser a remplacé le précédent et l'ensemble des optiques permettant de mettre en forme le faisceau laser a été réaligné. A la fin de l'assemblage, le premier retour provenant de la réflexion sur le premier miroir du SMILE était déjà visible. Il n'a fallu régler que quelques vis parmi les 28 disponibles pour voir apparaître l'ensemble des retours du faisceau se réfléchissant sur les miroirs du plateau n°1 du SMILE. Cependant, les trajets optiques ne se croisaient plus en un unique point et un réglage plus fin a dû être réalisé.

Du point de vue des vibrations mécaniques et acoustiques, aucun effet n'a été observé. Les plus fortes vibrations se font au moment du pompage et l'effet de contrainte mécanique lente est largement prépondérant par rapport aux vibrations à plus haute fréquence. Il faut rappeler que les tolérances exigées par l'expérience restent des tolérances de type « mécanique », dans le sens où nous n'avons pas besoin d'assurer une précision de type « interférométrique » de l'ordre de la longueur d'onde. La précision visée est plutôt de l'ordre de 10 μm .

On constate néanmoins une légère dérive de l'alignement au cours de la journée. Celle-ci est toutefois assez lente pour être gérable. Elle correspond à une variation de température dans la salle qui était de 8 degrés entre le début et la fin de la journée lors de nos expériences. En effet, la casemate dans laquelle est faite l'expérience n'est pour l'instant pas régulée en température. Les dérives devraient pouvoir être réduites dans le futur, par une régulation de l'ordre de $\pm 1^\circ\text{C}$ dans la salle.

6.4 Expériences avec SMILE

Pour évaluer l'impact du SMILE sur la production de photons X, nous avons utilisé un obturateur rétractable déjà décrit dans le chapitre 6.1.3, Il permet de couper le chemin optique du laser après le premier passage au point d'interaction rendant ainsi le SMILE soit fonctionnel, soit inopérant. Nous avons donc comparé le flux produit par le passage unique des impulsions laser au point d'interaction avec le flux produit lorsque les impulsions laser y passent plusieurs fois de suite et s'y empilent.

Il est important de noter encore une fois que le SMILE a été conçu dans l'idée d'un fonctionnement mono-coup, pour des applications de caractérisation de réponse impulsionnelle de détecteurs X ultra-rapides.

Cependant, dans l'état de nos progrès dans le développement de la source au moment de cette thèse, il est apparu beaucoup plus pratique de valider le fonctionnement du SMILE dans un régime récurrent. Nous nous sommes donc attachés à démontrer en mode récurrent, que chaque impulsion laser était utilisée jusqu'à 8 fois lors d'un tir ELSA. Le gain ultime en nombre de photons X produits par interaction en mode récurrent est identique à celui recherché en mode monocoup, à savoir un gain de 8 pour 8 passages (sans prendre en compte le coefficient de réflexion des miroirs).

6.4.1 Expériences avec un faisceau d'électrons de 17,7 MeV

Deux campagnes d'expériences ont été menées, utilisant le matériel disponible au moment du déroulement de la thèse.

La première a consisté à travailler à la fréquence de base de l'accélérateur, liée à la fréquence de base des deux oscillateurs dont nous disposons au moment des expériences : 72,2 MHz. Cependant, le temps d'aller-retour à l'intérieur du SMILE correspond à une fréquence de 144,4 MHz (la longueur a été choisie pour être compatible avec les lignes de faisceau existantes – cf chapitre 2). On obtient donc un régime de 4 impulsions lasers empilées au point d'interaction qui interagissent une fois sur deux avec les impulsions d'électrons. En supposant que la somme des intensités des 4 pulses est incohérente, le gain théorique en nombre de photons X produits par interaction est de 4.

Suite au succès de cette première expérience, la seconde a consisté à doubler la fréquence du laser pilote du photo-injecteur, pour produire des paquets d'électrons à la fréquence de 144,4 MHz. Ce doublement est obtenu en divisant le faisceau laser pilote en deux et en introduisant un retard réglable sur l'un des deux chemins optiques à la manière d'un montage type Michelson (Figure 155). Le retard imposé au bras le plus long correspond exactement à une demi-période de la fréquence de répétition initiale. Les deux faisceaux sont ensuite recombinaisonnés avant d'atteindre la photocathode. Une lame à sélection de polarisation couplée à deux lames quart d'onde, placée chacune dans un bras, permet de minimiser les pertes à la sortie du montage.

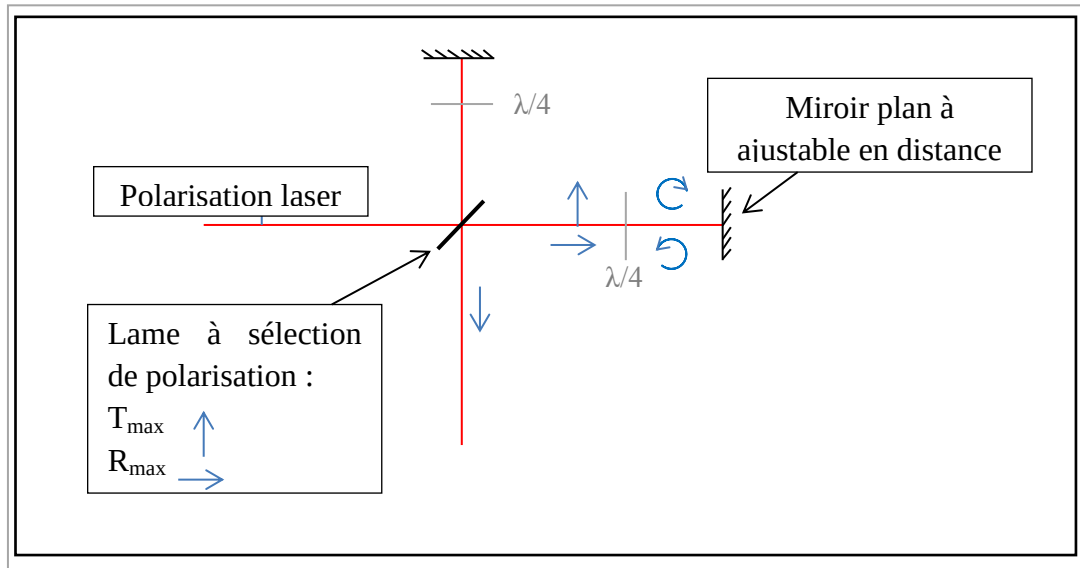


Figure 155 : schéma du dédoubleur de faisceau du laser pilote, pour multiplier par deux la cadence de production des paquets d'électrons.

Dans ce cas, on obtient un régime de 4 impulsions lasers empilées qui interagissent avec les impulsions d'électrons à chaque passage. Le gain théorique apporté par le SMILE est toujours de 4, mais le fait de doubler la fréquence des impulsions d'électrons permet alors de démontrer que les 8 passages du faisceau laser au point d'interaction participent à la production des photons X : le flux est ainsi multiplié par 8 au total.

Cette technique de dédoublement n'a pas pu être appliquée au laser d'interaction, car l'alignement était trop critique dans le SMILE pour pouvoir y aligner deux faisceaux simultanément. Dans ce cas, le gain théorique aurait été de 8.

La séquence temporelle des évènements dans chaque expérience est décrite en Figure 156.

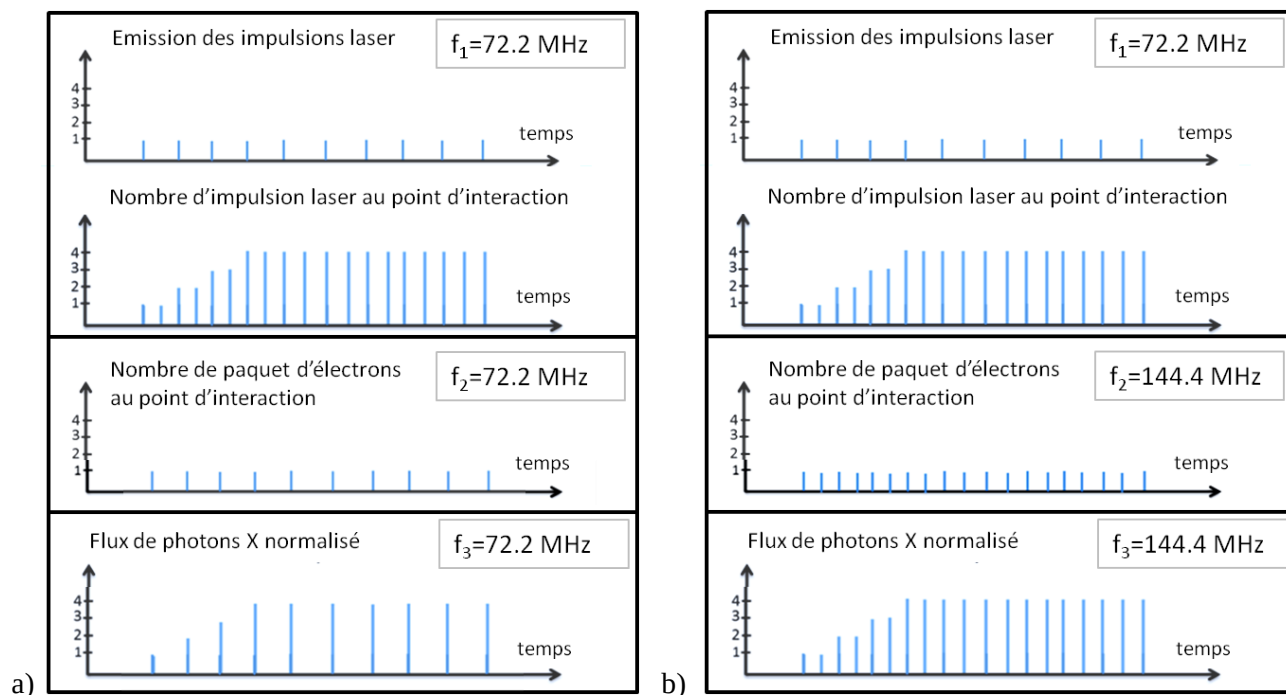


Figure 156 : Séquence temporelle d'arrivée des paquets de photons et d'électrons au point d'interaction et d'émission des impulsions de rayonnement X avec le SMILE. (a) Dans l'expérience 1, le laser et les électrons sont émis à une fréquence de 72,2 MHz. Le SMILE permet d'empiler les 4 pulses présents dans la cavité au point d'interaction avec une fréquence de 144,4 MHz. (b) Dans l'expérience 2, le laser est toujours émis à 72,2 MHz mais la fréquence d'émission des électrons est de 144,4 MHz. Le nombre d'impulsions X et donc de photons X émis par seconde est doublé par rapport à l'expérience 1. Dans les deux cas, le régime stationnaire (optimal) de production des photons X est atteint avec l'injection de la 4ème impulsion laser dans le SMILE.

6.4.1.1 Première expérience

6.4.1.1.a Présentation du mode opératoire

Le système SMILE est conçu pour fonctionner de manière optimale avec un laser pulsé à 144,4 MHz. C'est-à-dire que le délai entre deux impulsions laser émises à 144,4 MHz correspond exactement au temps pour faire un aller-retour entre les deux plateaux du SMILE. Avec un laser émettant des impulsions à une fréquence de 72,2 MHz, la première impulsion a le temps de faire deux allers-retours entre les plateaux avant l'injection de la seconde impulsion : c'est seulement à son troisième voyage « aller » par le centre du SMILE que la première impulsion laser rencontre le second paquet d'électrons au point d'interaction. Ainsi, lorsque le régime stationnaire est établi, chaque impulsion laser rencontrera 4 paquets d'électrons à 72,2 MHz au point d'interaction. Du point de vue du paquet d'électrons, il y aura une rencontre simultanée avec 4 impulsions laser empilées. On s'attend donc à voir un gain maximal de 4 sur le flux moyen de rayonnement X produit.

Les paramètres des faisceaux utilisés sont les mêmes que pour les expériences sans SMILE et sont listés dans le Tableau 10. C'est une condition essentielle pour quantifier l'effet du SMILE sur la source Compton produite.

6.4.1.1.b Effet du SMILE sur la source Compton Inverse dans la première expérience

Les signaux électriques détectés en temps réels à l'aide du photomultiplicateur (PM), avec et sans le SMILE, ont été retracés sur la Figure 157.

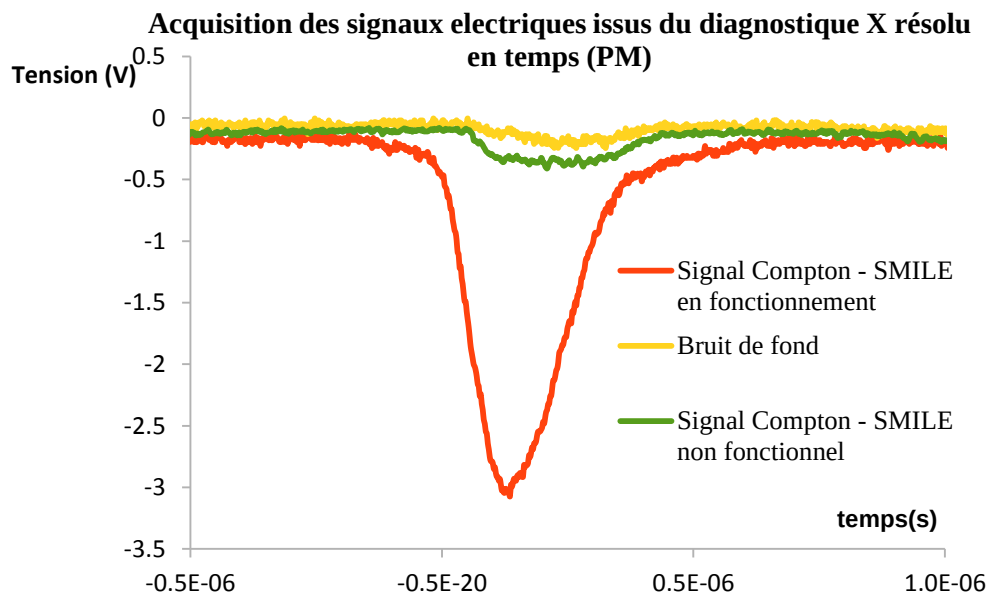


Figure 157 : Rayonnement X détecté par le photomultiplicateur (PM) et converti en signaux électriques observables sur l'oscilloscope en temps réels. Le niveau de signal détecté par ce diagnostic ne permet pas de quantifier le niveau absolu de signal X ni le gain apporté.

L'amplitude des signaux est seulement un indicateur des niveaux relatifs de bruit et de signal Compton. Bien que ce diagnostic soit utilisé lors des réglages pour optimiser l'interaction, les informations d'amplitude des signaux ne sont en aucun cas significatives du gain obtenu avec le SMILE sur le flux de photons Compton émis. En effet, le temps de réponse du PM (~ 2 ns) étant bien supérieur à la durée d'une micro-impulsion, le signal visible sur la Figure 157 représente l'intégration dans le temps de l'énergie rayonnée par toutes les micro-impulsions. Seule l'analyse des images de la source obtenues à partir des ERLMs placés en sortie de la chambre permettent de quantifier ce gain: l'intensité des pixels dans l'image est en effet bien proportionnelle au nombre de photons X détectés.

6.4.1.1.c Evaluation du gain obtenu à partir des ERLMs

Les images extraites des ERLMs lorsque le SMILE est en fonctionnement sont présentées sur la Figure 158 (c,d), en comparaison avec les images obtenues sans SMILE (a,b). Le rapport signal à bruit (RSB) est de 11,2, ce qui représente une amélioration du RSB d'un facteur 5,6 par rapport aux images obtenues avant la mise en route du SMILE. Le niveau de bruit de fond étant quasiment identique au bruit de fond présent sans activer le SMILE, on peut estimer que le SMILE a amplifié la production d'X Compton d'un facteur 5,6. Il s'agit cependant d'une première évaluation. Le RSB est calculé en prenant les niveaux maximaux du signal et du bruit mesuré sur les images. Il est nécessaire d'intégrer le nombre de photons dans tout le cône d'émission afin de mesurer correctement le gain réel sur le flux d'X produit par le SMILE.

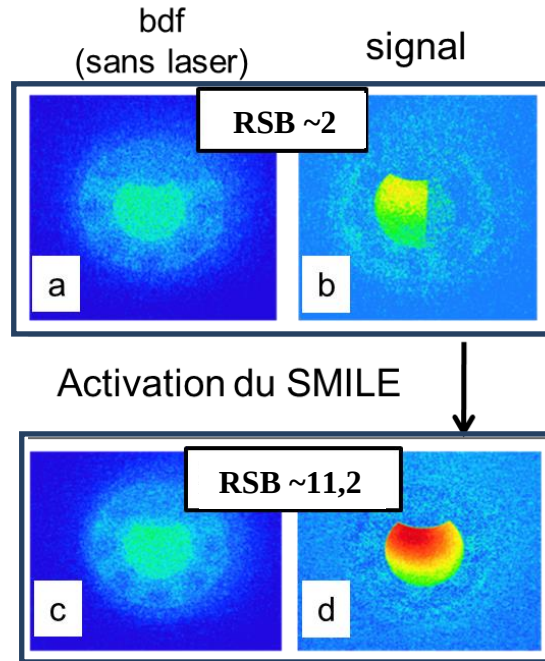


Figure 158 : Images respectives du bruit de fond, et de la source Compton extraite du bruit de fond dans la configuration sans SMILE (a,b) et avec SMILE (c,d) pour une fréquence d'interaction de 72,2 MHz. Dans la configuration sans SMILE, on devine la présence de l'obturateur rétractable positionné devant le premier miroir arrêtant une partie du rayonnement Compton (b).

Le nombre de photons émis par la source bénéficiant de l'effet du SMILE (Figure 158 d) est de $1,7 \cdot 10^2 \pm 5\%$ ph/micro-impulsion dans le cône de demi-angle 10 mrad. On a donc un flux moyen de $2,2 \cdot 10^4 \pm 10\%$ ph/s dans ce cône.

On obtient par ailleurs un nombre de photon de $4,6 \cdot 10^2 \pm 5\%$ ph/micro-impulsion dans le cône de demi-angle 25 mrad, ce qui correspond à un flux moyen rayonné de $6,0 \cdot 10^4 \pm 10\%$ ph/s.

Rappelons que sans activer le SMILE (Figure 158 a), le flux moyen de photons X mesuré est de $1,1 \cdot 10^4 \pm 10\%$ ph/s dans le cône de demi-angle 25 mrad. Le flux moyen de la nouvelle source inverse Compton a donc été augmenté d'un facteur 5,4 grâce à notre système SMILE. Le gain mesuré est un peu supérieur au gain de 4 attendu. On peut envisager plusieurs raisons à cet écart, qui est cependant difficile à justifier :

- Il est en partie lié aux incertitudes de mesures expérimentales, mais la précision des mesures est de l'ordre de $\pm 5\%$, ce qui n'est pas suffisant.
- Il peut être lié à un défaut d'alignement angulaire du faisceau d'électrons par rapport aux huit faisceaux du SMILE. En effet, si le faisceau d'électrons est incliné par rapport à l'axe du cône supportant les huit faisceaux, il peut être plus efficace avec certains faisceaux et moins avec d'autres. Dans ce cas, on peut être dans le cas de figure où la première interaction est plus faible que les suivantes.
- Il peut être lié à un défaut d'alignement transverse au niveau du plan d'interaction : dans ce cas, le faisceau d'électrons peut être décalé par rapport au faisceau principal et être mieux adapté pour l'interaction avec les faisceaux suivants. Cela peut aussi être lié à un mauvais positionnement du biseau

auquel on se réfère, dont la position a pu varier au fur et à mesure des mises en place/rétractation.

- Il peut être lié à une variation de la taille du faisceau laser au point d'interaction au cours des huit passages successifs. En effet, si par exemple on a une diminution progressive de 20% de diamètre entre le premier et le dernier passage, cela provoque une réduction progressive de 44% de la section du faisceau, ce qui peut augmenter l'efficacité du processus pour les derniers passages par rapport au premier. Dans ce cas, on mesure nécessairement un gain supérieur au gain attendu dans le cas d'une section constante.
- Cela peut aussi être le résultat d'un effet favorable de l'interférence entre les huit faisceaux, comme décrit au chapitre 2.5.5. Même si cet effet est normalement statistiquement faible, on ne peut exclure le cas d'une configuration favorable.

Enfin, il est utile de rappeler que sur les images obtenues sans le SMILE, le nombre de photons détectés correspond à une dose relativement faible (quelques micrograys). La marge d'erreur de +/-5% est peut-être trop optimiste dans ce cas de figure particulier.

Dans le temps imparti aux expériences, nous n'avons pas pu rechercher plus avant les origines de cette différence favorable dans notre cas. Il sera certainement nécessaire d'y apporter une attention particulière dans la suite de ces travaux.

6.4.1.1.d Effet du SMILE sur la distribution radiale des photons X dans le cône d'émission

Les profils de la distribution radiale des photons X détectés, avec et sans le SMILE sont présentés en Figure 159. Ils sont comparés aux profils théoriques Lorentzien de largeur $rms \theta = \frac{1}{\gamma}$ avec et sans le gain théorique de 4.

Nous en déduisons que l'utilisation du SMILE ne provoque pas d'élargissement du cône d'émission. Bien que les 4 faisceaux lasers empilés grâce au SMILE interagissent sur le faisceau d'électrons avec différents azimuts, la divergence du faisceau d'X créé est conservée. Les 4 faisceaux de rayonnement X produits avec ces 4 faisceaux lasers sont donc émis simultanément dans la même direction, selon l'axe de propagation des électrons incidents.

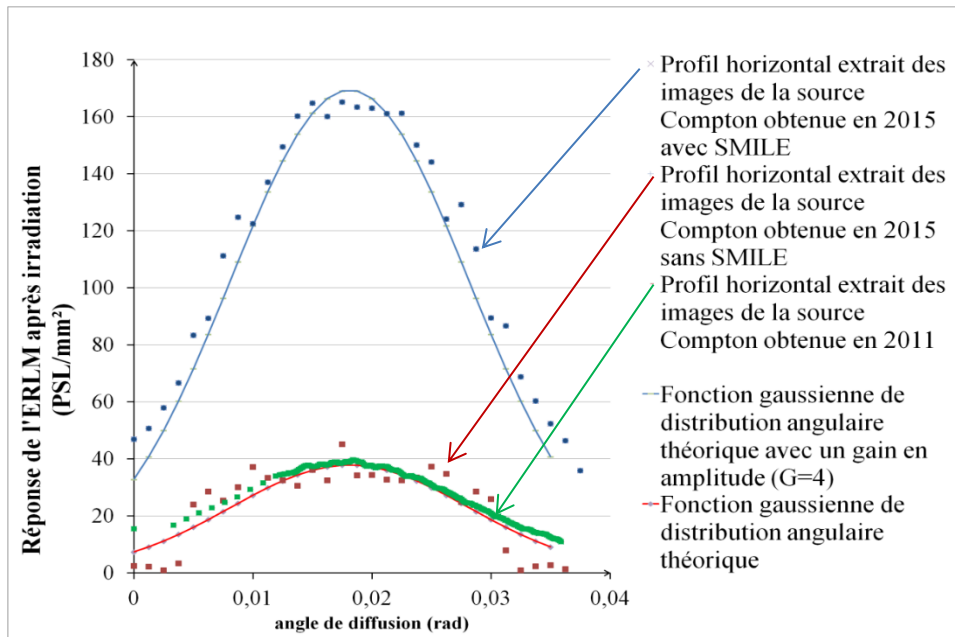


Figure 159 : Comparaison des profils de la source Compton produit en 2015 sans le SMILE (points rouges) et avec le SMILE (points bleus). En vert, on a retracé le profil de la source Compton obtenue en 2011.

6.4.1.1.e Conclusion des résultats obtenus dans la première expérience

Cette première expérience montre que le SMILE permet d'augmenter significativement le nombre de photons X émis, sans modifier leur distribution radiale. Le gain de production d'X obtenu grâce au SMILE a été estimé à environ 5,4 pour une valeur théorique de 4. Il reste des questions en suspens sur cette observation, pour laquelle nous avons proposé des pistes d'investigation, sans pouvoir y consacrer le temps nécessaire dans les jours consacrés à ces expériences dans le planning d'ELSA. La multiplication du nombre d'impulsions laser au point d'interaction n'augmente pas le bruit de fond, ce dernier étant en effet exclusivement dû aux électrons et non pas aux photons laser. On constate donc que le SMILE a un effet extrêmement bénéfique sur la production de rayonnement X Compton sur ELSA. Il est enfin utile de mentionner un aspect des expériences qui est difficile à expliciter scientifiquement dans le cadre d'un travail de thèse, mais que je pense utile au lecteur et aux personnes qui pourraient vouloir se lancer dans ce type de travaux : lors des expériences, l'obtention des photons X a été réellement énormément facilitée lors de l'utilisation du SMILE. Autant l'obtention des premiers photons X lors des expériences sans SMILE a été un processus long et ardu, autant l'obtention de ces premiers photons avec SMILE a semblé quasiment « instantané », une fois tous les réglages (délicats) du système optique effectués.

6.4.1.2 Deuxième expérience :

6.4.1.2.a Présentation du mode opératoire

Dans cette expérience, la production de paquets d'électrons dans le photo-injecteur s'effectue à une fréquence de 144,4 MHz. Le laser d'interaction Compton est toujours à 72,2 MHz. En régime établi, un paquet d'électrons interagit au maximum avec 4 pulses laser empilés, pour les mêmes raisons que dans l'expérience précédente. Grâce au montage type Michelson, la fréquence de répétition des interactions est deux fois plus importante que précédemment. Une impulsion laser

circulant dans le SMILE va interagir avec un paquet d'électrons à chacun de ses 8 passages par le point d'interaction. C'est une expérience extrêmement importante, car elle montre que notre système a la précision nécessaire pour permettre la coexistence et simultanéité de huit impulsions successives au point d'interaction (alors que nous n'en avons démontré que quatre dans l'expérience précédente). On attend donc un gain maximal de 8 sur le flux de rayonnement X Compton par rapport à la source générée dans la première expérience de cette campagne sans utiliser le SMILE.

6.4.1.2.b Effet du SMILE sur la source Compton Inverse dans la deuxième expérience

Les signaux obtenus grâce au diagnostic en temps réel (avec le photomultiplicateur) lors de cette seconde expérience sont présentés en Figure 160. Le signal Compton a été enregistré après avoir occulté successivement chacun des deux bras du laser pilote pulsé à 72,2 MHz, produisant chacun des paquets d'électrons à la même fréquence. Il est rassurant d'observer que le signal X généré indépendamment par chacune des contributions est quasiment identique. Après soustraction du bruit de fond (0,2V), le niveau total de signal X généré par le faisceau d'électrons émis à 144,4 MHz par la combinaison des deux bras est de 5,2 V. Du fait de l'intégration temporelle faite par le PM, le signal 144,4 MHz est quasiment égal à la somme des signaux X générés par les deux contributions à 72,2 MHz, respectivement de 2,7 V et 3,1 V.

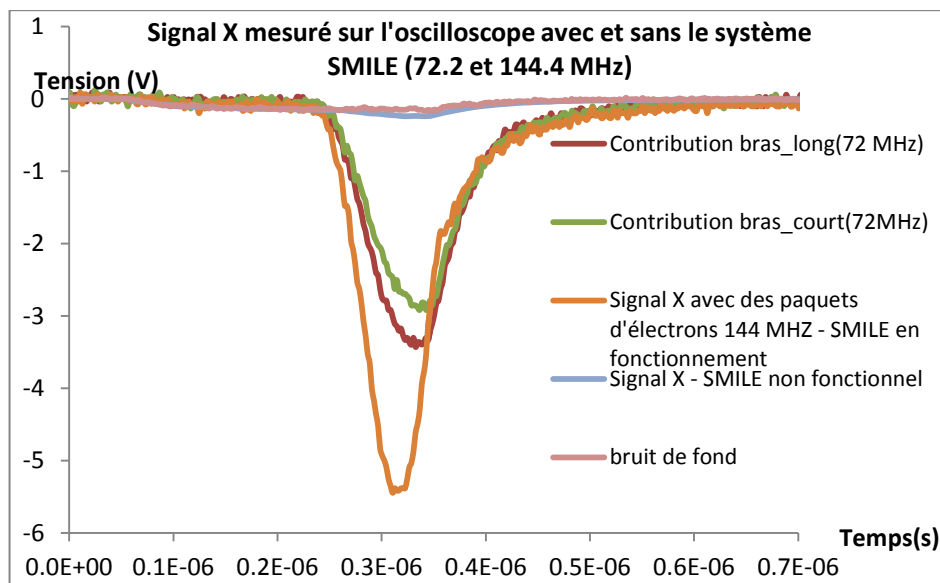


Figure 160 : Signal X transmis par le diagnostic à photomultiplicateur (résolu en temps). Le graphe montre le signal Compton généré indépendamment par chacun des bras du laser pilote (courbe verte et courbe rouge) cadencé à une fréquence de 72.2 MHz. Le signal Compton obtenu avec la combinaison des deux contributions générant des paquets d'électrons à une fréquence de 144 MHz est tracé en orange.

6.4.1.2.c Evaluation du gain obtenu à partir des ERLMs

Dans cette configuration, les images provenant des ERLMs (Figure 161) sont similaires à celle de la première expérience car même si le flux X a été doublé, le temps d'exposition des ERLMs a été divisé par deux afin de comparer directement le flux de photons détectés, pour une même charge donnée dans les paquets d'électrons, au cours des différentes expériences. Le nombre d'interactions par seconde n'est plus 130 mais de 260.

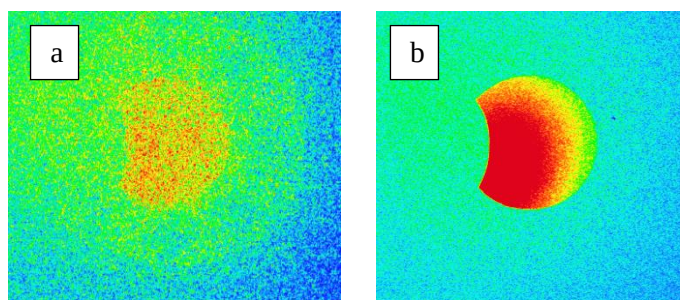


Figure 161 : Images respectives du signal X en sortie de la chambre d'interaction, dans les configurations sans SMILE (a) et avec SMILE (b), pour une fréquence d'interaction de 144,4 MHz.

En utilisant la même méthode d'exploitation des images que précédemment, on obtient un nombre de photons de $1,1 \cdot 10^2 \pm 5\%$ ph/micro-impulsion produits par la source avec le SMILE dans le cône de demi-angle 10 mrad. Le flux crête pour des micro-impulsions de 34 ps s'élève à $3,2 \cdot 10^{12} \pm 10\%$ ph/s et le flux moyen dans ce même angle vaut $2,9 \cdot 10^4 \pm 10\%$ ph/s, soit une augmentation d'un facteur 7 par rapport à la source initiale obtenue sans SMILE ($4,2 \cdot 10^3 \pm 10\%$ ph/s) au lieu du facteur 8 visé.

Cependant, si on s'intéresse au nombre de photons émis dans le cône de demi-angle 25 mrad, on atteint une valeur de $3,4 \cdot 10^2 \pm 5\%$ ph/micro-impulsion soit un flux moyen de $8,8 \cdot 10^4 \pm 10\%$ ph/s. Le gain mesuré sur ce plus grand angle par rapport à la source sans SMILE ($1,1 \cdot 10^4$ ph/s) monte alors à 8, conformément à la prévision. L'exactitude de ce facteur par rapport à l'attendu théorique n'est bien entendu qu'une coïncidence. Les raisons potentielles d'erreur que nous avons évoquées dans le chapitre précédent restent en vigueur.

6.4.1.2.d Conclusion sur les expériences à 17,7 MeV avec le SMILE

Une synthèse des résultats d'évaluation des flux moyens de photons X produits lors de ces deux expériences est présentée dans le Tableau 16.

Tableau 16: Récapitulatif des flux d'X (en ph/s) mesurés dans les 2 expériences.

	Flux obtenus expérimentalement.		Gain obtenu grâce au SMILE
Erreur systématique de mesure sur le flux	$\pm 10\%$		
Demi-angle du cône (mrad)	10	25	
Configuration initiale : 72 MHz sans SMILE	$4,2 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^4$	-
Expérience 1 : 72 MHz avec SMILE	$2,2 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^4$	5,4
Expérience 2 : 144 MHz avec SMILE	$2,9 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^4$	8,0

Ces expériences ont donc permis de valider l'augmentation du flux de photons produits par la source grâce au SMILE. La mesure du flux moyen de photons X émis au cours des deux expériences, nous a permis d'évaluer le gain expérimental apporté par le SMILE. Dans la première expérience faisant interagir des paquets de photons à 72,2 MHz avec 4 faisceaux laser empilés, nous avons

mesuré un gain légèrement supérieur à 4. L'explication de cet excès réside dans les erreurs de mesure, dans les défauts d'alignement par rapport à la succession des huit faisceaux et pourrait aussi trouver une explication dans les aspects d'interférence entre ceux-ci. Cela reste cependant à confirmer lorsque le planning d'ELSA permettra de reprendre les expériences. La finesse du cône d'émission est conservée. La seconde expérience mettant en jeu des paquets d'électrons émis à une fréquence de 144,4 MHz a permis de mesurer un gain de 8, conforme à ce qui était attendu sur le flux de photons X. Cette parfaite concordance est bien entendu une coïncidence, car les sources d'erreur étaient les mêmes pour la première et la deuxième expérience. Pour compléter cette étude, nous avons testé le fonctionnement du SMILE avec un faisceau d'électrons d'énergie plus élevée. Cette expérience fait l'objet du chapitre suivant.

6.4.2 Expériences avec un faisceau d'électrons de 30 MeV

Les paramètres des faisceaux mis en jeu dans l'interaction sont les mêmes que ceux présentés dans le Tableau 8 du chapitre 5.2. Rappelons simplement que la fréquence du laser d'interaction est de 144,4 MHz, ce qui permet d'empiler à cette fréquence 8 impulsions au point d'interaction du SMILE. La fréquence du faisceau d'électrons est de 72,2 MHz, ce qui sous-entend qu'un seul empilement d'impulsions laser sur 2 interagira avec les impulsions d'électrons dans le SMILE. Le gain attendu en nombre de photons X produits par interaction, par rapport aux expériences à 30 MeV sans activer le SMILE (présentées aux chapitres 5.2 et 5.3), est donc de 8.

6.4.2.1 Evaluation du gain obtenu à partir des ERLMs

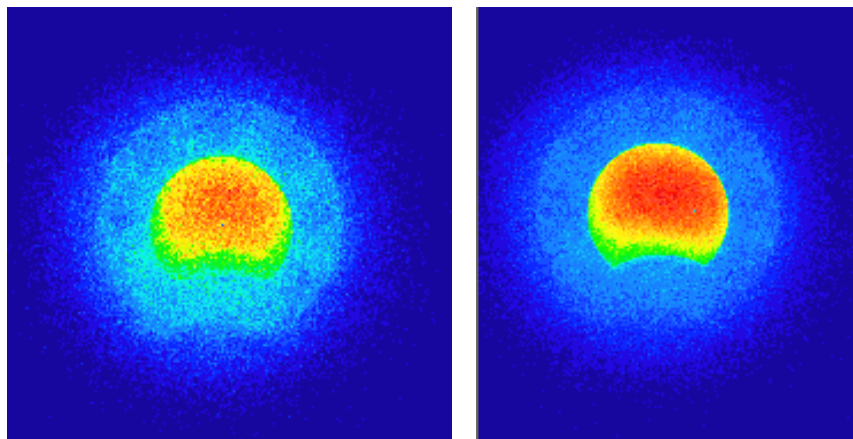


Figure 162 : Image de la source obtenue sans le SMILE (à gauche) avec le SMILE (à droite) dans le cas d'une polarisation du laser d'interaction verticale (selon $\vec{e}_x$).

Le Tableau 17 présente les mesures de flux effectuées dans le cas d'une polarisation verticale du laser avec et sans le SMILE.

Tableau 17 : Mesures du flux de photons émis dans les cône de 10 mrad et 13 mrad avec et sans le SMILE.

	Flux mesuré dans le cône d'émission				
Erreur de systématique de mesure	+/-5% (Nombre de photons), +/-10% (flux)				
	Sans SMILE		Avec SMILE		Gain obtenu
Demi-angle du cône (mrad)	10	13	10	13	x 10 – x 11
Nombre de photons par interaction	29	79	293	908	
Flux crête (ph/s)	$2,3 \cdot 10^{12}$	$6,4 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^{13}$	
Flux crête surfacique (ph/s/cm²)	$2,9 \cdot 10^{12}$	$4,8 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{13}$	$5,4 \cdot 10^{13}$	
Flux moyen (ph/s)	$2,0 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^4$	$6,2 \cdot 10^4$	

En comparant le flux obtenu avec et sans le SMILE dans un cône de 13 mrad, on observe un gain d'un facteur 10,7 pour un gain attendu de 8. Les sources d'erreur sont typiquement les mêmes que celles listées dans les chapitres précédents (6.4.1.1c). On retrouve à nouveau un résultat expérimental optimiste, tout comme c'était le cas dans la première expérience. Rappelons toutefois de nouveau que les expériences avec un faisceau d'électrons d'une énergie de 30 MeV ayant été effectuées en fin de thèse sur quelques jours, la source n'a pas pu être optimisée autant que possible.

Le dispositif expérimental (obturateur rétractable) nous permet uniquement de comparer :

- (1) soit le rendement X produit par un seul passage de l'impulsion laser au centre du SMILE,
- (2) soit par le cumul des 8 impulsions.

6.4.3 Conclusion sur le SMILE

Tout au long de cette étude nous avons pu constater qu'il pouvait y avoir des différences entre la théorie analytique, les prévisions et l'expérience elle-même. Il y a en effet un grand nombre de paramètres de réglage qui ont une influence significative sur la production de photons X. Les aspects théoriques développés dans les précédents chapitres et les simulations qui seront abordés dans les prochains nous guident sur la connaissance de certains de ces paramètres les plus influents. Quoiqu'il en soit, les évaluations expérimentales réalisées nous ont permis de remplir les objectifs de cette étude.

Ainsi, ces expériences menées à 18 MeV ainsi qu'à 30 MeV ont permis de montrer le rôle primordial du SMILE dans l'augmentation du nombre de photons produits quelle que soit l'énergie des photons incidents.

Aujourd'hui, la source produite avec un faisceau d'électrons de 30 MeV et bénéficiant du gain apporté par le SMILE produit un flux crête de $2,3 \cdot 10^{13}$ ph/s dans un cône de demi-angle 10 mrad. Avec les dimensions du faisceau d'électron mesuré expérimentalement, la brillance crête correspondante est donc de l'ordre de $8,4 \cdot 10^{12}$ ph/s/mm²/mrad² (dans un peu plus de 10 % BW).

Il permet notamment d'augmenter le rapport signal sur bruit pour créer ainsi une source X mieux adaptée aux futures expériences envisagées sur ELSA. Il est satisfaisant d'observer que le gain attendu de 8 sur le flux de photons rétrodiffusés a bien été atteint ce qui démontre son efficacité. La prochaine étape pourra consister à faire interagir avec le SMILE des faisceaux laser et électrons cadencés tous les deux à 144,4 MHz pour augmenter encore le flux de photons X produits. Cela n'a pas pu être réalisé dans le temps alloué sur ELSA à ces expériences. Par ailleurs, aucun effet des interférences pouvant avoir lieu entre les différentes impulsions laser superposées au point d'interaction n'a pu être constaté à l'échelle de la macro-impulsion. Cela tend à confirmer notre hypothèse nous permettant de négliger ce phénomène pour l'instant. Il prendra sans doute plus

d'importance avec un laser à 1064 nm. Pour évaluer l'effet de la sommation des impulsions laser par interférence, il faudrait un détecteur X capable de résoudre 1 micro-impulsion X. Une étude plus approfondie sur l'effet de la polarisation et des interférences dans le SMILE pourrait permettre de s'assurer de la validité de ces hypothèses.

Chapitre 7 : Simulation : calcul et comparaison avec l'expérience

Outre les développements expérimentaux autour de la source Compton d'ELSA, j'ai pu mener des travaux plus théoriques en utilisant le code de calcul CALDER du CEA DAM, pour simuler l'interaction Compton. La version du code utilisée est CALDER Circ [88]. Cette version est co-développée par le CEA DAM et le Laboratoire d'Optique Appliquée. Initialement, CALDER Circ est conçu pour modéliser l'interaction d'une impulsion laser de haute intensité avec un plasma [89][90]. Il permet donc de prendre en compte les effets cinétiques et relativistes de l'interaction laser-électrons. De plus, contrairement aux autres codes de type code d'enveloppe, les champs électromagnétiques et le rayonnement émis lors de l'interaction (rayonnement Compton, Bétatron...) sont directement calculés à partir du mouvement des particules.

Cependant, la dynamique de l'interaction laser-plasma se passe dans une échelle de temps très courte (quelques femtosecondes). Le code est donc difficilement utilisable tel quel pour simuler le faisceau d'électrons d'ELSA, constitué de paquets de particules dont la durée est de plusieurs picosecondes. Grâce à une collaboration avec Xavier Davoine, l'un des principaux développeurs du code, et Julien Ferri qui a implémenté une partie du module d'interaction Compton, une version du code CALDER Circ a été développée pour répondre aux besoins spécifiques de simulation de la source Compton d'ELSA. Plusieurs modifications ont été effectuées pour simplifier les calculs et intégrer de nouvelles problématiques comme par exemple l'angle d'interaction entre les deux faisceaux. Ma contribution dans cette collaboration a d'abord consisté à définir mon besoin de façon précise. Avec Xavier, nous avons ainsi pu établir une liste des nouveaux paramètres à ajouter dans le code pour prendre en compte la géométrie de mon cas d'interaction. Suite à l'implémentation de ces nouveaux paramètres dans le code source, j'ai été chargée de lancer de nombreux tests afin de rendre fonctionnelle et d'optimiser cette nouvelle adaptation du code CALDER Circ.

Pour comprendre les modifications apportées à la version originelle du code, il est nécessaire de rappeler son fonctionnement. Ce chapitre débute donc par une présentation de la méthode de calcul des champs. La seconde partie détaille les principales modifications apportées pour répondre au besoin de notre étude, ainsi que la méthode implémentée pour calculer le rayonnement X issu de l'interaction. Le bon fonctionnement de cette nouvelle version est ensuite vérifié en comparant le résultat de calculs de cas simples avec le résultat obtenu par des calculs analytiques correspondants. L'étude se termine par une comparaison avec des résultats obtenus avec le code CAIN, plus communément utilisé pour modéliser l'interaction photons-électrons, que nous décrirons succinctement. Enfin, la simulation du faisceau d'électrons possédant une énergie de 30 MeV est mise en œuvre afin d'étudier les performances de la source Compton dans les conditions optimales.

7.1 CALDER et CALDER Circ classique

Le code CALDER est un code de type PIC (Particle in Cell). La méthode PIC est une technique de résolution des équations de Maxwell. La source de courant $\vec{j}$ est déterminée en calculant la fonction de distribution $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ des particules de masse m et de charge q dans le paquet de particules. L'équation de Vlasov (7.1) décrit l'évolution temporelle de la fonction $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ dans l'espace des phases $(\vec{x}, \vec{v})$ en négligeant l'effet des collisions binaires [91].

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (7.1)$$

La résolution du système des équations de Maxwell (2.2) à (2.5) couplée avec l'équation de Vlasov (7.1) permet de décrire complètement le comportement du paquet de particules par l'intermédiaire du système suivant :

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \mu_0 \vec{J} \\ \nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0 \\ \vec{J}(\vec{x}, t) &= \int q v f(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v} \end{aligned} \quad (7.2)$$

où $(\vec{E}; \vec{B})$ est le champ électromagnétique à calculer.

Les équations de Maxwell sont résolues par un schéma de Yee aux différences finies [92] : les champs sont discrétisés sur un maillage régulier. Pour un faisceau de particules, la résolution numérique de l'équation de Vlasov est obtenue en approximant l'intégrale de la fonction de distribution f par une somme discrète sur les particules. Contrairement aux champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$, la fonction f n'est pas échantillonnée sur le maillage mais sur les macroparticules auxquelles on associe un poids Γ_a lié au nombre de particules physiques qu'elles représentent. La force de Lorentz dépendant uniquement du rapport charge/masse, une macroparticule suivra la même trajectoire qu'une particule réelle. De ce fait, cette modélisation ne crée pas d'effets de cohérence « numérique » entre plusieurs particules appartenant à une même macroparticule. Le principe du calcul est structuré selon les étapes suivantes [93]:

- Initialisation des particules et définition du maillage (Figure 163) : le paquet d'électrons est défini au moment $t = 0$ de la simulation. Il s'agit de décrire la répartition initiale des particules spatialement $(r_{x,y,z})$, mais aussi la direction initiale de leur mouvement $(p_{x,y,z})$, la dispersion en énergie du paquet, la charge totale et l'émittance. Le maillage est dimensionné en fonction de la dynamique de l'interaction.

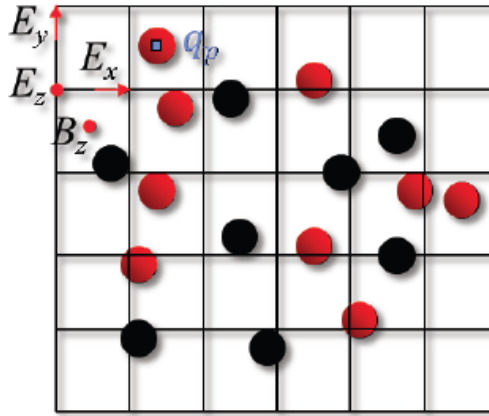


Figure 163 : Positionnement des macroparticules dans le maillage. Les champs $\vec{E}$ (E_x, E_y, E_z) sont définis aux pas de temps entiers, les champs $\vec{B}$ (B_x, B_y, B_z) sont définis au pas de temps demi-entiers du maillage puis interpolés aux pas de temps entiers (schéma de Yee).

Puis à chaque pas de temps :

- Projection des densités de charge ρ et des courants $\vec{j}$ sur le maillage : on définit une fonction de poids (appelée aussi facteur de forme) permettant de calculer la densité ρ et le courant $\vec{j}$ à chaque nœud. Pour cela on utilise la méthode Nearest Grid Point (NGP) qui consiste à attribuer le facteur de poids Γ_α de la macroparticule considérée au nœud le plus proche.
- Résolution des équations de Maxwell en chaque point du maillage : Connaissant les valeurs de ρ et $\vec{j}$ en chaque point fixe du maillage, il est possible de résoudre les équations de Maxwell. On obtient la valeur des champs $\vec{E}$ aux pas de temps entiers et les champs $\vec{B}$ avec un demi-pas de temps d'écart.
- Interpolation des champs aux positions des macroparticules : Les valeurs des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ attribuées à chaque position des macroparticules sont obtenues grâce à la fonction de poids Γ_α définie initialement.
- Calculer la nouvelle position des macroparticules (étape du « pousseur » de particules) : Connaissant les nouvelles valeurs des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ pour chacune des macroparticules, on peut résoudre les équations du mouvement. On obtient la nouvelle valeur de l'impulsion $\vec{p}$ permettant de déterminer la nouvelle position $\vec{r}$ à l'instant $t + \Delta t$. Ce sont les données associées à chaque macroparticule qui serviront pour le calcul qui sera effectué au pas de temps suivant.

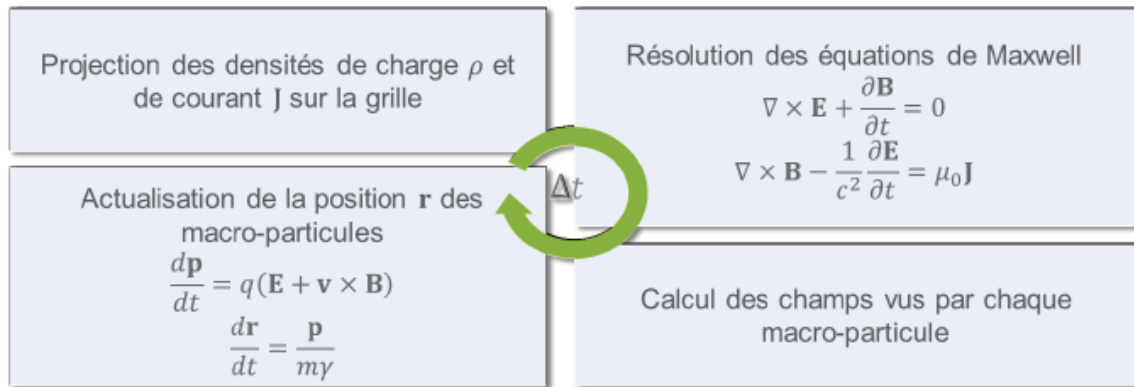


Figure 164 : Schéma de principe résumant les principales étapes de calcul d'un code PIC.

Le code CALDER est un code cartésien qui peut être utilisé en 3D au prix d'un temps de calcul beaucoup plus long et de ressources beaucoup plus conséquentes.

Le code CALDER Circ est la version à symétrie cylindrique du code permettant d'optimiser le temps de calcul pour une simulation dans un espace 3D. Il utilise la méthode de décomposition de Fourier selon l'angle poloidal défini par rapport à l'axe de propagation du laser.

Une étude visant à comparer le rayonnement calculé indépendamment avec CALDER puis avec Calder Circ m'a permis de valider les nouveaux ajouts apportés à la version 3D. De plus nous verrons dans que la version Calder Circ adaptée au cas de la source Compton d'ELSA utilise une solution analytique pour simuler le comportement du faisceau laser. Ce dernier n'étant plus défini sur le maillage, il est possible d'implémenter un angle d'interaction entre le laser et les électrons tout en gardant l'utilisation du calcul à symétrie cylindrique.

7.2 Simulation de la propagation du paquet d'électrons d'ELSA

La première étape consiste à déterminer les phénomènes physiques entrant en jeu dans le transport du paquet d'électrons dans l'accélérateur ELSA. Après les avoir identifiés, nous mettons en place une méthode de calcul des champs électromagnétiques adaptée. Nous présentons ensuite l'étude de convergence menée sur les paramètres numériques afin d'optimiser la performance de nos simulations. Enfin, nous présentons l'implémentation de la routine simulant la production de rayonnement X avant de conclure sur les limitations de ces calculs théoriques.

7.2.1 Conditions de simulation dans le cas d'ELSA

Dans un premier temps, nous définissons les données d'entrée à fournir au code afin d'initialiser les faisceaux et de définir les paramètres de la simulation. Une boîte de simulation délimite l'espace spatio-temporel à modéliser. Dans notre cas elle contient les deux paquets de particules pendant toute la durée de l'interaction.

Le faisceau d'électrons est repéré dans la boîte de simulation selon 3 directions x , y et z définies telles que :

- x est la direction de propagation du faisceau ou dimension longitudinale. Les électrons se déplaçant à la vitesse c , la répartition selon x est liée à la répartition temporelle selon: $x = c \cdot t$.
- y et z sont les directions transverses. Dans le cas de la symétrie cylindrique y est la direction radiale.

Les fonctions de répartition spatiale et temporelle sont toutes les deux de forme gaussienne, d'écart type respectif σ_y , σ_z et σ_t .

Dans le cas de la source Compton d'ELSA les paramètres nominaux du faisceau sont listés ci-dessous.

Paramètres du faisceau d'électrons:

- Energie ~ 37 MeV ($\gamma=73,4$)
- Divergence *rms* : 3,4 mrad
- Durée *rms* du paquet : 12,7 ps
- Longueur *rms* du paquet : 3,8 mm

Les paramètres du faisceau de photons laser sont:

- $\lambda_0 = 1064$ nm
- Durée *rms* de l'impulsion : 12,7 ps

7.2.2 Calcul des champs

La méthode PIC utilisée pour calculer les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ a notamment pour but de prendre en compte les effets quantiques pouvant perturber le mouvement électronique comme l'auto-force⁸ exercée par le champ émis par une particule sur elle-même. Ces effets apparaissant surtout dans le cas de particules accélérées très haute énergie (plusieurs centaines de MeV) ne concernent pas le cas de la source Compton d'ELSA produite à partir d'électrons de quelques MeV. Pour cette raison, c'est une méthode coûteuse et il convient d'identifier quelle est la méthode de calcul des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ la mieux adaptée à notre cas expérimental.

La résolution de l'équation du mouvement précédemment utilisée requiert la valeur des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (7.3)$$

⁸ D'un point de vue quantique, l'auto-force correspond au mouvement de recul de l'électron lorsqu'il émet un photon.

$$\text{où } \begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_L + \vec{E}_{int} \\ \vec{B} = \vec{B}_L + \vec{B}_{int} \end{cases}$$

La Figure 165 présente l'évolution de la densité de charge r_h au cours du temps. Les mesures de la densité de charge $r_h(t)$

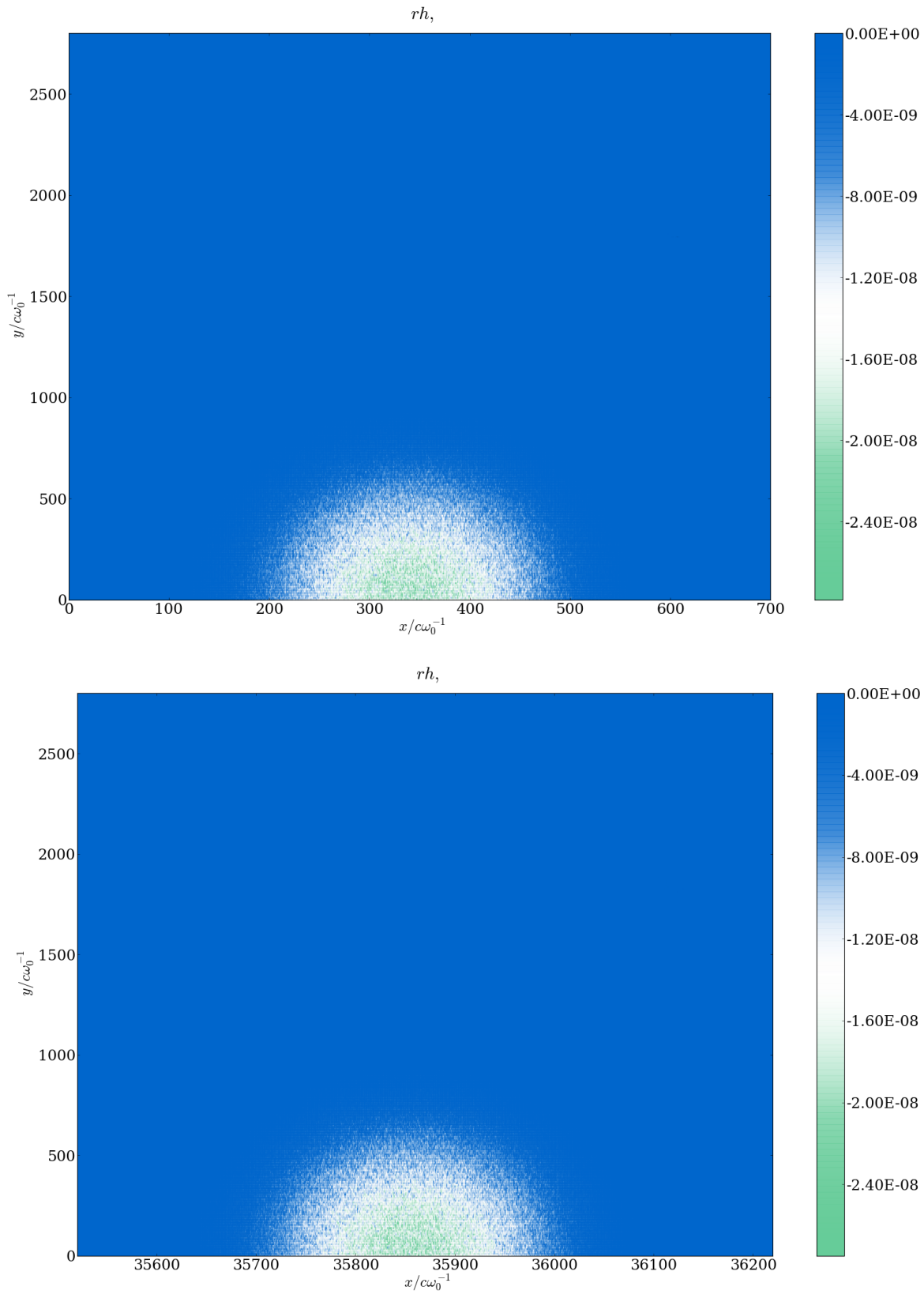


Figure 165 : Evolution de la densité de charge $r_h(t)$. Les deux graphes correspondent à des points de mesure situés respectivement au début (en haut) et à la fin (en bas) de la simulation.

La densité de charge r_h est, quant à elle, constante au cours du temps. La taille du paquet d'électrons n'augmente pas au cours de sa propagation et sa trajectoire est rectiligne. On constate que

les champs internes ($\vec{E}_{\text{int}}$, $\vec{B}_{\text{int}}$) notamment dus aux pertes radiatives liées à l'autoforce, ont un effet négligeable sur le mouvement électronique. Ils seront donc considérés comme nuls dans la suite des calculs.

Les champs électromagnétiques qui s'appliquent sont uniquement les champs laser ($\vec{E}_L$, $\vec{B}_L$). Les champs ($\vec{E}$, $\vec{B}$) peuvent donc être calculés à partir de la solution analytique décrivant l'onde laser comme une fonction du temps et de l'espace. Ils ne sont plus traités de façon particulière mais comme une onde électromagnétique. Grâce à cette nouvelle méthode de calcul, les champs ne sont plus définis en chaque point du maillage mais dans tout l'espace. La symétrie cylindrique ne s'applique donc en réalité qu'à la propagation du faisceau d'électrons : le calcul des champs ($\vec{E}$, $\vec{B}$) ainsi que le calcul de l'onde rayonnée n'utilisent en rien cette hypothèse de symétrie. Cela permet d'utiliser la symétrie cylindrique pour le calcul de propagation du faisceau, tout en étudiant l'effet de l'angle de collision sur la source résultante.

Les nouvelles définitions des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ montrent que le calcul est indépendant de la valeur des champs précédents. Il s'agit de la définition d'une onde laser gaussienne polarisée rectilignement selon y. Les expressions des champs électromagnétiques dans le cas d'une collision frontale sont les suivantes :

$$E_x = 0 \quad (7.4)$$

$$E_y = E_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w_x}\right) \cdot e^{-\frac{r^2}{w_x^2}} \cdot \cos\left(\omega t + kx - \frac{r^2}{2R_x} + G_x\right) \cdot e^{-\frac{(t+x-x_0)^2}{4D^2}} \quad (7.5)$$

$$E_z = 0 \quad (7.6)$$

et

$$B_x = 0 \quad (7.7)$$

$$B_y = 0 \quad (7.8)$$

$$B_z = -E_y \quad (7.9)$$

où w_0 est le col du faisceau, w_x est la largeur du faisceau, G_x est la phase de Gouy définie par $G_x = \arctan \frac{x}{R_x}$, R_x est la longueur de Rayleigh, ω est la fréquence d'oscillation et k le nombre d'onde.

Dans cette expression, le champ $\vec{E}$ est défini comme une onde gaussienne se propageant dans le sens inverse des électrons polarisée selon $\vec{e}_y$. L'évolution dans la dimension transverse est contenue dans le terme :

$$e^{-\frac{r^2}{w_x^2}} \cdot \cos\left(\omega t + kx + \frac{r^2}{2R_x} + G_x\right).$$

L'évolution dans la dimension longitudinale est contenue dans le terme :

$$e^{-\frac{(t+x-x_0)^2}{4D^2}},$$

où x_0 est la position d'entrée du laser dans la boîte de simulation (position initiale) et D est l'écart-type de la gaussienne temporelle correspondant à la durée *rms* de l'impulsion.

Le champ $\vec{B}$ est orthogonal au champ $\vec{E}$ et son expression est déterminée par : $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}$.

En réalité, l'angle d'interaction θ entre l'onde laser incidente et les paquets d'électrons n'est pas nul. Afin de tenir compte de cet angle, on choisit d'effectuer une rotation du référentiel dans lequel sont définies les expressions des champs électromagnétiques laser par rapport à l'axe des électrons :

$$x' = x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta \quad (7.10)$$

$$y' = -x \cdot \sin \theta + y \cdot \cos \theta \quad (7.11)$$

Les champs doivent être exprimés dans le référentiel des électrons car ils vont servir à modifier leur trajectoire. On applique donc une nouvelle rotation dans le sens opposé pour retrouver la valeur utile des champs :

$$\begin{cases} E_x = -E_y \cdot \sin \theta \\ E_y = E_x \cdot \cos \theta \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} B_x = -B_y \cdot \sin \theta \\ B_y = B_x \cdot \cos \theta \end{cases}$$

7.2.3 Echantillonnage numérique

CALDER Circ est un code parallélisable. Il est possible de découper le calcul et de le répartir sur plusieurs processeurs s'occupant chacun simultanément d'une tranche de la boîte de simulation afin de diminuer drastiquement le temps de calcul.

De plus, la configuration de notre interaction nous autorise à utiliser une fenêtre glissante. La boîte de simulation n'est pas recalculée entièrement à chaque pas de temps. Elle se déplace au fur et à mesure que les électrons avancent.

7.2.3.1 Optimisation du pas de temps

La modification de la méthode de calcul des champs, présentée au paragraphe 7.2.3, impacte la performance du calcul. Pour que le schéma utilisé pour résoudre les équations de Maxwell soit stable et que $\vec{E}_x$ ne diverge pas au cours du temps, une condition numérique appelée condition CFL (Courant-Friedrichs-Levy), impose une limite supérieure à la durée du pas de temps (7.12).

$$c \, dt \leq \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{dx^2} + \frac{1}{dy^2} + \frac{1}{dz^2}}} \quad (7.12)$$

Dans notre cas, cette condition ne s'applique plus puisque le champ laser n'est plus défini sur le maillage. Il est possible d'augmenter le pas de temps dt tel que $dt > T_0/50$ et $dx > \lambda_0/50$ avec $T_0 = \frac{\lambda_0}{c}$. De la même manière, si dt augmente, le nombre de mailles dans la dimension longitudinale est réduit. Finalement, en considérant que le nombre de processeurs se partageant le calcul est constant, le nombre de mailles attribué à chaque processeur diminue : le temps total de la simulation est réduit.

Un bon échantillonnage est constitué d'une cinquantaine de points par longueur d'onde. C'est le nombre de points minimum pour lisser correctement le spectre du rayonnement émis par les électrons. Cette simulation est effectuée en utilisant un pas de temps normalisé $dt = 0,125$ soit $3,6 \cdot 10^{-5}$ ps.

7.2.4 Calcul du rayonnement émis par les électrons (Méthode Lienard-Wiechert)

Le calcul du rayonnement se fait toujours durant l'étape de calcul du « pousseur » de particules. Dans le code, la puissance rayonnée par unité d'angle solide est obtenue à partir des potentiels retardés de Lienard-Wiechert (2.4.2)[75].

L'expression de la puissance rayonnée pour l'ensemble des N électrons présents dans le paquet, obtenue précédemment (2.93) pour un électron relativiste est rappelée ici :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{(4\pi)^2 \varepsilon_0 c} \frac{\left\{ \vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}] \right\}^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5}.$$

L'intensité rayonnée correspondante est donnée par :

$$\frac{d^2 I_R}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left\{ \vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}] \right\}^2}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^5} e^{i\omega \left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{c} \right)} dt \right|^2 \quad (7.13)$$

L'intensité rayonnée pour l'ensemble des N électrons présents au total dans le paquet est la somme des contributions de chaque électron :

$$\frac{d^2 I_R}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \sum_{j=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\vec{n} \wedge [(\vec{n} - \vec{\beta}_j) \wedge \dot{\vec{\beta}}_j]}{(1 - \vec{\beta}_j \cdot \vec{n})^2} e^{i\omega \left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}_j}{c} \right)} dt \right|^2 \quad (7.14)$$

Puisqu'on veut implémenter cette méthode de calcul dans le code, il faut effectuer la discrétisation temporelle de l'intégrale. La simulation utilisant un nombre N_T de pas de temps Δt , on obtient :

$$\frac{d^2 I_R}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \sum_{n=0}^{N_T} \sum_{j=1}^N \frac{\vec{n} \wedge [(\vec{n} - \vec{\beta}_j^n) \wedge \dot{\vec{\beta}}_j^n]}{(1 - \vec{\beta}_j^n \cdot \vec{n})^2} e^{i\omega \left(t^n - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}_j^n}{c} \right)} \Delta t \right|^2 \quad (7.15)$$

Enfin, le code ne calcule pas le mouvement de chaque électron. Il discrétise la fonction de distribution sur un nombre N_M de macroparticules. La somme sur les électrons est donc remplacée par la somme sur les macroparticules, pondérée par le poids W_m de chacune d'entre elles. Dans notre cas, le rayonnement X émis est incohérent temporellement, les photons rétro-diffusés n'oscillent pas en phase : ils sont émis aléatoirement pendant toute la durée de l'interaction. L'intensité rayonnée I_{Rm} par une macroparticule est donc proportionnelle à W_m et s'exprime alors :

$$\frac{d^2 I_{Rm}}{d\omega d\Omega} = \frac{W_m e^2}{4\pi^2 c} \left| \sum_{n=0}^{N_T} \frac{\vec{n} \wedge [(\vec{n} - \vec{\beta}_m^n) \wedge \dot{\vec{\beta}}_m^n]}{(1 - \vec{\beta}_m^n \cdot \vec{n})^2} e^{i\omega \left(t^n - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}_m^n}{c} \right)} \Delta t \right|^2 \quad (7.16)$$

Finalement, l'intensité totale rayonnée par l'ensemble des macroparticules au cours de la propagation est :

$$\frac{d^2 I_{Rm}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \sum_{n=0}^{N_T} \sum_{j=1}^{N_M} \frac{\vec{n} \wedge [(\vec{n} - \vec{\beta}_m^n) \wedge \vec{\beta}_m^n]}{(1 - \vec{\beta}_m^n \cdot \vec{n})^2} e^{i\omega \left(t^n - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}_m^n}{c} \right)} \sqrt{W_m \Delta t} \right|^2 \quad (7.17)$$

C'est cette expression qui est implémentée dans le code. Le calcul du rayonnement se fait donc pour chaque macroparticule à partir de sa quantité de mouvement, sa position et sa charge. Le calcul est effectué jusqu'à la pulsation limite $\omega_l = \frac{2\pi\gamma^2}{\Delta t}$. Au-delà, le calcul est dégradé par un bruit numérique dû au repliement de spectre des pulsations $\omega > \omega_l$.

Remarque :

Un test effectué dans un cas simple a permis d'apporter une correction sur la manière d'implémenter ce calcul dans le code. Il montre l'importance de l'ordre à des étapes du calcul sur le résultat final.

Au départ, la production de rayonnement avait été implémentée de la manière suivante pour réduire le temps de calcul:

- somme sur les particules à chaque pas de temps,
- somme sur les pas de temps successifs pour faire l'intégration temporelle,
- calcul du module global pour obtenir $\frac{d^2 I_{Rm}}{d\omega d\Omega}$.

Cependant, en sommant sur les particules, des interférences artificielles parasites (non représentatives d'un effet réel) apparaissent sur le rayonnement émis par l'ensemble des particules.

Pour observer cet effet, des tests ont été réalisés avec le champ laser défini au paragraphe précédent. On mesure successivement le rayonnement émis par un seul électron du paquet puis le rayonnement émis par deux électrons émettant à la même énergie.

La Figure 166 représente le rayonnement produit sur l'axe par un seul électron.

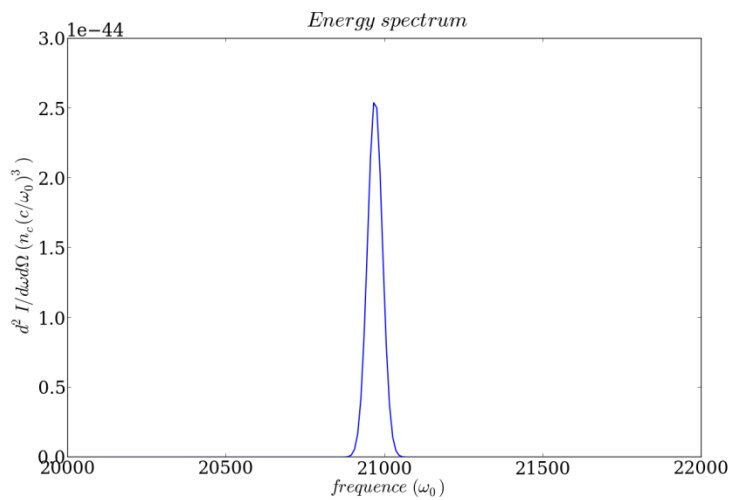


Figure 166 : Rayonnement produit par un électron dans le champ laser.

La Figure 167 représente le rayonnement généré par les deux électrons simultanément, calculé par l'ancienne méthode. Les perturbations provoquées par les interférences sont clairement visibles sur l'amplitude de l'intensité totale rayonnée.

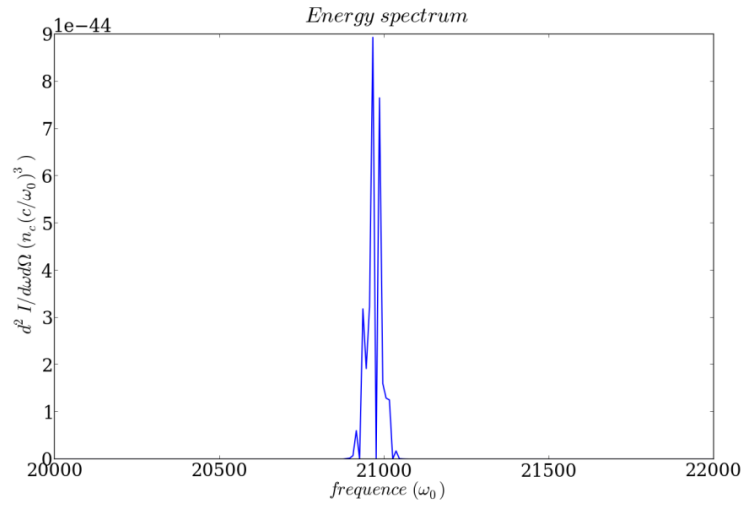


Figure 167 : Rayonnement total produit par les deux électrons dans le champ laser avant la correction de l'algorithme.

Il est nécessaire de calculer d'abord le module de l'énergie rayonnée $\frac{d^2 I_{Rm}}{d\omega d\Omega}$ durant toute la durée de la simulation indépendamment par chacune des particules en intégrant selon la dimension temporelle avant de faire la somme en intensité (somme incohérente) des contributions de chaque particule.

La Figure 168 représente le rayonnement généré par les deux électrons simultanément, calculé par la nouvelle méthode. Les photons émis possédant la même énergie, l'intensité rayonnée est bien multipliée par 2.

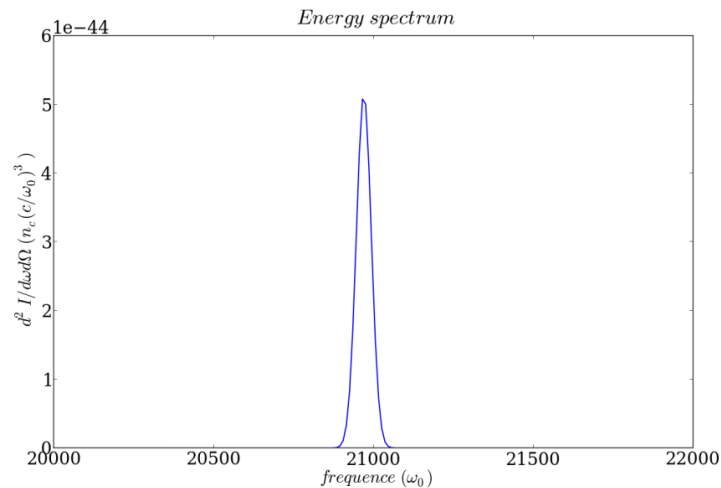


Figure 168 : Rayonnement total produit par les deux électrons dans le champ laser après la correction de l'algorithme.

7.3 Validation de la méthode

Pour vérifier la validité du code, nous avons comparé le résultat de calculs effectués sur des cas simples avec des calculs analytiques. Nous avons par ailleurs fait des comparaisons avec un autre code souvent utilisé pour étudier l'interaction Compton : le code CAIN.

7.3.1 Particules « tests »

Pour faire ces comparaisons, nous avons utilisé des « particules tests ». Ce diagnostic offre la possibilité de suivre le mouvement de particules prises aléatoirement dans le paquet de particules initial. A titre d'exemple, la Figure 169 représente la quantité de mouvement p_y en fonction de la coordonnée longitudinale q_x pour deux électrons au sein du même paquet. Dans ce cas précis, on a choisi de mesurer les caractéristiques de nos particules tests pendant l'interaction avec le champ laser. Autrement dit, les graphes ci-dessous montrent l'oscillation de chaque électron au passage du champ laser.

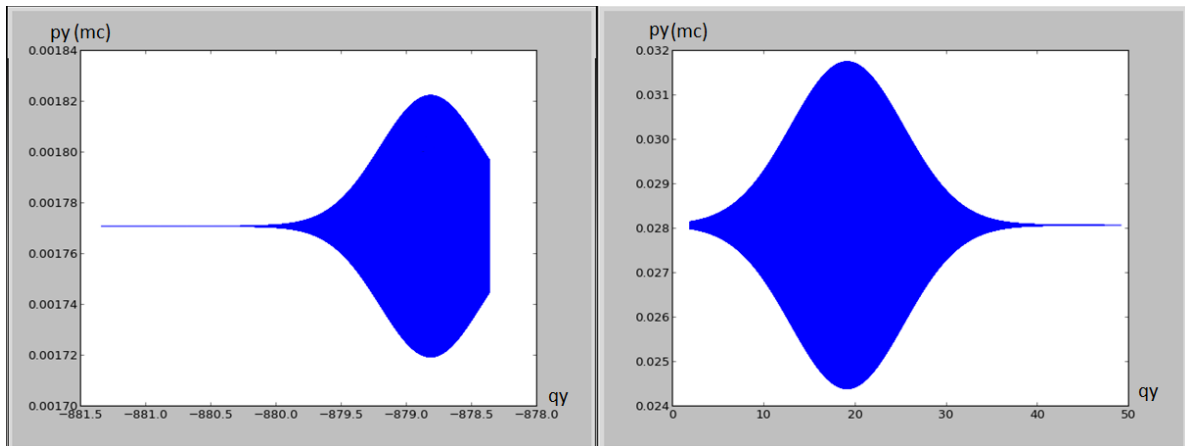


Figure 169 : Représentation de la quantité de mouvement de deux électrons p_1 (à gauche) et p_{29} (à droite) en fonction du temps. Les deux particules oscillent dans le champs laser avec une amplitude et un délais différents.

Les informations concernant les deux particules tests sont prélevées au même moment de la simulation. On constate d'abord que la particule p_1 oscille dans les champs laser avec une amplitude bien plus élevée que la particule p_{29} . On en déduit que la particule passe beaucoup plus près du maximum du champ laser, elle est positionnée près de l'axe de propagation. De plus la particule p_1 commence à osciller bien plus tard que la particule p_{29} , elle est donc plutôt placée en queue du paquet (Figure 170). Les particules suivent donc une trajectoire différente en fonction de leur position dans le paquet.

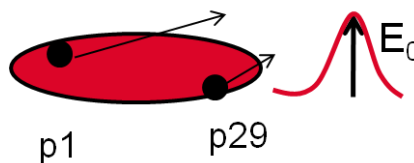


Figure 170 : Localisation des particules p_1 et p_{29} dans le paquet d'électrons par rapport à l'impulsion laser.

7.3.2 Comparaison avec le calcul théorique

Au cours de cette validation par le calcul analytique, nous allons vérifier les quatre aspects suivants :

- le mouvement de l'électron,
- l'énergie totale rayonnée,
- la valeur de $dI/(d\omega d\Omega)$ sur l'axe,
- la valeur de $dI/(d\omega d\Omega)$ en intégrant sur l'angle d'émission sur 30 et 60 mrad et sur la totalité des fréquences.

7.3.2.1 Cas à un électron

7.3.2.1.a Trajectoire de l'électron

On réalise un test simple dans lequel on va considérer l'interaction d'un seul électron de facteur relativiste $\gamma = 34,3$, de quantité de mouvement transverse initial $p_y = 0$, avec une onde plane contra-propagative de longueur d'onde $\lambda_0 = 1064$ nm avec un profil temporel gaussien de durée $\tau_{\text{rms}} = 100$ fs.

Le mouvement de notre électron test est représenté en Figure 171. Dans le cas du mouvement Compton en 2D, on a vu dans le paragraphe 2.1.4 du chapitre théorique que l'électron en interaction avec un laser polarisé linéairement acquiert une trajectoire décrite par (2.59):

$$y(x) = \frac{a_0}{\gamma k_u} \cos(k_u x) \quad (7.18)$$

où $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$ et a_0 est la valeur du maximum de potentiel normalisé qui correspond également à l'amplitude de l'impulsion transverse p_y . En effet, dans l'équation du mouvement :

$$m_e dv/dt = -eE \quad (7.19)$$

où v la vitesse transverse de l'électron et avec $\vec{E} = -\frac{d\vec{A}}{dt}$. $\vec{A}$ est le potentiel vecteur défini au paragraphe 2.1.4.2 dont l'amplitude normalisée s'écrit $a_0 = \frac{eA_0}{m_e c}$. La relation qui lie la vitesse de l'électron à sa quantité de mouvement : $v = p/m$ (dans le référentiel de l'électron) nous permet d'obtenir l'égalité entre les normes suivantes: $p_{\perp} = eA_{\perp}$.

Tout ceci peut être vérifié dans la Figure 171, où y_{max} et $p_{y\text{max}}$ atteignent bien les valeurs attendues (resp. $1,17 \cdot 10^{-4}$ et $0,008$) lors de leur interaction avec le maximum de l'impulsion laser (au centre de la gaussienne, c'est-à-dire $\vec{P}_0 = e\vec{a}_0$).

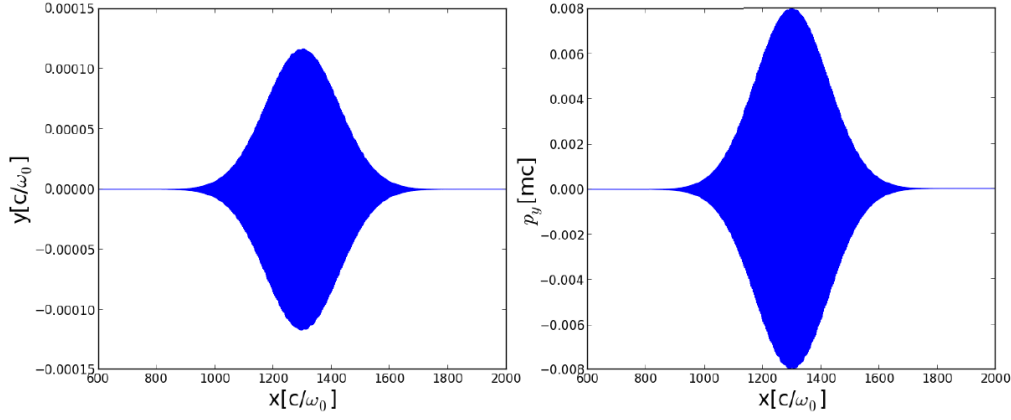


Figure 171 : Mouvement de l'électron lors de son interaction avec le laser contre-propagatif. A gauche, la position transverse y et à droite l'impulsion transverse p_y en fonction de la position longitudinale x normalisée.

7.3.2.1.b Calcul du rayonnement pendant 12 périodes d'oscillation

Le but de ce paragraphe est de valider le calcul de l'énergie et de la puissance rayonnée effectué par le code grâce aux résultats obtenus par le calcul analytique.

Commençons par calculer analytiquement la puissance rayonnée par un électron pendant une oscillation à l'aide de l'expression (2.108):

$$\bar{P} = \frac{\pi e^2 c}{3 \epsilon_0} \frac{\gamma^2 a_0^2}{\lambda_u^2}.$$

On obtient : $\bar{P} = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ W}$

Nous calculons par ailleurs avec le code CALDER Circ le rayonnement produit par l'électron dont le mouvement est décrit en Figure 172. On ne considère le mouvement de l'électron que sur quelques oscillations autour du maximum pendant lesquelles l'intensité laser est considérée constante. Le mouvement de l'électron est donc sinusoïdal d'amplitude constante a_0 pendant la durée d'interaction considérée.

La puissance moyenne pour un électron obtenue par CALDER Circ est de $\bar{P} = 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ W}$. Cette valeur est très proche de la valeur théorique, ce qui valide le modèle utilisé pour le calcul de la puissance rayonnée dans CALDER Circ.

Maintenant que nous avons validé notre code de calcul du point de vue de la puissance, vérifions sa validité du point de vue de l'énergie rayonnée. On se place dans le cas où la direction d'observation est parallèle à l'axe longitudinal de propagation des électrons incidents.

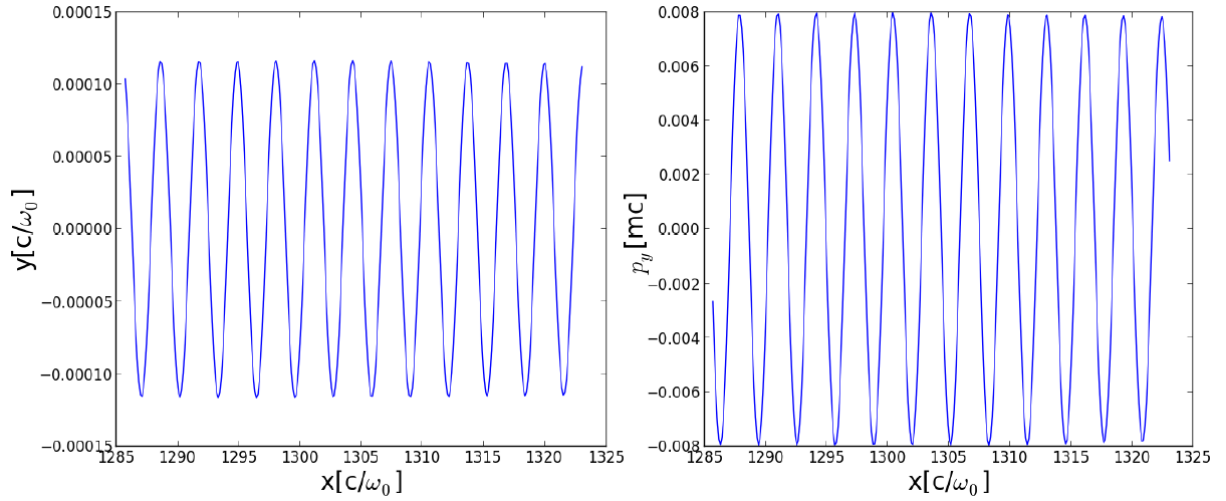


Figure 172 : Mouvement de l'électron lors de son interaction avec le laser contra-propagatif au maximum de l'impulsion laser. A gauche, la position transverse y et à droite l'impulsion transverse p_y en fonction de la position longitudinale x normalisée.

Le calcul analytique de l'énergie rayonnée par unité d'angle solide et de fréquence pour la $n^{\text{ième}}$ harmonique [76] aboutit à l'expression suivante :

$$\left. \frac{d^2 I_n}{d\omega d\Omega} \right|_{\theta=0, \omega=\omega_n} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} k_0 N_0 M_0^2 F_n(a_0) G_n(\omega) \quad (7.20)$$

avec :

- N_0 le nombre d'oscillations de l'électron,
- $M_0 = \frac{\gamma(1+\beta)^2}{1+\frac{a_0^2}{2}}$,
- $F_n(a_0) = n\alpha_n [J_{(n-1)/2}(\alpha_n) - J_{(n+1)/2}(\alpha_n)]^2$ où J désigne la fonction de Bessel de première espèce et $\alpha_n = \frac{a_0^2}{4} \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)$,
- $G(\omega) = \frac{1}{\Delta\omega} \text{sinc}(\omega - nM_0\omega_0\bar{T})$ avec $\Delta\omega = \frac{\omega_n}{nN_0}$ et $\bar{T} = \frac{L_0}{2cM_0}$ où L_0 est la longueur d'interaction.

Dans notre cas on ne considère que la première harmonique $\omega_f = 4\gamma^2\omega_0$. La formule se simplifie pour donner l'intensité maximale de la source :

$$\left. \frac{d^2 I_n}{d\omega d\Omega} \right|_{\theta=0} (\omega_f) = \frac{e^2(4\gamma^2)^2 N_0^2}{2\epsilon_0 \lambda_0 \omega_f} \alpha_1 [J_0(\alpha_1) - J_1(\alpha_1)]^2 \quad (7.21)$$

L'intensité maximale théorique rayonnée par chaque électron pendant $N_0 = 12$ oscillations est donc : $\left. \frac{d^2 I_n}{d\omega d\Omega} \right|_{\theta=0} (\omega_f) = 1,3 \cdot 10^{-20} \text{ J/eV/sr}$.

La valeur obtenue par la simulation $\max\left(\frac{d^2 I_n}{d\omega d\Omega}\right) = 1,2 \cdot 10^{-20} \text{ J/eV/sr}$ est très proche de la valeur théorique validant la méthode de calcul implémentée dans le code.

7.3.2.1.c Flux de photons X émis

Le nombre de photons X rayonnés par un seul électron pendant 1 oscillation est donné par :

$$N_X = \frac{\pi}{3} \alpha a_0^2$$

avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ la constante de structure fine.

La fréquence du rayonnement sur l'axe dans le référentiel du laboratoire étant $\omega_f = 4\gamma^2\omega_0$, l'énergie du rayonnement produit par l'interaction avec un laser 1064 nm est $E_X = 4\gamma^2 E_0$ et vaut 5,4 keV. La divergence caractéristique du rayonnement est de $1/\gamma$ et vaut $\theta_X = 29 \text{ mrad}$.

Le nombre de photons X obtenus avec CALDER Circ dépend de l'angle d'intégration. On calcule donc le nombre de photons émis pour les angles solides $30 \times 30 \text{ mrad}^2$ et $60 \times 60 \text{ mrad}^2$. L'énergie rayonnée en fonction de l'angle d'émission est représentée en Figure 173.

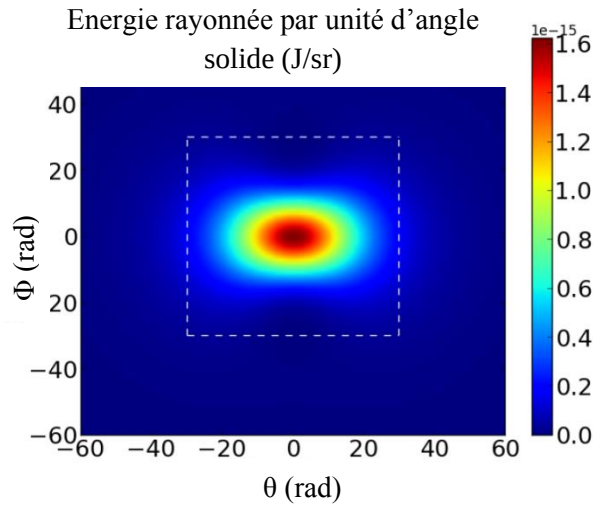


Figure 173 : Energie angulaire rayonnée lors du mouvement représenté en Figure 171.

On observe un élargissement de la distribution selon l'axe horizontal y de la source. Le champ laser est polarisé selon la direction e_z . Le mouvement d'oscillation des électrons est donc compris dans le plan $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$.

La répartition spectrale des photons rayonnés par unité d'angle solide est représentée en Figure 174(a). Après intégration dans un cône d'émission de demi-angle 30 mrad, contenant potentiellement 90% de l'énergie rayonnée, le cône est étendu à un cône de demi angle 60 mrad. En augmentant le cône d'intégration de 30 mrad à 60 mrad, on observe l'émission d'un nombre important de photons de faible énergie. La prise en compte de ce phénomène conduit à un élargissement du spectre de photons jusqu'à une énergie de coupure. Cette énergie diminue lorsqu'on augmente l'angle d'intégration Figure 174 b).

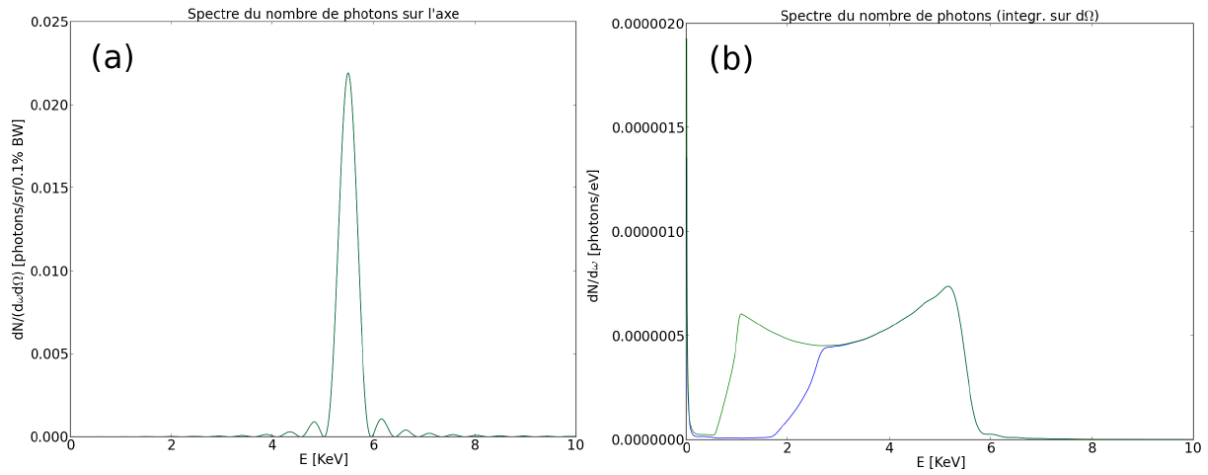


Figure 174 : a) Répartition spectrale des photons rayonnés par unité d'angle solide et de fréquence $\frac{d^2N}{d\omega d\Omega}$ émis sur l'axe lors du mouvement représenté en figure 13. b) Répartition spectrale des photons émis dans les angles solide $30 \times 30 \text{ mrad}^2$ (bleu) et $60 \times 60 \text{ mrad}^2$ (vert).

L'énergie des photons rayonnés, calculée par le code, est bien cohérente avec la valeur analytique. Les pseudo-oscillations observées sur la Figure 174(a) sont dues à la valeur discrète de l'énergie: un seul électron est mis en jeu dans la simulation. Sa fréquence est donc représentée par un Dirac et la transformée de Fourier appliquée lors du calcul de radiation provoque cette erreur numérique. Elle ne sera plus présente par la suite lorsque le paquet d'électrons comportera plusieurs électrons en distribution gaussienne temporellement et spatialement.

Le nombre de photons émis par seconde et par oscillation dans l'angle solide $30 \times 30 \text{ mrad}^2$ est de $5,1 \cdot 10^{-7}$. Il est de $7,4 \cdot 10^{-7}$ dans l'angle solide $60 \times 60 \text{ mrad}^2$. Pour obtenir le nombre de photons obtenu par le calcul analytique $N_X = 9,8 \cdot 10^{-7}$, il faudrait intégrer sur tout l'angle solide. On peut aussi remarquer que l'angle solide de $1/\gamma$ (30 mrad) contient bien 50% de la totalité des photons émis.

Cependant, la distribution des photons tracée dans la Figure 174(b) montre qu'un nombre aussi important de photons est émis à basse énergie qu'à haute énergie dans la totalité de l'angle solide. Les photons émis à grand angle étant très peu énergétiques, la majorité de l'énergie est émise proche de l'axe. On peut donc considérer que l'énergie théorique moyenne des photons sur tout l'angle solide est considérée comme étant la moitié de l'énergie émise sur l'axe.

7.3.3 Comparaison avec le code CAIN

7.3.3.1 Principe de fonctionnement

Un code de simulation souvent utilisé pour modéliser l'interaction photons-électrons est le code CAIN [94]. C'est un code qui calcule le rayonnement produit lors de l'interaction grâce à une méthode de Monte-Carlo. Il est monoprocesseur. Les résultats obtenus à partir du code CAIN ont été favorablement comparés aux résultats expérimentaux obtenus sur la source HIγS [95], permettant de valider son fonctionnement dans le cadre de l'étude de l'interaction Compton inverse. Etant donnée la faible probabilité de l'interaction, le temps de calcul pour obtenir un nombre suffisant de macroparticules de photons diffusés peut prendre plusieurs jours. Pour réduire les erreurs statistiques, le nombre de macroparticules numériques représentant les photons laser est augmenté

intentionnellement d'un facteur $\Gamma = 10^3$. En conservant le potentiel vecteur normalisé $a_0 \ll 1$, le calcul s'effectue toujours selon le processus Compton linéaire et la distribution des photons diffusée reste inchangée lorsqu'on augmente artificiellement le nombre de macroparticules pour simuler l'interaction. La Figure 175 représentant le nombre de photons X produits en fonction de l'énergie laser atteste de la linéarité du calcul effectué par CAIN.

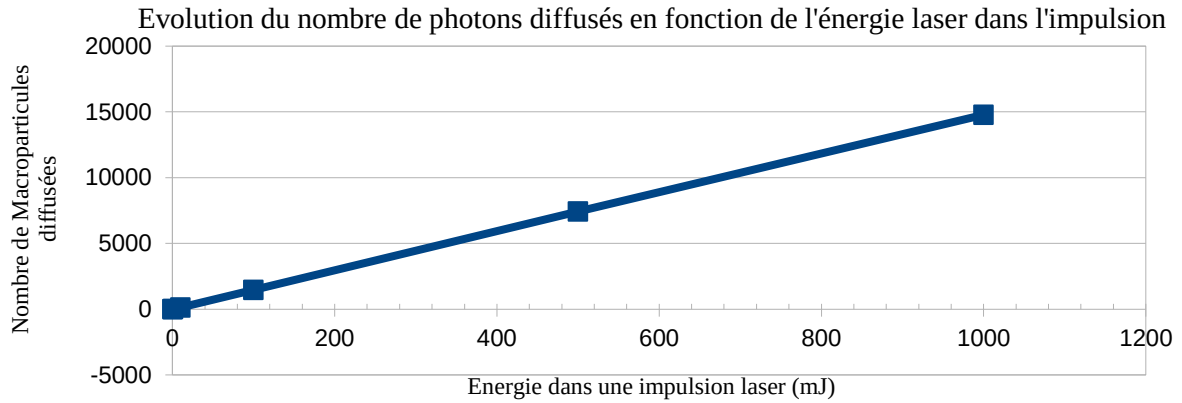


Figure 175 : Etude de la linéarité du calcul de macroparticules diffusées effectué par CAIN en fonction de l'énergie dans l'impulsion laser.

Le nombre de macroparticules d'électrons utilisé pour simuler correctement l'interaction avec le code CAIN est de $7,5 \cdot 10^7$. Le code CALDER Circ a, quant à lui, nécessite un nombre de $6,0 \cdot 10^6$ macroparticules d'électrons au total pour modéliser correctement l'interaction.

7.3.3.2 Comparaison des résultats obtenus avec CAIN et CALDER Circ

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus avec le code CALDER Circ et le Code CAIN avec un même jeu de paramètre initial.

7.3.3.2.a Nombre de photons X obtenu en conditions expérimentales

On obtient un flux de photons 1186 ph/s à l'issue de la simulation lancé avec CAIN, soit un nombre de photons par seconde très proche de celui obtenu avec le code CALDER Circ (1054 ph/s).

Le calcul du nombre de photons total émis dans le cône lors de la simulation se fait de la manière suivante :

On effectue un premier calcul des photons émis dans la zone A_1 proche de l'axe défini par la direction de propagation des électrons. On lance ensuite plusieurs simulations successives en modifiant l'angle de la direction d'observation par rapport à l'axe pour calculer le nombre de photons X émis par seconde et par unité d'angle solide pour différents angles d'observation. On peut ainsi discrétiser le calcul d'intégration spatiale du nombre de photon émis sur une suite d'anneaux concentriques Ω_n . Le cône d'émission est donc discrétisé en intervalles angulaires $[\alpha_n, \alpha_{n+1}]$ centrés

autour de θ_n sur lesquels on considère que la densité de photons X émis $\frac{dN}{d\Omega}\bigg|_{\theta=\theta_n}$ est constante. La méthode est représentée en Figure 176.

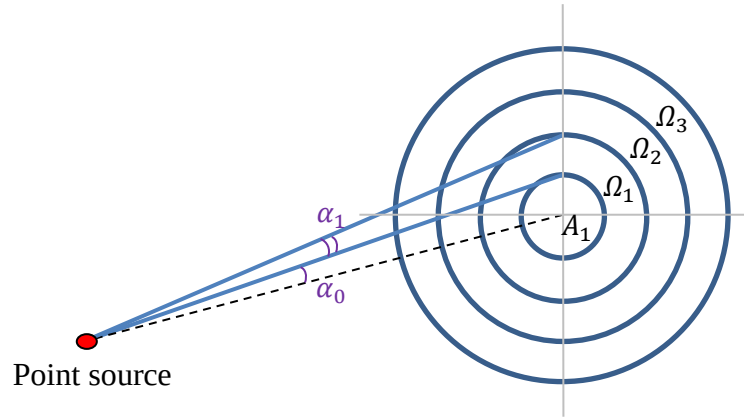


Figure 176 : Discretisation spatiale de l'intégrale permettant de sommer les photons dans la totalité du cône d'émission.

Le nombre de photons dans un anneau d'épaisseur $d\Omega_n$ est :

$$N_n = \frac{dN}{d\Omega}\bigg|_{\theta=\theta_n} * \Omega_n, \quad (7.22)$$

avec $\Omega_n = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=\alpha_n}^{\alpha_{n+1}} \sin \theta d\theta d\varphi$.

Le nombre total de photons est obtenu en sommant le nombre de photons émis dans chaque anneau Ω_n . Le nombre de photons total compris dans les N anneaux est donc :

$$N_X = \sum_{n=0}^N \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=\alpha_n}^{\alpha_{n+1}} \frac{dN}{d\Omega}\bigg|_{\theta=\theta_n} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (7.23)$$

$$N_X = \sum_{n=0}^N \frac{dN}{d\Omega}\bigg|_{\theta=\theta_n} 2\pi * (\cos \alpha_n - \cos \alpha_{n+1}) \quad (7.24)$$

On a vu précédemment que la coupe obtenue par un détecteur plan placé à une certaine distance de la source n'est pas tout à fait circulaire. Il s'agit plutôt d'une ellipse, la distribution étant plus étroite le long de la direction de polarisation du faisceau laser incident. Dans ces conditions, l'échantillonnage en anneaux concentriques contenant chacun une densité homogène de photons X n'est plus tout à fait réaliste. On subdivise donc chaque anneau en 16 portions successives centrées autour d'une valeur croissante de l'angle φ . La symétrie axiale de la figure de distribution nous permet de réduire le nombre de calculs à effectuer. On considère que les surfaces de même couleur sur la Figure 177 possèdent le même nombre de photons.

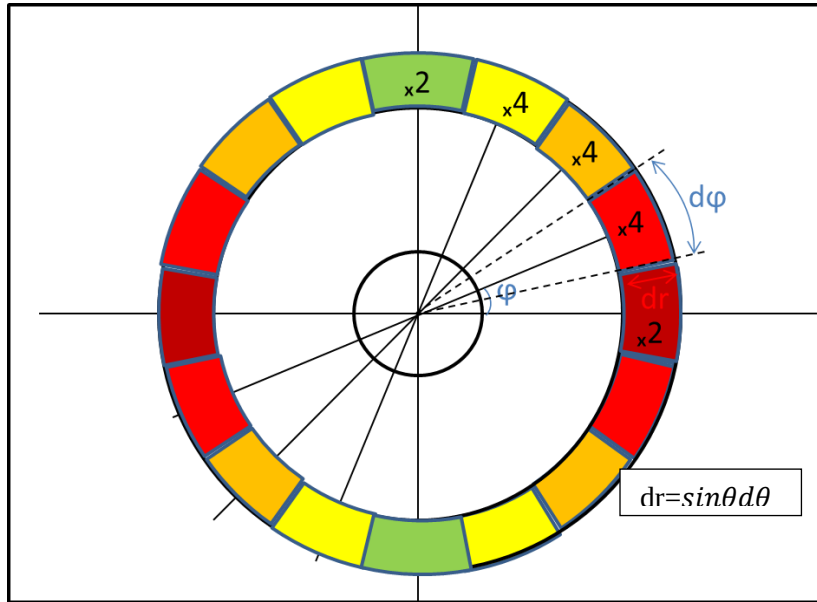


Figure 177 : Découpage de l'anneau d'intégration dans le plan de détection. Les aires de même couleur possèdent le même nombre de photons.

Pour $d\phi = \frac{\pi}{8}$, il faut calculer les sommes suivantes puis les additionner entre elles pour trouver le nombre total de photons émis :

$$\begin{aligned} & \sum_0^n \frac{dN}{d\Omega} \Big|_{\theta=\theta_n, \phi=0} * \frac{\pi}{8} * (\cos \theta_n - \cos \theta_{n+1}) * 2 \\ & \sum_0^n \frac{dN}{d\Omega} \Big|_{\theta=\theta_n, \phi=\frac{\pi}{8}} * \frac{\pi}{8} * (\cos \theta_n - \cos \theta_{n+1}) * 4 \\ & \sum_0^n \frac{dN}{d\Omega} \Big|_{\theta=\theta_n, \phi=\frac{2\pi}{8}} * \frac{\pi}{8} * (\cos \theta_n - \cos \theta_{n+1}) * 4 \\ & \sum_0^n \frac{dN}{d\Omega} \Big|_{\theta=\theta_n, \phi=\frac{3\pi}{8}} * \frac{\pi}{8} * (\cos \theta_n - \cos \theta_{n+1}) * 4 \\ & \sum_0^n \frac{dN}{d\Omega} \Big|_{\theta=\theta_n, \phi=\frac{\pi}{4}} * \frac{\pi}{8} * (\cos \theta_n - \cos \theta_{n+1}) * 2 \end{aligned}$$

On trouve un flux de photons total de 1054 ph/s. Ce résultat est en bon accord avec la simulation CAIN (1186 ph/s).

Les distributions du nombre et de l'énergie des photons dans le cône obtenu avec chaque code sont tracées respectivement en Figure 178 et Figure 179. La différence de largeur entre les deux profils

peut expliquer la légère différence. Le profil obtenu avec CAIN étant plus large, un nombre plus important de photons à basse énergie est produit. Cependant si on se limite à un cône de demi-angle 10 mrad par rapport à l'axe où sont émis les photons d'énergie maximale, on retrouve un bon accord entre les deux simulations.

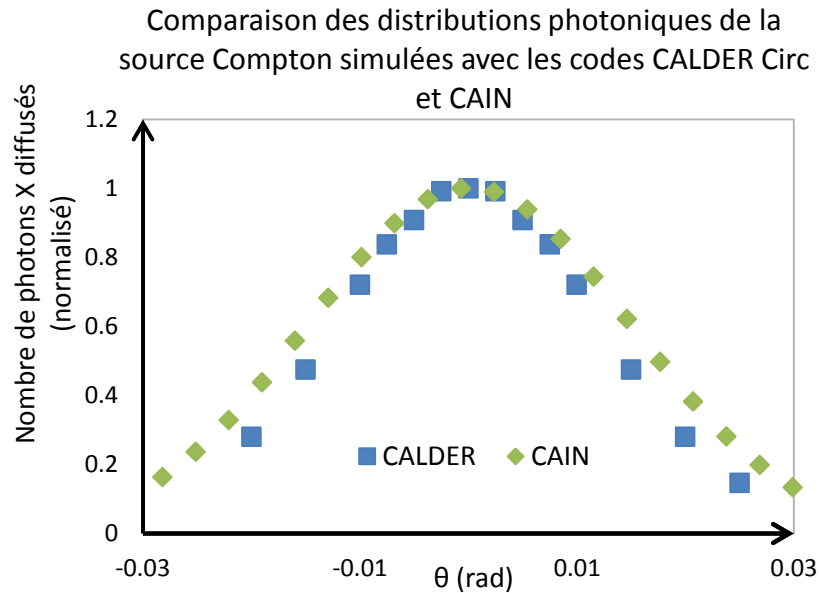


Figure 178 : Distributions des photons X de la source Compton simulée avec les paramètres listés dans le Tableau 18.

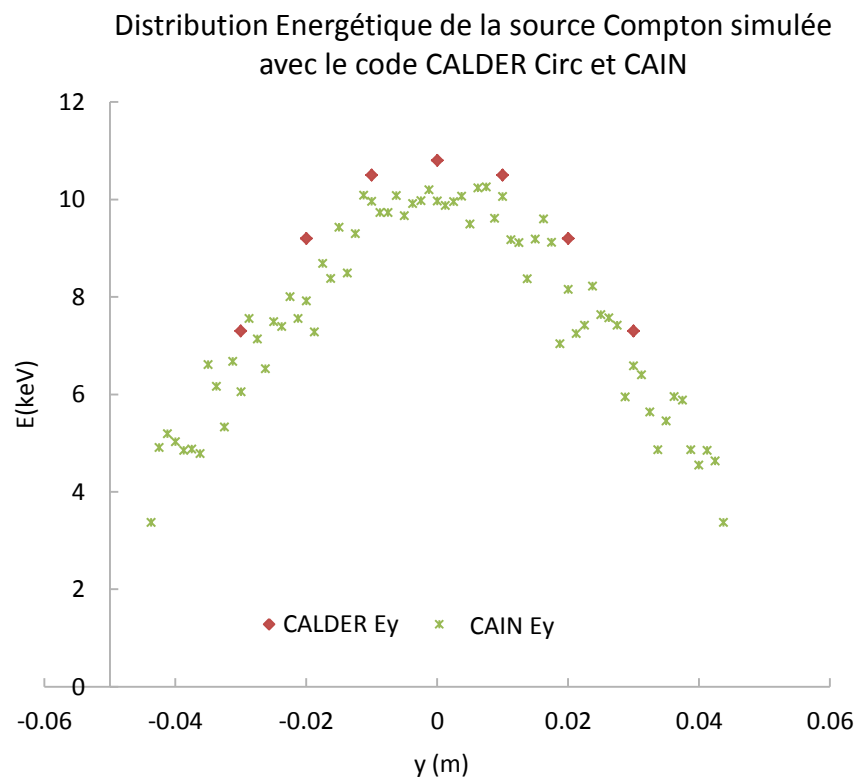


Figure 179 : Distributions énergétique de la source Compton simulée avec les paramètres listés dans le Tableau 18.

7.4 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Pour finir, nous allons comparer les résultats obtenus à l'aide des codes de simulation avec la caractérisation de la source effectuée à partir des expériences. Nous allons effectuer ces comparaisons successivement pour chacune des deux énergies électroniques utilisées expérimentalement, 18 MeV et 30 MeV.

À partir des résultats de simulation, il est possible d'obtenir les caractéristiques de la source X suivantes :

- la distribution photonique et énergétique dans la totalité du cône d'émission,
- le spectre en énergie,
- la proportion de photons émis dans un cône de demi-angle donné.

Il est à noter que le spectre du rayonnement X produit par notre source Compton n'est pas directement accessible expérimentalement. L'empilement d'ERLM utilisé pour mesurer l'énergie de la source ne nous permet pas de déterminer la largeur spectrale de la source. Le fonctionnement des codes pour évaluer les performances de la source Compton ayant été validés précédemment, on pourra à l'avenir se servir des résultats de simulation pour établir le spectre énergétique de la source.

7.4.1 Source avec des électrons de 17,7 MeV

Les calculs sont faits à l'échelle d'une micro-impulsion. Le tableau suivant liste les paramètres des faisceaux d'électrons, de photons fournis en entrées de la simulation.

Tableau 18 : Paramètres de l'interaction utilisés pour les simulations (cas 17.7 MeV).

Paramètres du faisceau d'électrons	
Energie cinétique des électrons	17,7 MeV
Durée rms de la micro-impulsion	12,4 ps
Charge dans la micro-impulsion	0,41 nC
Emittance normalisée horizontale	8 $\mu\text{m}.\text{rad}$
Emittance normalisée verticale	19 $\mu\text{m}.\text{rad}$
Taille rms transverse du faisceau	115 μm
Paramètres du faisceau laser	
Durée rms de la micro-impulsion	12,4 ps
Energie dans une micro-impulsion	0,25 mJ
Taille rms transverse du faisceau	190 $\mu\text{m}(\text{h})$
Caractéristiques de la source X obtenue	
Energie au centre du cône	11 keV

Le calcul est effectué avec le code CALDER Circ pour une polarisation horizontale du laser d'interaction dans le plan formé par les deux faisceaux de particules (= selon $\vec{e}_z$) puis selon $\vec{e}_y$ (verticale). On rappelle que la direction de propagation des électrons est selon $\vec{e}_x$.

7.4.1.1 Largeur du cône de rayonnement

Le code CALDER Circ nous donne la répartition énergétique en fonction de l'angle de diffusion. On peut comparer ce résultat avec la distribution spatiale de la source donnée par le code CAIN dans un plan de détection située à 800 mm du point source (configuration expérimentale).

Le code CAIN nous donne la répartition des photons X émis dans le cône de diffusion en fonction de la distance d par rapport à l'axe. Le plan de détection étant placé à une distance $D = 800$ mm de la source, on peut retrouver l'angle de diffusion $\alpha = \arctan(d / D)$. L'échelle de couleur représente l'énergie des photons diffusés (en eV). Les particules sont globalement comprises dans un cône total demi-angle

On rappelle que la divergence réelle de la source mesurée expérimentalement sur l'axe perpendiculaire à la direction de polarisation est de 30 mrad. Il s'agit du demi-angle du cône d'émission contenant 90% du flux. Les deux résultats de simulations CAIN et CALDER Circ semble donc en accord avec le calcul analytique et l'expérience.

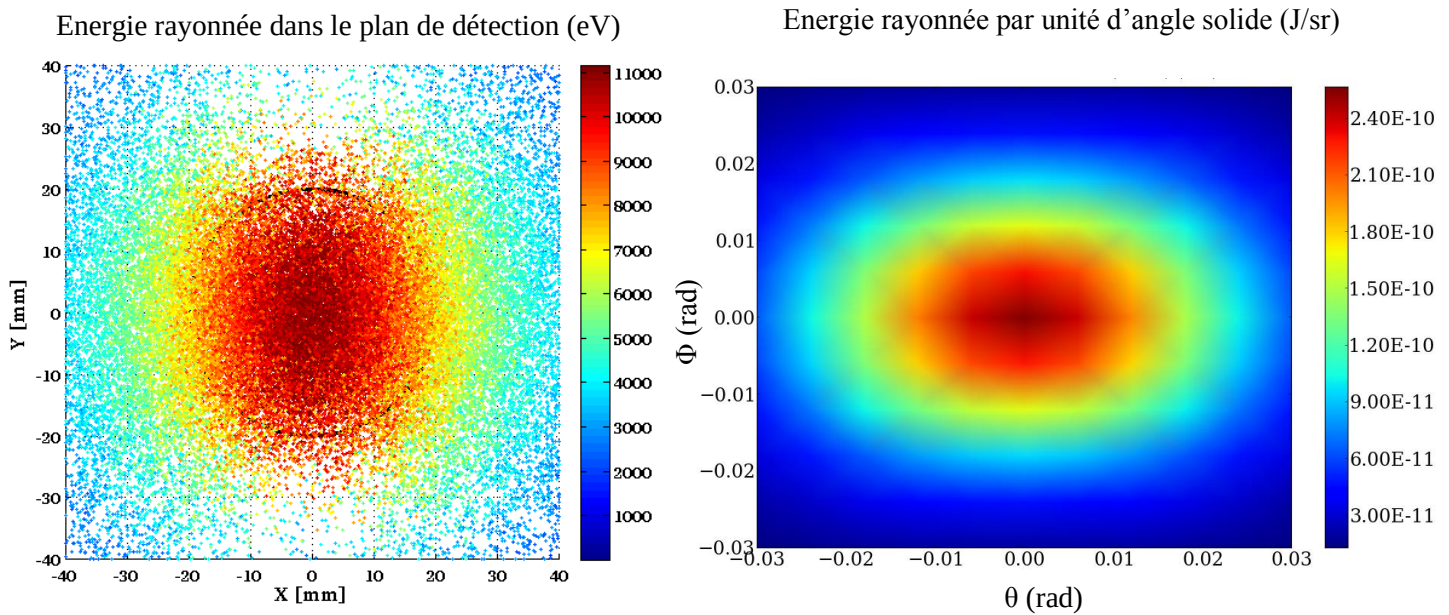


Figure 180: Répartition spatiale de l'énergie rayonnée dans le plan de détection situé à 800 mm du point source obtenue avec le code CAIN (à gauche) et répartition spatiale de l'énergie rayonnée par unité d'angle solide obtenue avec le code CALDER Circ (à droite).

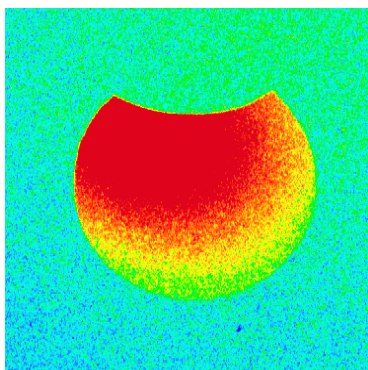


Figure 181 : Distribution spatiale des photons rayonnés obtenue expérimentalement avec des électrons de 17.7 MeV (issue d'un ERLM).

A présent, comparons les profils de la distribution des photons X émis issus des simulations avec les résultats expérimentaux (Figure 182). Le profil expérimental est obtenu après un traitement correctif des données extraites de l'ERLM et présenté au paragraphe 5.1.1.4.

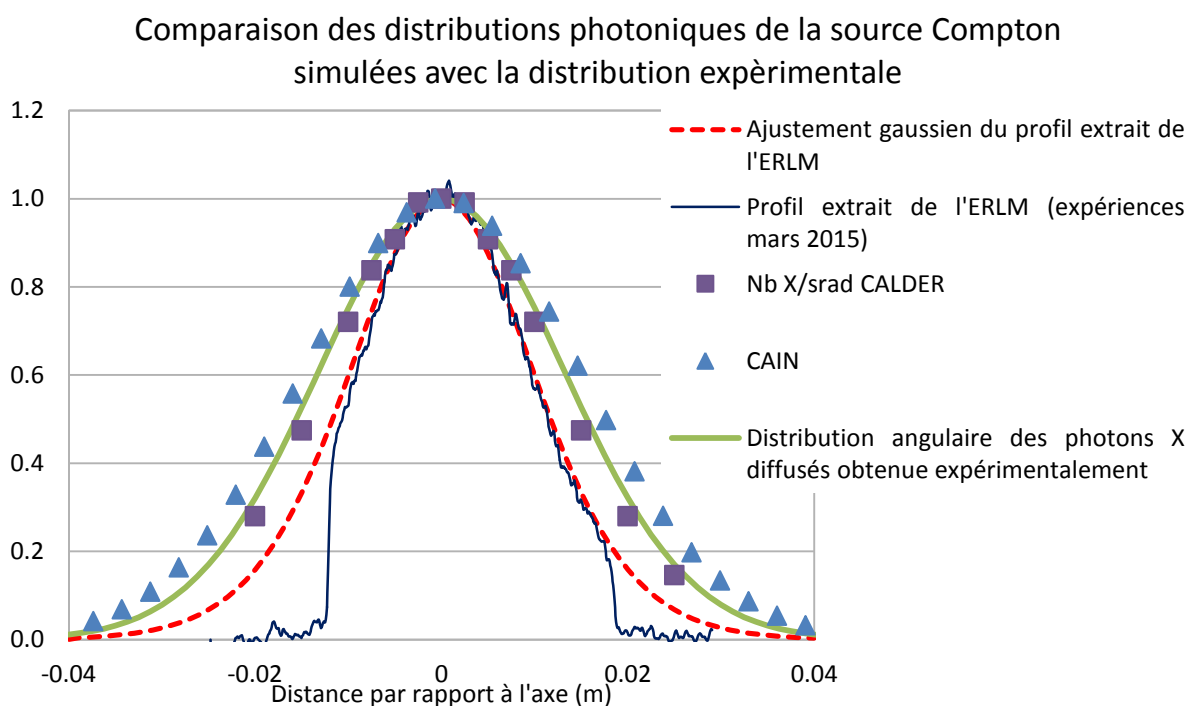


Figure 182 : Comparaison des profils de la distribution angulaire des photons X obtenus expérimentalement avec les profils obtenus avec les codes de simulation CALDER et CAIN.

Pour comparer la largeur des profils de distribution angulaire obtenue avec les deux codes à la distribution obtenue expérimentalement, on normalise les courbes de distribution. La courbe rouge représente la gaussienne ajustée qui se rapproche le plus du profil expérimental. En effet, il est nécessaire d'extrapoler cette distribution car le faisceau d'X est diaphragmé par la fenêtre de Béryllium à la sortie de la chambre d'interaction. Il est en accord avec le profil simulé à l'aide de CALDER Circ. Bien que le profil obtenu par la simulation CAIN soit un peu plus large que le profil

expérimental, l'écart reste faible : il est de 16 % pour un angle de diffusion de 9,5 mrad. Plus généralement, les distributions angulaires tracées sont en accord avec la valeur analytique de divergence de la source qui vaut $1/\gamma$ soit 30 mrad et qui représente le demi-angle du cône qui contient la quasi-totalité des photons diffusés.

La distribution énergétique du rayonnement selon l'axe X et Y obtenue avec CAIN est représentée dans la figure 130. La distribution énergétique calculée par CALDER Circ n'est pas représentée ici. Le but est ici de montrer l'asymétrie de la répartition en énergie qui est différente suivant l'axe d'observation choisi. Ce résultat est notamment utile pour choisir la collimation de la source en fonction de la dispersion en énergie souhaitée. La dispersion spectrale étant plus importante selon la direction X. En analysant la distribution spectrale en Y, on peut estimer que dans un cône de demi-angle 10 mrad la source est relativement monochromatique avec une largeur spectrale de 10%. A partir de cet angle l'énergie des photons commence à décroître en dessous de 9,9 keV.

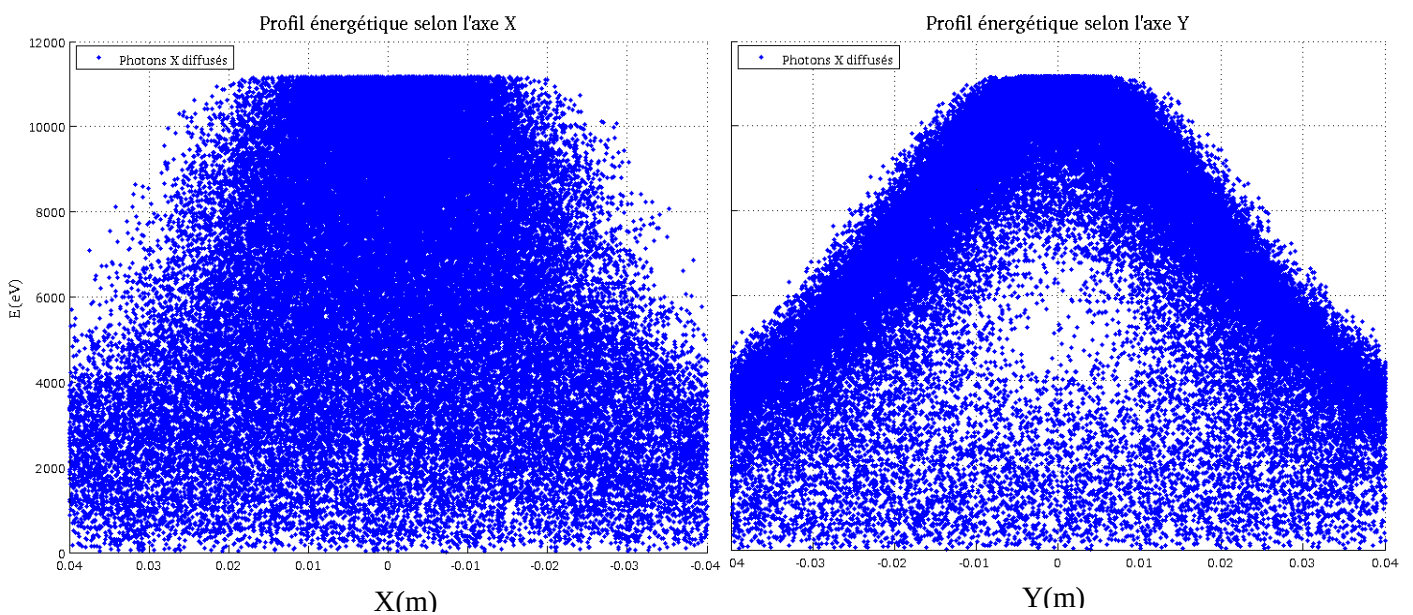


Figure 133 : Distribution énergétique du rayonnement selon l'axe X et Y obtenue avec CAIN.

7.4.1.2 Spectre énergétique des photons rayonnés

On présente ici le spectre obtenu avec le code CAIN de la totalité des photons rayonnés (Figure 184). Il n'a pas été tracé avec le code CALDER Circ. On peut constater ici aussi qu'on a autant de photons émis à basse énergie (< 6 keV) qu'à haute énergie (> 6 keV).

La simulation nous permet aussi de tracer le spectre dans un cône réduit de demi-angle 10 mrad correspondant au cône dans lequel les photons ont pu être comptés expérimentalement.

Dans le calcul CAIN, le nombre de photons laser a été artificiellement augmenté d'un facteur $\Gamma = 1000$ pour améliorer la statistique de la simulation, ce qui ne modifie en rien la distribution spectrale des photons X rayonnée (voir paragraphe 7.3.3.1). De plus, la dispersion énergétique du paquet d'électron n'est pas prise en compte. Le code CALDER Circ nous donne le spectre rayonné sur

l'axe ($\theta = 0$). Pour calculer le nombre de photons émis dans un cône de 10 mrad, il faut intégrer le nombre de photons émis sur les angles solides inclus dans celui-ci, en suivant la méthode décrite au paragraphe 7.3.3.2.a (Figure 182).

L'énergie maximale rayonnée est de 11 keV. Ces résultats nous permettent de confirmer la largeur de bande spectrale à mi-hauteur (LTMH) qui peut être estimée à 10% dans un cône de 10 mrad.

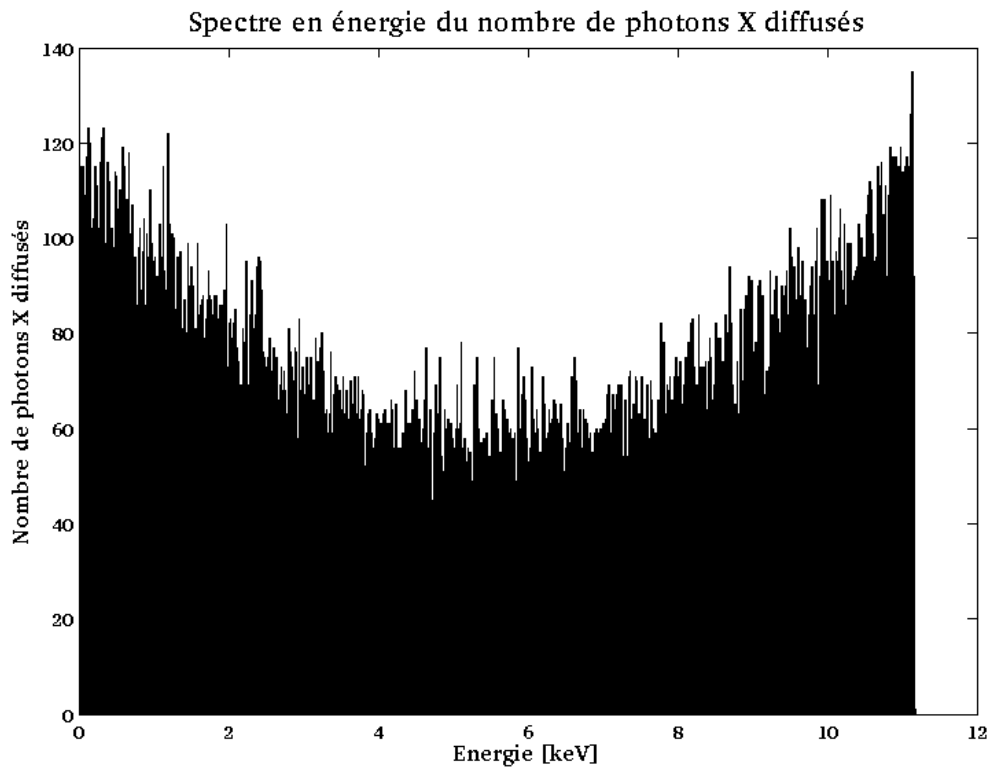


Figure 184 : Spectre énergétique de la source X rayonné dans tout l'espace.

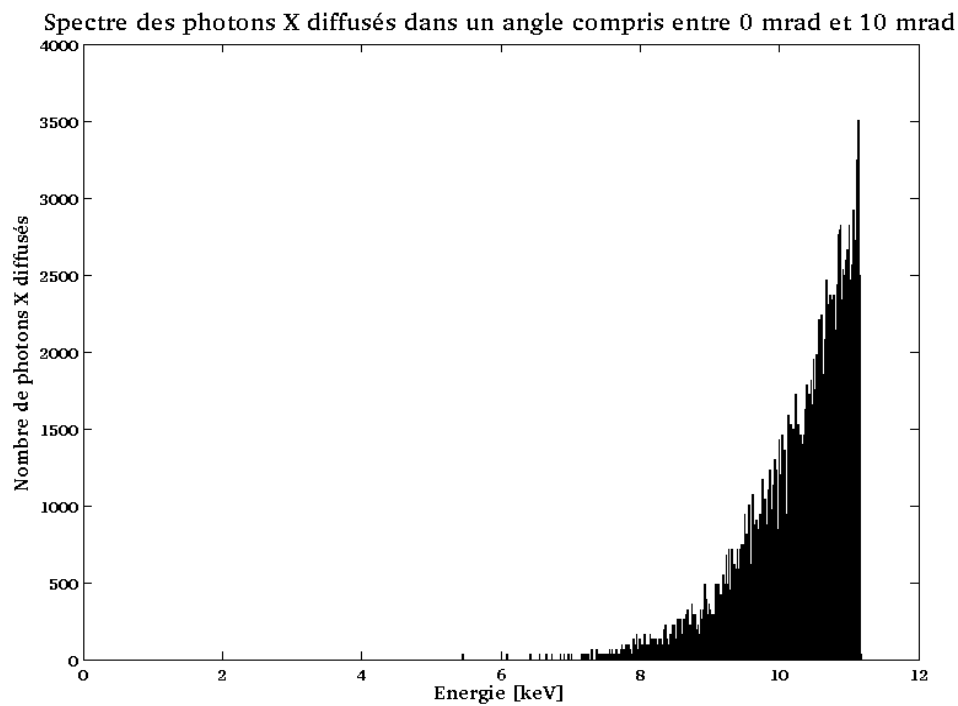


Figure 185 : Spectre énergétique de la source X dans un cône de demi-angle 10 mrad (~10% bande spectrale).

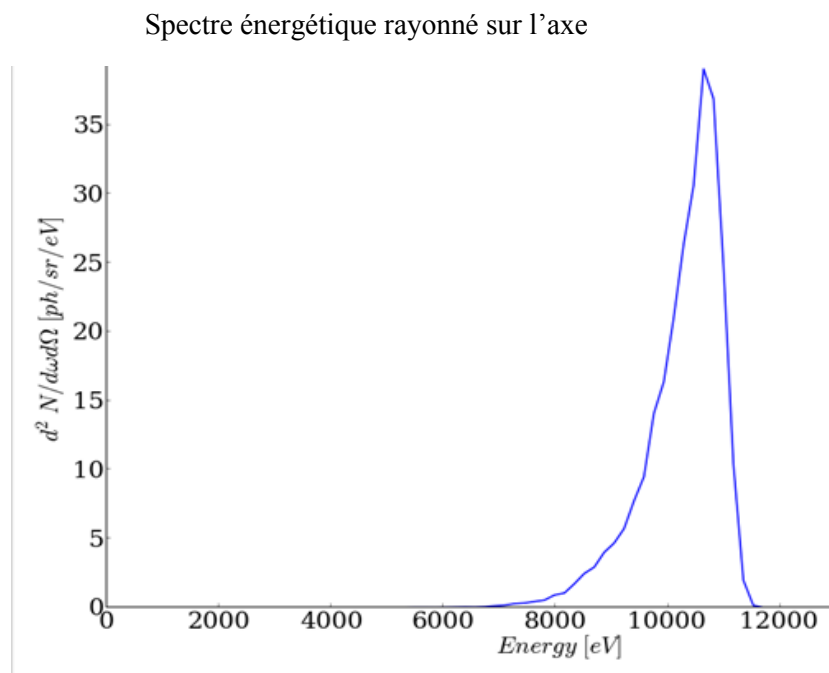


Figure 186 : Spectre énergétique de la source X sur l'axe (en ph/sr).

7.4.2 Source émise avec des électrons de 30 MeV

De même que pour la source produite avec des électrons de 17,7 MeV, on peut comparer les résultats expérimentaux et les simulations pour des électrons de 30 MeV (Tableau 19). On trace donc

successivement l'énergie rayonnée, la distribution en énergie, la distribution spatiale des photons X suivant les deux directions X et Y puis le spectre d'émission.

Tableau 19 : Paramètres de l'interaction utilisés pour les simulations (cas 30 MeV).

Paramètres du faisceau d'électrons	
Energie cinétique des électrons	30 MeV
Durée rms de la micro-impulsion	12,4 ps
Charge dans la micro-impulsion	0,41 nC
Emittance normalisée horizontal	21 $\mu\text{m}.\text{rad}$
Emittance normalisée verticale	45 $\mu\text{m}.\text{rad}$
Taille rms transverse du faisceau	115 μm
Paramètres du faisceau laser	
Durée rms de la micro-impulsion	12,4 ps
Energie dans une micro-impulsion	0,25 mJ
Taille rms transverse du faisceau	190 $\mu\text{m}(\text{h})$
Caractéristiques de la source X obtenue	
Energie au centre du cône	33 keV

Dans un premier temps on peut observer que la divergence caractéristique de la source est bien plus faible que dans le cas de la source produite avec des électrons de 18 MeV (Figure 187). Ceci est à nouveau en accord avec l'image de la source obtenue expérimentalement (Figure 188). Cette observation se retrouve avec le calcul analytique qui prévoit une divergence de $1/\gamma = 17 \text{ mrad}$. On peut voir effectivement sur la Figure 187 que la quasi-totalité de l'énergie rayonnée est contenu dans un cône de demi-angle inférieur à 20 mrad.

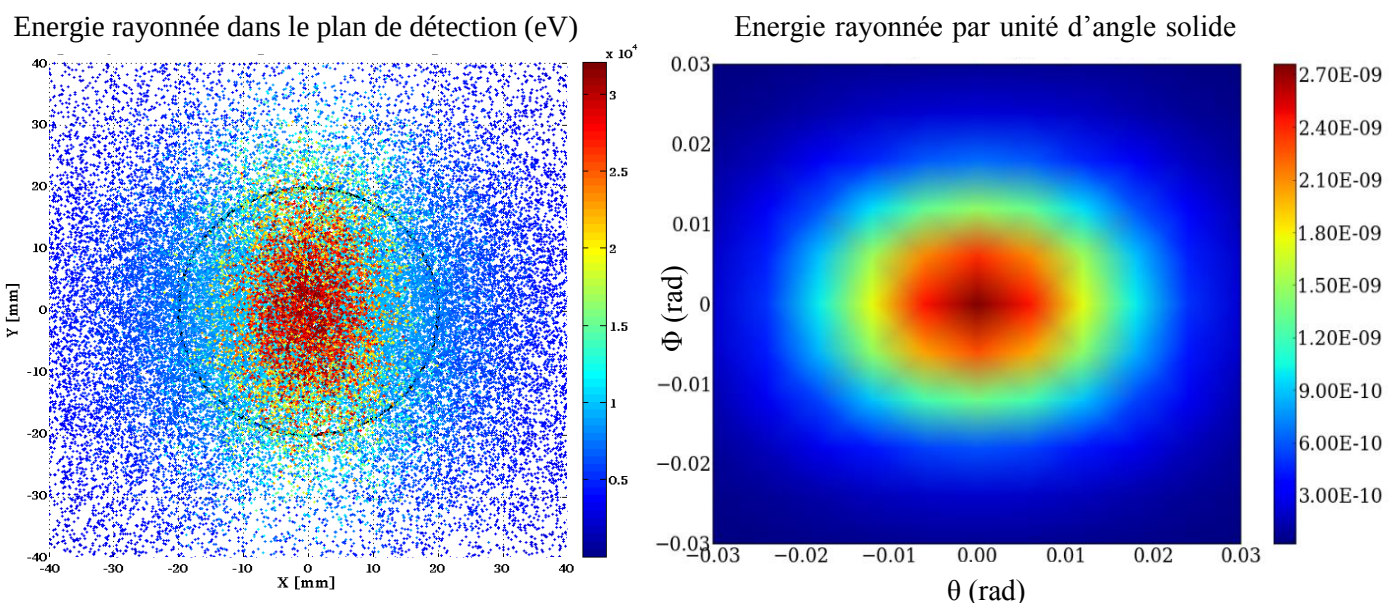


Figure 187 : Energie rayonnée par unité d'angle solide dans les conditions présentées dans le Tableau 19 dans le cas où le laser d'interaction est polarisé verticalement (CALDER Circ).

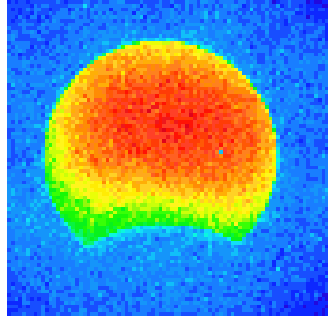


Figure 188 : Distribution spatiale des photons rayonnés obtenue expérimentalement avec des électrons de 30 MeV (issue d'un ERLM).

Le profil énergétique suivant l'axe X et Y (Figure 189) sont aussi plus étroits que les profils énergétiques de la source créée avec des électrons de 18 MeV.

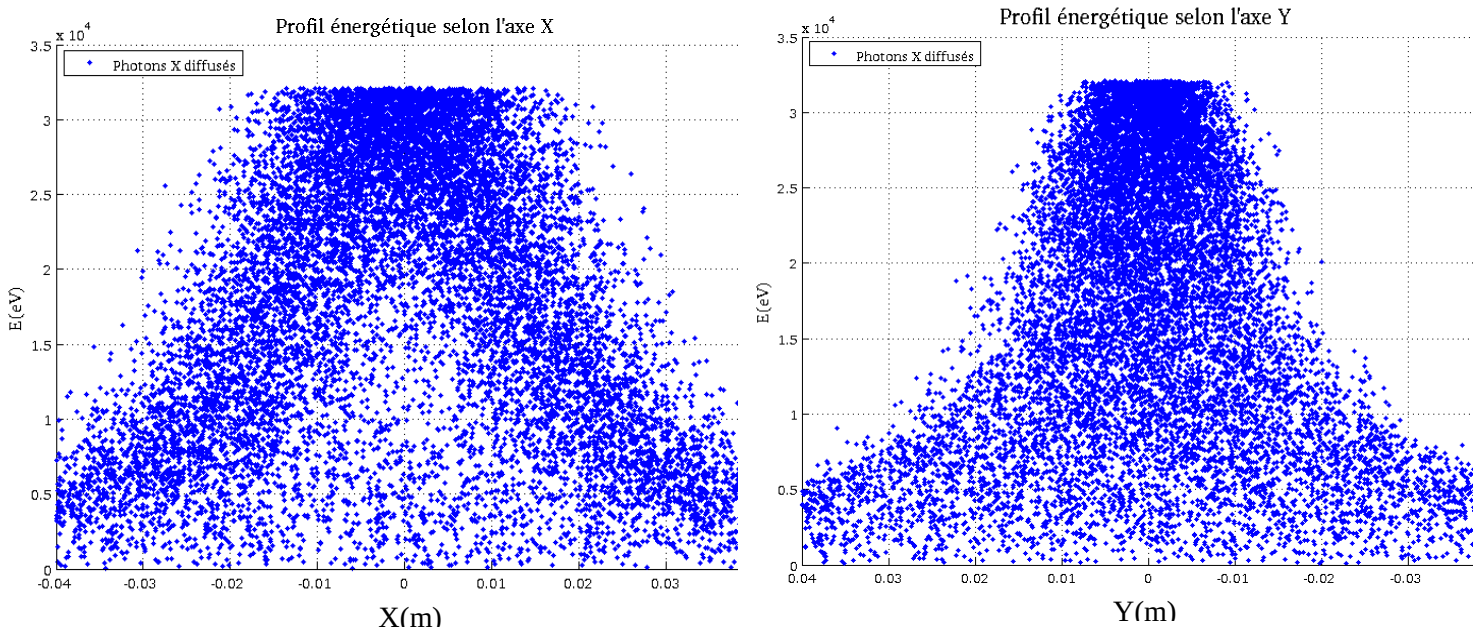


Figure 189 : Distribution énergétique du rayonnement selon l'axe X et Y obtenue dans le cas d'électrons de 30 MeV (CAIN).

A partir de la Figure 190, on estime la largeur à mi-hauteur des profils de cette source à 30 mm suivant l'axe X et 16 mm suivant l'axe Y . Le plan de détection étant placé à 800 mm du point source, on peut considérer la distribution angulaire de la source comme une gaussienne de largeur à mi-hauteur 37,5 mrad soit 16 mrad de largeur *rms* selon l'axe X et comme une gaussienne de largeur à mi-hauteur 20 mrad, soit 8,5 mrad de largeur *rms* selon l'axe Y .

Les résultats expérimentaux donnent une largeur *rms* du profil de distribution des photons X de 12,2 mrad et 9,6 mrad respectivement selon les directions X et Y . L'écart moyen entre la mesure expérimentale et la simulation est donc de 2,5 mrad.

On présente sur la Figure 191 le spectre rayonné dans tout l'espace. L'énergie maximum de la source est à présent de 33 keV. Cette valeur est à la fois en accord avec l'expérience et avec la valeur calculé analytiquement.

De même que précédemment, on présente en Figure 192 le spectre rayonné dans un cône de 10 mrad avec les deux codes de simulation. Dans la simulation avec le code CAIN, on a cette fois-ci augmenté l'énergie contenue dans le faisceau laser d'un facteur $\Gamma = 100$ pour améliorer la statistique.

Les deux résultats de simulations donnent une largeur spectrale de 30% à mi-hauteur soit une largeur 3 fois plus importante que dans le cas de la source avec des électrons de 17,7 MeV. Ceci peut s'expliquer par le fait que la dispersion énergétique du faisceau d'électron à 30 MeV est plus importante qu'à 17,7 MeV. En effet, ces dernières expériences mettant en jeu un faisceau d'électrons de 30 MeV n'ont pas été réglées de manière optimale.

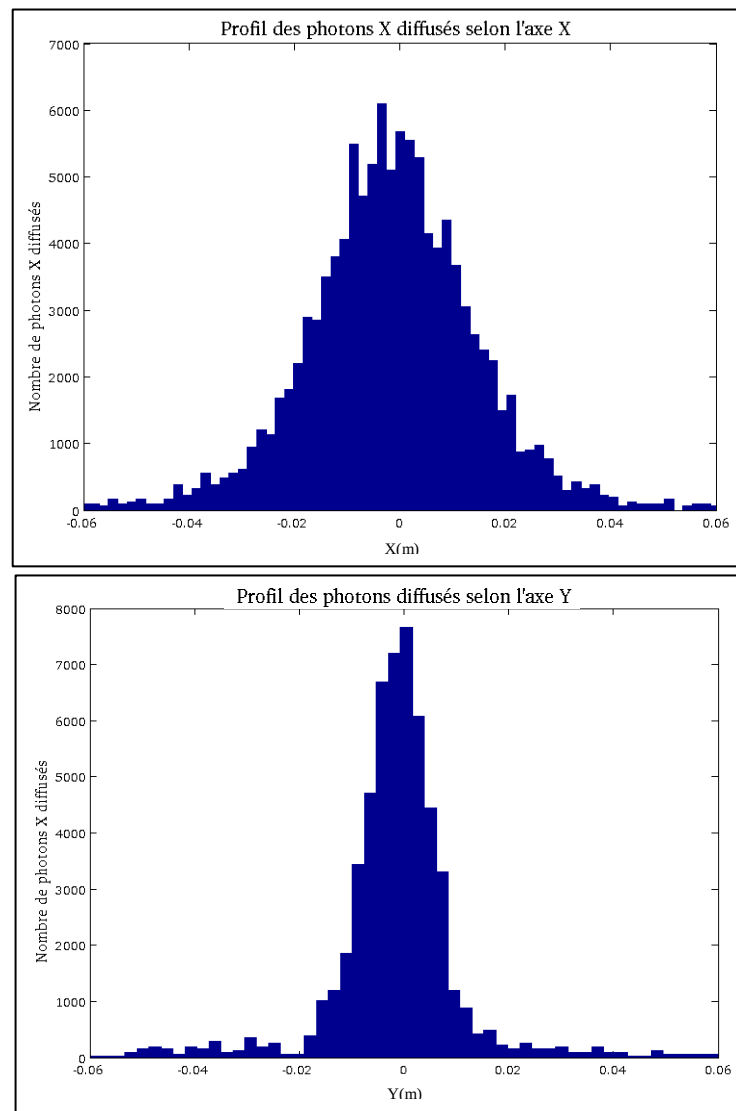


Figure 190: Distribution spatiale des photons X suivant les directions X et Y dans le cas d'électrons de 30 MeV (CAIN).

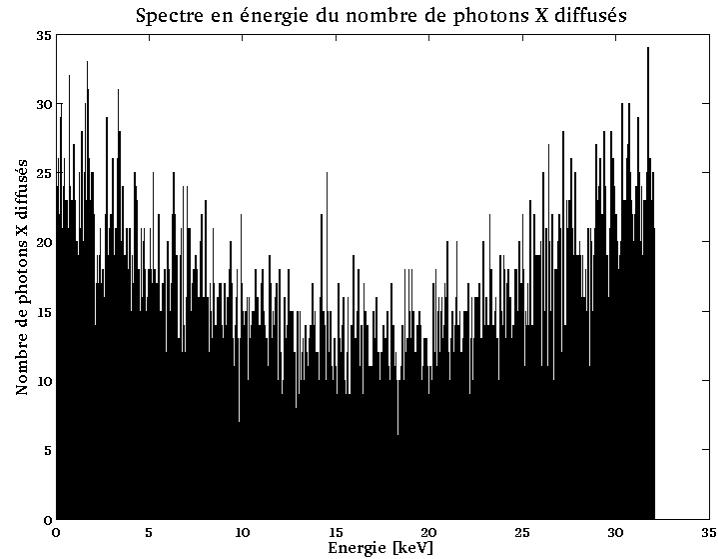


Figure 191 : Spectre énergétique de la source X rayonné dans tout l'espace dans le cas d'électrons de 30 MeV (CAIN).

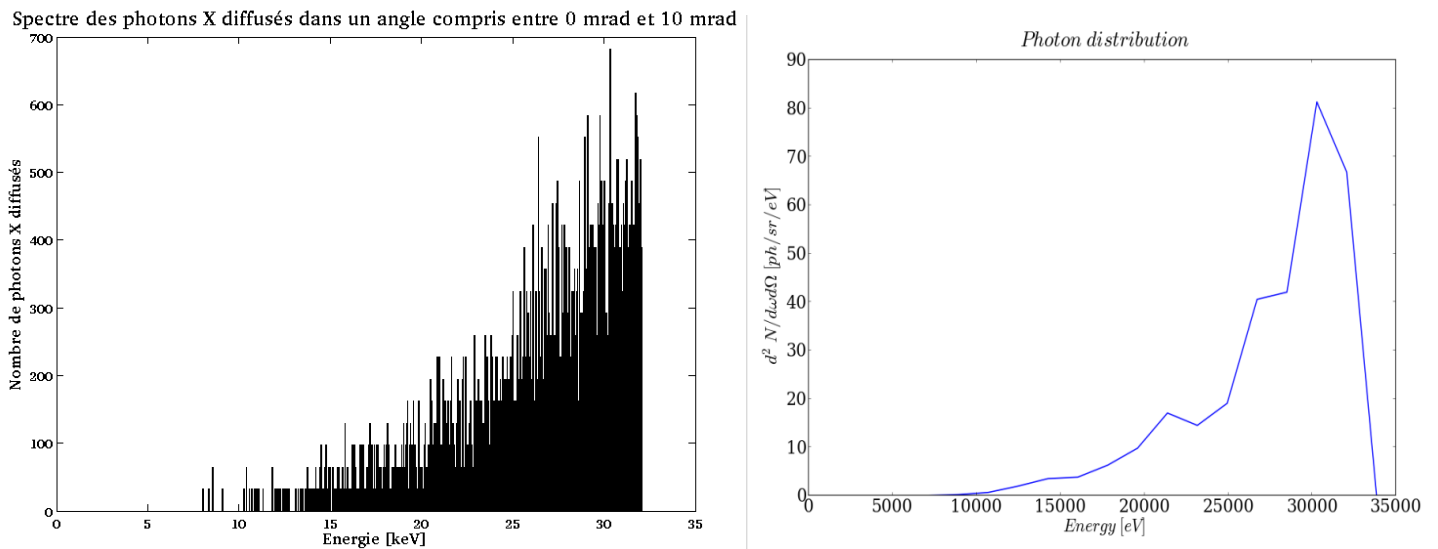


Figure 192 : Spectre énergétique de la source X dans un cône de demi-angle 10 mrad (~10% bande spectrale) obtenu avec le code CAIN (à gauche) et spectre énergétique de la source X émis sur l'axe obtenu avec le code CALDER Circ (à droite)

7.4.3 Bilan des simulations

Le code de simulation CALDER Circ a été adapté spécifiquement à la source Compton inverse développée sur ELSA. Son nouveau mode de fonctionnement a d'abord été validé à l'aide d'une comparaison avec le calcul analytique. Les calculs de la puissance et de l'énergie rayonnées ont été vérifiés dans un premier temps dans un cas mettant en jeu un seul électron. L'étude a ensuite été étendue au cas d'un paquet d'électron et a montré une très bonne cohérence avec les calculs analytiques.

Le code CALDER Circ a ensuite été comparé aux résultats expérimentaux obtenus respectivement avec des électrons de 18 MeV et des électrons de 30 MeV. L'étude a révélé un très bon accord entre la simulation et l'expérience concernant la divergence de la source ainsi que le profil

de la distribution angulaire des photons rétrodiffusés. On a notamment remarqué l'effet de la polarisation du laser incident sur la répartition spatiale de la source en accord avec l'expérience et les prédictions du calcul analytique. Le profil de la répartition énergétique des photons X est sensiblement plus étroit dans le plan contenant la direction de polarisation de laser incident.

Le spectre issu de la simulation pourra être utilisé pour caractériser la source mise en œuvre expérimentalement. Il est possible de connaître le spectre rayonné dans un cône de demi-angle 10 mrad. Il correspond au cône de rayonnement complet dans lequel le comptage de photons a été effectué expérimentalement. D'autre part, ce spectre est indispensable pour connaître la largeur spectrale de la source. On a pu d'ailleurs noter l'influence de la dispersion énergétique du faisceau d'électrons sur cette largeur spectrale qui est passé de 10% à 30% suite à la mise à niveau de l'installation (montée en énergie).

Pour compléter l'étude, une analyse comparative du code de simulation CALDER avec le code CAIN, utilisant une toute autre méthode de calcul, a été effectuée. Il s'agit d'une avancée à la fois pour le développement de la source et pour le développement du code lui-même. Elle a ouvert la voie à plusieurs perspectives d'amélioration. Dans un premier temps il faudrait finaliser la méthode de comptage de photons qui ne donne pas encore de résultats suffisamment convaincants pour être présentés dans le cadre de cette thèse.

Enfin l'expérience acquise suite à l'effort fourni pour adapter le code CALDER Circ à la configuration d'ELSA rend envisageable l'implémentation de nouvelles géométries d'interaction. Par exemple, il est tout à fait possible de prendre en compte, dans la simulation, les 7 faisceaux laser utilisés lors du fonctionnement du système optique SMILE. Cela permettrait notamment d'étudier plus précisément l'effet des interférences et des défauts d'alignement des faisceaux.

Conclusion

Suite aux premières expériences réussies de production de photons X Compton sur ELSA en 2011, il a été décidé de pousser plus loin l'expérience, afin de créer une source X Compton disponible pour les utilisateurs du CEA et du monde scientifique en général. La particularité de cette source réside tout d'abord dans son objectif : la génération d'impulsions en mode monocoup pour la caractérisation de détecteurs X. Elle réside aussi dans le contexte dans lequel elle se développe : celle d'un accélérateur linéaire déjà en exploitation pour la production d'électrons et de rayonnement de freinage.

L'objectif majeur de mon travail de thèse était triple : il s'agissait d'abord de mettre en place une nouvelle expérience Compton sur ELSA sur une ligne accélérateur constamment en utilisation par les utilisateurs de la machine, en redéfinissant totalement l'espace d'interaction et les diagnostics nécessaires, et en étant donc confrontée à la rigidité des plannings d'utilisation d'ELSA et aux contraintes classiques des accélérateurs de particules, comme la sûreté et la radioprotection. Il s'agissait ensuite de trouver et de tester des idées permettant d'augmenter le flux d'X produit par ce type de source, compatible avec la caractéristique « monocoup » recherchée. C'est la raison pour laquelle une grande partie de mon travail a été consacrée à la définition du SMILE et aux méthodes d'alignement parfois ardues de celui-ci. Enfin j'ai estimé utile de pousser les études de simulations qu'avait engagées Anne Sophie Chauchat avec CAIN sur l'outil de simulation de la DAM : CALDER. Ces simulations donnent un éclairage complémentaire sur le schéma d'interaction Compton utilisé sur notre source.

Dans un premier temps, dans la logique des choses, un travail d'ampleur avec toute l'équipe d'ELSA a été entrepris pour définir l'espace d'interaction Compton. Dans ce travail, j'ai collecté les idées des uns et des autres, fait un bilan des diverses contraintes d'ordre mécanique, de place, d'organisation (pour le montage et démontage de l'expérience Compton), défini les besoins en termes de mesure (spatiales et temporelles) qu'ils soient destinés aux mesures optiques, électroniques ou X. J'ai rédigé un cahier des charges pour la réalisation de l'ensemble d'interaction qui a fait l'objet d'une consultation pour sa réalisation. En parallèle, d'autres membres de l'équipe ont développé des parties de la ligne qui n'ont pas été détaillées dans cette thèse mais qui sont indispensables pour réaliser ce type d'expérience. Il s'agit en particulier de la ligne située après l'expérience, guidant les électrons après le point d'interaction vers le beam dump. Ce beam dump et le dipôle utilisé pour y dévier les électrons n'entrent pas directement dans le cadre de l'interaction elle-même, mais ils sont bien sûr indispensables pour permettre à la ligne de fonctionner. Je pense aussi à l'ensemble des apports en électricité, en eau de refroidissement, en pompage : toutes les servitudes classiques des lignes accélérateurs qui n'étaient pas encore définies au début de ce travail. La réalisation mécanique de l'espace d'interaction a été livrée environ un an et demi après mon arrivée au laboratoire. Nous avons pu alors commencer les expériences. Les résultats des mesures nous ont permis de montrer que le déploiement de la source à ce nouvel emplacement donnait des résultats tout à fait satisfaisants. Les problèmes nouveaux qui ont été rencontrés, notamment du point de vue du bruit de fond, ont été analysés et résolus.

De plus, les tout premiers résultats à une énergie de 30 MeV ont été obtenus, grande première sur l'installation ELSA qui était jusqu'à présent limitée à 18 MeV.

Ensuite, notre idée basée sur la circulation de photons dans un système à plusieurs miroirs a été explorée, baptisée SMILE (Système Multipassage pour Interaction Laser Electrons). Bien qu'intuitivement ce type de système soit adapté à un fonctionnement récurrent, nous avons montré que nous pouvions en tirer profit en mode monocoup. Nous avons fait l'étude d'un système permettant d'empiler huit impulsions laser pour interagir avec un paquet d'électrons unique. Le nombre d'impulsions laser dans l'empilement ne constitue pas une limite physique en soi et il est probablement possible de l'augmenter. Il conditionne cependant l'encombrement du système et il a été fixé à 8 afin d'être compatible avec les caractéristiques mécaniques d'ELSA. Au début de mon travail, la faisabilité mécanique du SMILE n'était pas acquise, notamment à cause de la précision de pointé recherchée. Lors des séances de travail de l'équipe ELSA, de nombreuses idées sur le design du SMILE ont été suggérées, trop nombreuses pour être exposées ici, certaines basées sur un alignement hors ligne en laboratoire et une insertion soigneuse sur la ligne, d'autres sur l'alignement *in situ* telles que celles que nous avons finalement retenues. Il faut ajouter que la conception mécanique effectuée avec la société AVANTIS Technologie, a permis de lever petit à petit les incertitudes et à aboutir à un système robuste, suffisamment précis, effectivement réglable, raisonnablement peu sensible aux vibrations et à la température. Nous avons réussi à implémenter un SMILE dans un espace extrêmement réduit, avec notamment un des deux plateaux enclavé entre deux quadrupôles d'un triplet existant. Le système est tellement imbriqué dans la ligne et dans l'espace d'interaction Compton que l'ensemble a été fabriqué et livré dans un même lot. Dans le temps d'expérience imparti sur ELSA, nous n'avons pas pu faire des études systématiques de sensibilité, mais les résultats que nous avons présentés de ce point de vue sont très encourageants : en stabilisant la température de la pièce à ± 1 °C, les dérives constatées devraient être fortement amoindries.

Une grande partie des expériences a naturellement été consacrée à la mise en œuvre du SMILE. Ces expériences ont permis de montrer que le gain attendu en nombre de photons X produit était de l'ordre de grandeur du gain mesuré. Il s'agit, à notre connaissance, de la première réalisation expérimentale de ce type (un système exploitant le même type d'idée a été en développement au LAL simultanément à ce travail de thèse et les résultats expérimentaux sont en passe d'être publiés). Outre les chiffres quantitatifs, je voudrais une dernière fois souligner l'aspect qualitatif de la phase de réglage. L'utilisation du SMILE a permis à chacune de nos expériences, d'obtenir les premiers photons X avec une grande facilité, contrairement aux cas où l'on s'en est passé. A l'heure actuelle, le SMILE a réellement prouvé son intérêt sur ELSA, si bien qu'il serait totalement inenvisageable de se passer de ce type de système pour le développement de notre source Compton. J'espère que les travaux présentés ici pourront trouver écho, non seulement dans la source X d'ELSA, mais aussi dans d'autres sources qui pourraient tirer avantage de ce genre de système, que ce soit en France ou ailleurs.

Le travail restant à accomplir pour rendre la source utilisable en routine est cependant loin d'être terminé :

Il sera intéressant de rechercher plus avant les raisons pour lesquelles nos mesures de gains obtenus grâce au SMILE, ont été légèrement supérieures à ce que nous en espérions, ce qui reste une surprise à l'heure actuelle.

Par ailleurs, il ne faut pas oublier que la longueur d'onde laser de référence pour la source Compton d'ELSA est 1064 nm. Nous sommes restés à 532 nm dans le cadre de cette thèse pour pouvoir obtenir dans le temps imparti, des preuves d'utilité du système. Cette mission a été accomplie, mais les successeurs de ce travail auront la tâche délicate de faire un alignement du SMILE dans le

domaine infrarouge : le faisceau ne sera plus visible et la diffraction sera importante, conduisant à des taches plus larges sur les miroirs, rendant l'alignement encore plus critique.

La chaîne laser devra encore évoluer de façon à maximiser le nombre de photons mis en jeu, afin d'atteindre l'objectif ambitieux fixé pour le nombre de photons X dans le plan des expériences. Dans le cadre de ce travail, le choix a été délibérément fait de garder une marge de sécurité importante par rapport à la tenue au flux des optiques, car nous manquions d'expérience et ne voulions pas prendre le risque d'avoir une casse qui aurait mis en danger le bon déroulement de la thèse.

Le fonctionnement jusqu'à 30 MeV, et si possible au-delà, devra être consolidé. C'est un moyen indispensable pour optimiser le flux de photons X.

Enfin, il pourra être intéressant d'optimiser le flux X lui-même en utilisant des miroirs multicouches de focalisation, puisque certains diagnostics pour lesquels cette source est destinée, n'ont pas besoin d'une large surface éclairée.

Annexes

7.5 Annexe 1 : Réglage du Prototype du SMILE

Pour injecter correctement le faisceau, il est nécessaire de régler son diamètre à l'aide d'un système afocal constitué d'une lentille divergente et d'une lentille convergente. Une lentille de distance focale (400 mm dans notre cas) est ensuite utilisée pour focaliser le faisceau au point central du SMILE. La focalisation fine est obtenue en jouant sur le système de deux lentilles et la position de la lentille de focalisation. Elle peut se faire à l'œil en visualisant le spot lumineux obtenu sur une lame transparente fine placée précisément au point d'interaction. Alternativement, il est possible de faire le réglage de positionnement de ce premier col avec une caméra CCD placée au point d'interaction.

Un trou de faible diamètre est de plus placé au centre du système. Le miroir d'injection est alors orienté pour envoyer le faisceau sur le premier miroir du SMILE (plateau 1) à travers ce trou. Etant donné que la taille rms attendue du faisceau au col vaut 50 μm , le diamètre de ce trou doit être de l'ordre de 250 μm . Dans ce cas, lorsque le faisceau laser est très légèrement décentré, de la diffraction est immédiatement visible. Cela permet un centrage très précis (typiquement mieux que $\pm 5 \mu\text{m}$). Lors de la réalisation de la maquette, nous disposions uniquement de trous de 200 μm et de 500 μm . L'utilisation du trou de 200 μm provoque, comme prévu, l'apparition d'anneaux de diffraction très marqués, ce qui rend impossible l'alignement complet du système. Le trou de 500 μm est un peu trop grand, ce qui rend la précision du centrage moins bonne que pour un trou de 250 μm . Elle reste néanmoins tout à fait satisfaisante dans le cadre de cette maquette. C'est ce trou que nous avons utilisé par la suite.

Une fois correctement centré, le miroir 1 du plateau 1 est orienté pour envoyer le faisceau sur le miroir 2 (plateau 2). On constate visuellement que le faisceau est pincé au voisinage du centre du SMILE, et qu'il diverge ensuite comme prévu. Une fois arrivé sur le miroir 2, celui-ci est orienté pour envoyer le faisceau vers le miroir 3 (plateau 1). Cette fois-ci, la trajectoire coupe la première au centre du SMILE, avec présence à nouveau d'un pincement du faisceau au niveau du trou de 500 μm .

Cette procédure est répétée, jusqu'à obtenir 4 passages du faisceau par le centre du SMILE. En inclinant légèrement la lame transparente centrale, on peut envoyer une réflexion parasite des 4 faisceaux vers un écran.

7.6 Annexe 2 : Calcul de la puissance rayonnée par le dipôle oscillant à partir de la formule de Larmor (non relativiste)

Dans le cas particulier où $\vec{p}$ est de la forme : $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 \cos(\omega_0 t)$ avec $\vec{p}_0 = q \cdot l \vec{e}_z$.

L'accélération moyenne de la charge q est donnée par $\ddot{\underline{p}} = q \ddot{\underline{z}}$

avec $|\ddot{\underline{z}}| = \sqrt{2} \langle a \rangle$ où $\langle a \rangle$ est définie comme la moyenne quadratique de l'accélération.

D'autre part l'accélération moyenne de la charge peut s'exprimer en fonction de $\underline{\vec{p}}$. $\ddot{\underline{p}} = -\omega_0^2 \underline{\vec{p}}$.

En utilisant l'égalité $-\omega_0^2 p_0 = q \sqrt{2} \langle a \rangle$ on peut retrouver la puissance totale moyenne rayonnée par le dipôle en fonction de l'accélération de la particule chargée:

$$P = \frac{\mu_0 q^2 \langle a \rangle^2}{6\pi c} = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega_0^4}{12\pi c}.$$

7.7 Annexe 3 : Domaine d'exploitation en doses des ERLM BAS-MS (Fujifilm) associés à un lecteur Typhoon FLA 7000 (EGG) ou un lecteur BAS 2500 (Fujifilm)

7.7.1 A - Etalonnage et domaine d'exploitation auprès d'une source de Co^{60}

Pour connaître la courbe sensitométrique des ERLM et leurs limites d'utilisation (seuil de détection et saturation), des ERLM de type BAS-MS de Fujifilm ont été soumis à différents niveaux d'irradiation avec une source de Co^{60} (gammas de 1,17 et 1,33 MeV), en faisant varier la durée d'exposition au flux ou/et en insérant dans le faisceau divers atténuateurs en plomb calibrés disposés devant la collimation de la ligne de mesures. Durant ces mesures, le niveau de Kerma⁹ dans l'air était de 2 mGy/min à 8,87 m de la source (sans atténuation). Les doses d'exposition ont ainsi été modulées entre 30 μrad (0,3 μGy) et $2 \cdot 10^3$ rads (20 Gy).

Chaque ERLM a ensuite été « lu » soit avec le lecteur Typhoon FLA 7000 (EGG), soit avec le BAS 2500 (Fujifilm), avec une dimension de pixel de 100 μm . Une sensibilité du lecteur $S = 10000$ a été sélectionnée en deçà de 8 mGy, et $S = 1000$ au-delà (on réduit ainsi d'un facteur 10 la sensibilité du PM des lecteurs). Au-delà de 20 mGy, une densité neutre calibrée (DO 2,633) de marque Kodak (constituée d'un film gélatine) a été rajoutée dans le lecteur FLA 7000 sur le support de filtre IP (cette manœuvre n'est pas permise avec le BAS 2500). L'intérêt de cette densité sera développé dans le courant de ce chapitre.

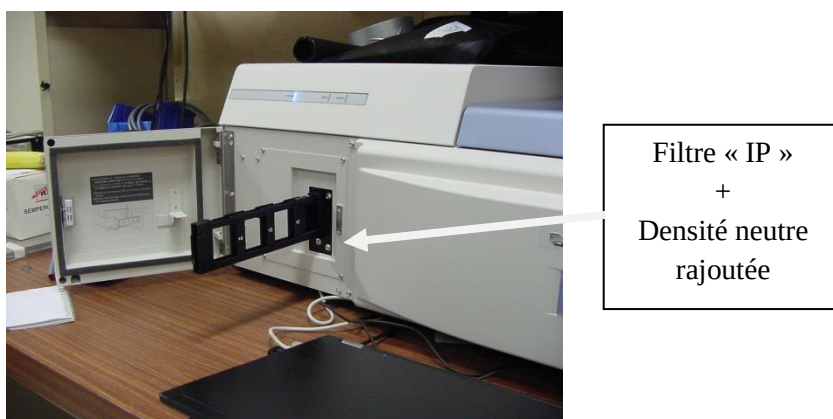


Figure 193 : Mise en place d'une densité calibrée (facteur 430) devant le filtre « IP » du FLA7000

Dans le mode de lecture (IP), utilisé avec les deux lecteurs, l'unité physique d'intensité des pixels doit être exprimée en PSL/mm^2 . En effet, contrairement aux niveaux quantiques (QL – *Quantum Level*) de la matrice image d'origine (enregistrée dans un fichier au format *.img*), seule les grandeurs

⁹ Kerma : Acronyme de Kynetic Energy Released per Mass unit. Cette unité correspond à l'énergie cinétique libérée par unité de masse.

en *PSL* (*PSL* – *Photo-Stimulated Luminescence*), correspondant à l'intensité de la luminescence photostimulée des ERLM, sont proportionnelles à la dose de rayonnement ionisant reçue, et donc à la dose d'exposition dans l'air. Le passage des niveaux *QL* de la matrice image aux données « physiques » en *PSL* est obtenu avec la relation suivante :

$$PSL = \left(\frac{Taille_{pixel}}{100}\right)^2 \cdot \left(\frac{4000}{S}\right) \cdot 10^{\left(L \cdot \left(\frac{QL}{G} - 0.5\right)\right)} \quad [1]$$

Où :

S : Paramètre de sensibilité (1000 ou 10000)

L : Paramètre de latitude ($L = 5$ en utilisation courante).

G : Nombre de niveaux de gris ($G = 65536 = 2^{16}$; sur 16 bits avec les lecteurs présentés ici).

Taille du pixel : 25, 50, 100, 200 μm ... selon la taille sélectionnée par l'opérateur.

Exception à la formule : $PSL = 0$ si $QL = 0$.

Les images numériques du champ d'exposition obtenues ont été exploitées avec le logiciel Multigauge fourni avec les lecteurs. Celui-ci permet de mesurer l'intensité moyenne des pixels, exprimée directement en PSL/mm^2 , dans des zones souhaitées de l'image. Nous en avons ainsi déduit plusieurs points de mesures du niveau PSL/mm^2 en fonction de la dose d'exposition afin de déterminer pour les 2 lecteurs considérés les facteurs $S_{lecteur}$ de conversion de ces PSL/mm^2 en dose d'exposition dans l'air auprès de la source Co^{60} . Nous avons également mesuré le bruit intrinsèque Bdf des deux lecteurs (soit le niveau de « noir »), qui a été par la suite systématiquement soustrait de l'intensité des pixels lors du traitement en routine des images. Nous avons ainsi obtenu en moyenne avec le BAS 2500 et le FLA7000:

$$S_{2500} = 1140 (PSL/mm^2).mGy^{-1} ; Bdf = 0,4 PSL/mm^2 \quad [2]$$

Remarque :

A l'énergie moyenne des photons d'émission du Co^{60} , un ERLM seul n'est pas exposé à l'équilibre électronique. Effectivement, le dépôt de dose dans la couche radiosensible est réalisé dans une zone de build-up où la sensibilité est plus faible. En plaçant un matériau fantôme devant l'ERLM pour établir l'équilibre, en contact intime et de masse surfacique de l'ordre du g/cm^2 , la sensibilité mesurée de l'imageur est alors de l'ordre de $1650 (PSL/mm^2).mGy^{-1}$.

La profondeur d'encodage (QL_{max}) des lecteurs étant de 65536 niveaux de gris, la limite de lecture des niveaux en PSL/mm^2 est d'après [1] de $12649 PSL/mm^2$ avec un paramètre de sensibilité S de 10000, et 10 fois plus avec S de 1000. Ce qui correspond d'après [2] à des niveaux limites d'irradiation respectifs au Co^{60} de 11 mGy et 110 mGy. La densité utilisée lors de ces mesures permet

d'atténuer la luminescence photostimulée des ERLM collectée par le photomultiplicateur des lecteurs, et ainsi d'exploiter des ERLM qui ont été exposés à de plus fortes doses. En outre, elle permet d'éviter l'éblouissement du photomultiplicateur avec des ERLM fortement exposés. La densité neutre utilisée réduit l'intensité de la luminescence collectée d'un facteur 434 (valeur mesurée) ce qui permet théoriquement la lecture d'ERLM exposés à des doses de l'ordre de 50 Gray.

La figure suivante regroupe l'ensemble des résultats de mesures réalisées ainsi avec les différents dosimètres et les deux lecteurs considérés.

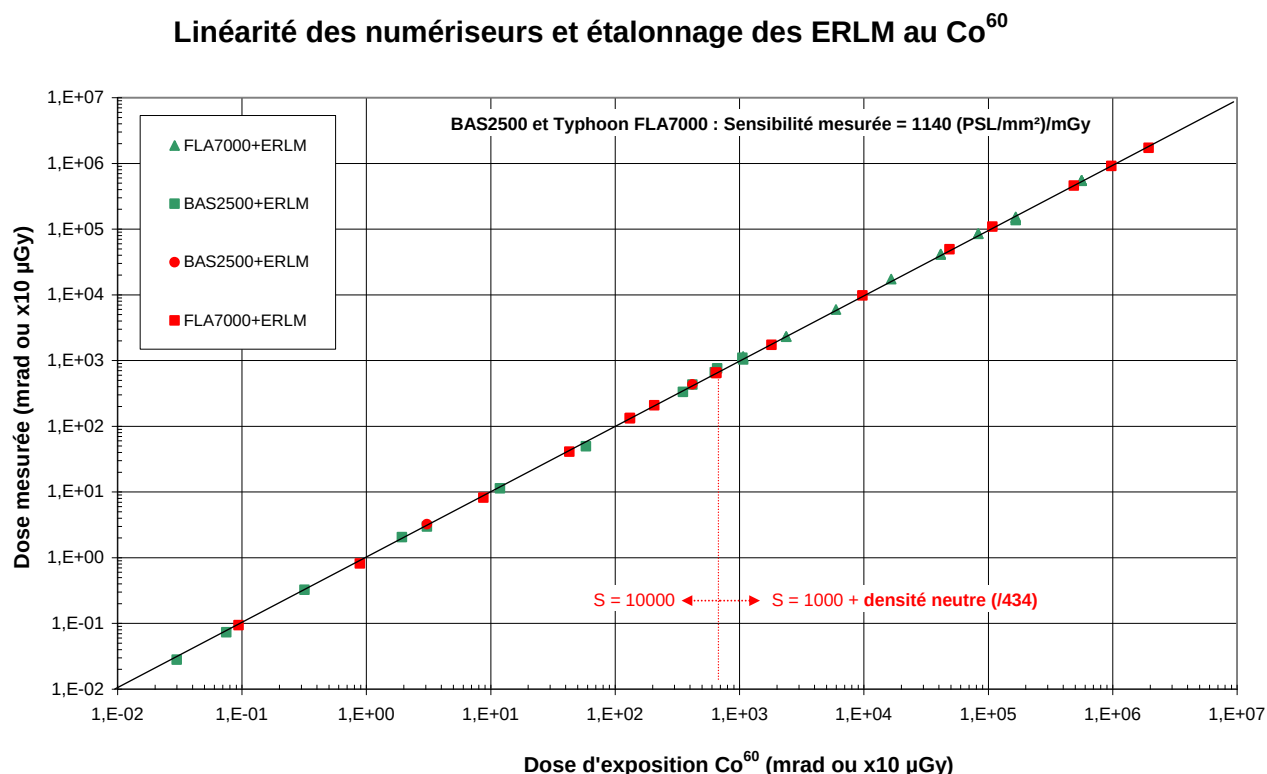


Figure 194 : Courbes d'étalonnage des ERLM avec une source de Co^{60} étalon.

Cette courbe montre que la réponse « sensitométrique » des ERLMs exposés au Co^{60} est parfaitement linéaire dans le domaine d'exposition de quelques dixièmes de μGy jusqu'à 20 Gy. Aucun effet de saturation n'apparaît. Nous avons affiné le facteur S_{lecteur} de conversion des PSL/mm² en dose d'exposition, en ramenant par itérations la droite de régression des mesures sur la diagonale du graphe. Les écarts moyens des mesures par rapport à cette droite sont de l'ordre de $\pm 5\%$, ce qui est satisfaisant. Aux très faibles doses, c'est-à-dire vers 0,2 – 0,3 μGy , l'écart maximal est de +20%, ce qui est d'autant plus satisfaisant (ce seuil correspond à une dose de rayonnements naturels intégrés durant seulement 2 à 3 heures). Le seuil de détection des ERLMs, pour lequel le rapport SNR du signal sur le bruit Bdf est égal à 2, est déduit des mesures de sensibilité S_{7000} et du bruit intrinsèque Bdf des lecteurs : il est de l'ordre de 0,5 PSL/mm², soit 0,4 μGy au Co^{60} . On observe en conséquence l'apparition d'un écart plus important des mesures dans cette zone, par rapport à la droite de régression. La dynamique d'exploitation des ERLM s'étend ici sur près de 8 décades. Ces résultats ne

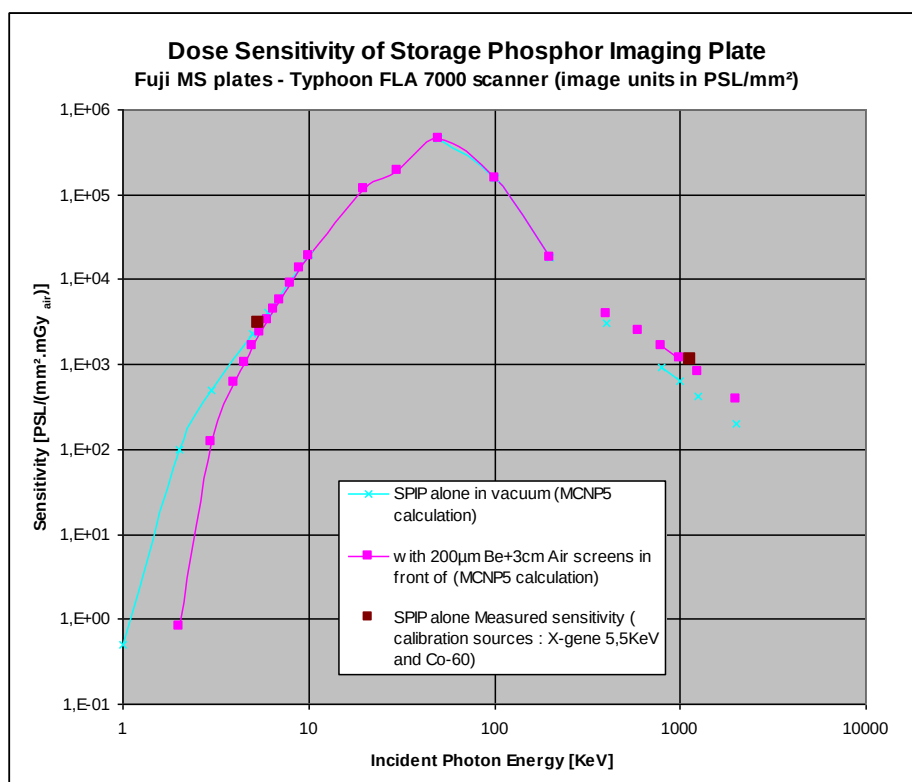
laissent pas présager de limitation aux plus hauts niveaux de dose d'exposition qui s'étendent ici jusqu'à 20 Gy. Rappelons que d'après la littérature¹⁰, des effets non linéaires devaient apparaître vers 0,1 Gy dans la réponse des ERLM : ce seuil de vulnérabilité aux radiations ne s'est pas manifesté ici.

7.7.2 B- Exploitation des ERLM associés au lecteur Typhoon FLA7000 et exposés à nos source Compton

Pour les expériences Compton, nous avons utilisé de nouveau des ERLM BAS-MS associés au lecteur Typhoon, en sélectionnant sur ce dernier une dimension de pixel de 100 μm et une sensibilité S du lecteur de 10000. Il n'a pas été besoin d'utiliser la densité.

La réponse spectrale relative des ERLM « lus » avec le lecteur Typhoon est présentée ci-après. Cette réponse a été calculée avec le code de transport MCNPX et recalée en utilisant l'étalonnage au Co^{60} (1,25 MeV en moyenne) et un point de calibration avec un générateur X de 5,5 keV.

L'énergie de nos photons Comptons produits lors de nos expériences est comprise entre 10 keV et 33 keV selon que l'on travaille avec des trains d'électrons d'énergie de 18 MeV ou de 30 MeV. Nous en déduisons que la sensibilité des ERLM a donc varié respectivement de 18820 à 191822 (PSL/mm^2). mGy^{-1} .



¹⁰ "The dynamic range of X-ray imaging with image plates". M. Thoms, NIM A 389 (1997) 437-440.

Les niveaux de PSL/mm² relevés lors de ces expériences Compton, pour des temps d'expositions de l'ordre de 4 minutes, sont compris entre 10 PSL/mm² (niveau minimal du bruit de fond) et 150 PSL/mm² (niveau maximal du signal), ce qui correspond à une latitude d'expositions en dose comprise entre 0,05 µGy (à 33 keV) et 8 µGy (à 10 keV). Ces niveaux se situent bien dans la dynamique de fonctionnement linéaire des ERLM associés au lecteur Typhoon FLA 7000. En effet, le seuil de détection des ERLM, mesuré au Co⁶⁰ à 0,5 PSL/mm² est bien dépassé et la limite maximale d'utilisation en dose, mesurée au Co60 à > 20 Gy, est bien loin d'être atteinte.

Références

- [1] Walter, P., Variola, A., Zomer, F., Jaquet, M., & Loulergue, A. (2009). A new high quality X-ray source for Cultural Heritage. *Comptes Rendus Physique*, 10(7), 676-690.
- [2] Compton, A. H. (1923). A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements., *Physical review*, 21(5), 483.
- [3] Jaquet, M. (2014). High intensity compact Compton X-ray sources: Challenges and potential of applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 331, 1-5.
- [4] Jaquet, M., & Suortti, P. (2015). Radiation therapy at compact Compton sources. *Physica Medica*, 31(6), 596-600.
- [5] Falletto, N., Authier, M., Baylac, M., Boyer, M., Bugeon, F., Burtin, E., ... & Coulloux, G. (2001). Compton scattering off polarized electrons with a high-finesse Fabry-Pérot Cavity at JLab. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 459(3), 412-425.
- [6] Bruni, C., Chiche, R., Cizeron, R., Fedala, Y., Haissinski, J., Jaquet, M., ... & Mouton, B. (2009). ThomX-Conceptual Design Report.
- [7] lescanter.tpe.free.fr
- [8] Couprie, M. E., & Filhol, J. M. (2008). X radiation sources based on accelerators. *Comptes Rendus Physique*, 9(5), 487-506.
- [9] Collet, É., Harmand, M., Couprie, M. E., & Cammarata, M. (2015). La révolution X-FEL: des lasers à rayons X pour sonder la matière. *Reflets de la physique*, (44-45), 44-49.
- [10] Emma, P., Akre, R., Arthur, J., Bionta, R., Bostedt, C., Bozek, J., ... & Ding, Y. (2010). First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser. *nature photonics*, 4(9), 641-647.
- [11] Glotin, F., Ortega, J. M., Prazeres, R., Devanz, G., & Marcouillé, O. (1996). Tunable X-ray generation in a free-electron laser by intracavity compton backscattering. *Physical review letters*, 77(15), 3130.
- [12] Litvinenko, V. N., Burnham, B., Emamian, M., Hower, N., Madey, J. M. J., Morcombe, P., ... & Swift, G. (1997). Gamma-ray production in a storage ring free-electron laser. *Physical Review Letters*, 78(24), 4569.
- [13] Wu, Y. K., Busch, M., Emamian, M., Faircloth, J., Hartman, S., Howell, C., ... & Wallace, P. (2009). Performance and Capabilities of Upgraded High Intensity Gamma-ray Source at Duke University. *PAC2009*, 3181-3183.
- [14] Loewen, R. J. (2003). *A compact light source: design and technical feasibility study of a laser-electron storage ring X-ray source*. Stanford CA: Stanford University.

- [15] <http://www.lynceantech.com/technology.html>
- [16] Abendroth, J., McCormick, M. S., Edwards, T. E., Staker, B., Loewen, R., Gifford, M., ... & Myler, P. (2010). X-ray structure determination of the glycine cleavage system protein H of *Mycobacterium tuberculosis* using an inverse Compton synchrotron X-ray source. *Journal of structural and functional genomics*, 11(1), 91-100.
- [17] Kuroda, R., Toyokawa, H., Yasumoto, M., Ikeura-Sekiguchi, H., Koike, M., Yamada, K., ... & Mori, K. (2011). Quasi-monochromatic hard X-ray source via laser Compton scattering and its application. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 637(1), S183-S186.
- [18] Muramatsu, N., Kon, Y., Daté, S., Ohashi, Y., Akimune, H., Chen, J. Y., ... & Iwata, T. (2014). Development of high intensity laser-electron photon beams up to 2.9 GeV at the SPring-8 LEPS beamline. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 737, 184-194.
- [19] Nakano, T., & LEPS collaboration. (2007, June). Results and Prospects from LEPS and LEPS2. In *Proceedings of the 17th International Spin Physics Symposium* (Vol. 915, No. 1, pp. 162-167). AIP Publishing.
- [20] [http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-b/?LEPS - Laser Electron Photon Experiment at SPring-8](http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/Divisions/np1-b/?LEPS_Laser_Electron_Photon_Experiment_at_SPring-8)
- [21] Tang, C., Huang, W., Li, R., Du, Y., Yan, L., Shi, J., ... & Cheng, C. (2009). Tsinghua Thomson scattering X-ray source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(1), S70-S74.
- [22] Du, Y., Yan, L., Hua, J., Du, Q., Zhang, Z., Li, R., ... & Tang, C. (2013). Generation of first hard X-ray pulse at Tsinghua Thomson Scattering X-ray Source. *Review of Scientific Instruments*, 84(5), 053301.
- [23] Xu, H., Huang, W., Tang, C., & Shyh-Yuan Lee, I. U. C. E. E. M. (2011). Design of a compact storage ring for the TTX. *Proc. of IPAC*, 3005.
- [24] Zomer, F., Fedala, Y., Pavloff, N., Soskov, V., & Variola, A. (2009). Polarization induced instabilities in external four-mirror Fabry-Perot cavities. *Applied optics*, 48(35), 6651-6661.
- [25] Bocquet, J. P., Ajaka, J., Anghinolfi, M., Bellini, V., Berrier, G., Calvat, P., ... & D'Angelo, A. (1997). GRAAL: a polarized γ -ray beam at ESRF. *Nuclear Physics A*, 622(1), c124-c129.
- [26] Couprie, M. E., Nutarelli, D., Roux, R., Visentin, B., Nahon, L., Bakker, R., ... & Billardon, M. (1999). Gamma rays produced by intra-cavity inverse Compton scattering of a storage ring free-electron laser. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 32(24), 5657.
- [27] A. Variola, J. Haissinski, A. Loulergue, F. Zomer, (eds). ThomX Technical Design Report. 2014, 164 p. <in2p3-00971281>
- [28] Bruni, C., Haissinski, J., Loulergue, A., & Nagaoka, R. (2011, September). Electron Beam Dynamics in the 50 MeV ThomX Compact Storage Ring. In *2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC'11)* (pp. 715-717). Joint Accelerator Conferences Website.
- [29] Chaikovska, I., Chiche, R., Cormier, E., Delerue, N., Jehanno, D., Labaye, F., ... & Zomer, F. (2013). Génération d'un faisceau polarisé gamma à très haut flux par diffusion Compton: l'expérience Mighty Laser. In *UVX 2012-11e Colloque sur les Sources Cohérentes et Incohérentes UV, VUV et X; Applications et Développements Récents* (p. 01013). EDP Sciences.

- [30] <https://equipex-thomx.fr/>
- [31] <https://eli-laser.eu/the-eli-project/>
- [32] Bacci, A., Alesini, D., Antici, P., Bellaveglia, M., Boni, R., Chiadroni, E., ... & Ferrario, M. (2013). Electron Linac design to drive bright Compton back-scattering gamma-ray sources. *Journal of Applied Physics*, 113(19), 194508.
- [33] Petrillo, V., Bacci, A., Curatolo, C., Drebot, I., Giribono, A., Maroli, C., ... & Variola, A. (2015). Polarization of x-gamma radiation produced by a Thomson and Compton inverse scattering. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 18(11), 110701.
- [34] Luo, W., Xu, W., Pan, Q. Y., Fan, G. T., Fan, G. W., Li, Y. J., ... & Yang, L. F. (2009, July). Laser Compton scattering experiments and the latest developments in construction of experimental facilities at SINAP. In *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009* (pp. 73852D-73852D). International Society for Optics and Photonics.
- [35] Luo, W., Xu, W., Pan, Q. Y., Cai, X. Z., Chen, J. G., Chen, Y. Z., ... & Liu, W. H. (2010). A laser-Compton scattering prototype experiment at 100 MeV linac of Shanghai Institute of Applied Physics. *Review of Scientific Instruments*, 81(1), 013304.
- [36] Albert, F., Anderson, S. G., Gibson, D. J., Marsh, R. A., Wu, S. S., Siders, C. W., ... & Hartemann, F. V. (2011). Design of narrow-band Compton scattering sources for nuclear resonance fluorescence. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 14(5), 050703.
- [37] Albert, F., Anderson, S. G., Anderson, G. A., Betts, S. M., Gibson, D. J., Hagmann, C. A., ... & Shverdin, M. Y. (2010). Isotope-specific detection of low-density materials with laser-based monoenergetic gamma-rays. *Optics letters*, 35(3), 354-356.
- [38] Moortgat-Pick, G., Abe, T., Alexander, G., Ananthanarayan, B., Babich, A. A., Bharadwaj, V., ... & Clarke, J. (2008). Polarized positrons and electrons at the linear collider. *Physics Reports*, 460(4), 131-243.
- [39] Omori, T., Fukuda, M., Hirose, T., Kurihara, Y., Kuroda, R., Nomura, M., ... & Urakawa, J. (2006). Efficient propagation of polarization from laser photons to positrons through Compton scattering and electron-positron pair creation. *Physical review letters*, 96(11), 114801.
- [40] Urakawa, J. (2012). Compact X-ray source at STF (Super Conducting Accelerator Test Facility). In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 357, No. 1, p. 012035). IOP Publishing.
- [41] Zomer, F., Fedala, Y., Pavloff, N., Soskov, V., & Variola, A. (2009). Polarization induced instabilities in external four-mirror Fabry-Perot cavities. *Applied optics*, 48(35), 6651-6661.
- [42] Akagi, T., Honda, Y., Kosuge, A., Urakawa, J., Hajima, R., Mori, M., ... & Shizuma, T. Development of an Optical Resonant Cavity for the LCS Experiment at cERL. *IPAC*, 14, 2072.
- [43] Hajima, R., Hayakawa, T., Shizuma, T., Angell, C. T., Nagai, R., Nishimori, N., ... & Seya, M. (2014). Application of Laser Compton Scattered gamma-ray beams to nondestructive detection and assay of nuclear material. *The European Physical Journal Special Topics*, 223(6), 1229-1236.
- [44] Tajima, T., & Dawson, J. M. (1979). Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, 43(4), 267.

- [45] Faure, J. (2009). *Accélération de particules par interaction laser-plasma dans le régime relativiste* (Mémoire de HDR, Université Paris Sud-Paris XI).
- [46] Phuoc, K. T., Corde, S., Thaury, C., Malka, V., Tafzi, A., Goddet, J. P., ... & Rousse, A. (2012). All-optical Compton gamma-ray source. *Nature Photonics*, 6(5), 308-311.
- [47] Cros, B., Paradkar, B. S., Davoine, X., Chancé, A., Desforges, F. G., Dobosz-Dufrénoy, S., ... & Lobet, M. (2014). Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame of CILEX. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 740, 27-33.
- [48] Nagai, R., Hajima, R., Mori, M., Shizuma, T., Akagi, T., Honda, Y., ... & Urakawa, J. (1940). Construction of a Laser Compton Scattered Photon Source at cERL.
- [49] Nagai, R., Hajima, R., Mori, M., Shizuma, T., Akagi, T., Araki, S., ... & Urakawa, J. (2015). Demonstration of high-flux photon generation from an ERL-based laser Compton photon source. *TUPJE002, these proceedings, IPAC*, 15.
- [50] Obina, T., Adachi, M., Adachi, S. I., Akagi, T., Akemoto, M., Arakawa, D., ... & Endo, K. (2016, June). Recent developments and operational status of the compact ERL at KEK. In *7th International Particle Accelerator Conference (IPAC'16), Busan, Korea, May 8-13, 2016* (pp. 1835-1838). JACOW, Geneva, Switzerland.
- [51] Bilderback, D. H., Brock, J. D., Dale, D. S., Finkelstein, K. D., Pfeifer, M. A., & Gruner, S. M. (2010). Energy recovery linac (ERL) coherent hard x-ray sources. *New Journal of Physics*, 12(3), 035011.
- [52] Bonis, J., Chiche, R., Cizeron, R., Cohen, M., Cormier, E., Cornebise, P., ... & Lacroix, M. (2012). Non-planar four-mirror optical cavity for high intensity gamma ray flux production by pulsed laser beam Compton scattering off GeV-electrons. *Journal of Instrumentation*, 7(01), P01017.
- [53] Brisson, V., Cizeron, R., Chiche, R., Cormier, E., Fedala, Y., Flaminio, R., ... & Pinard, L. (2009). High finesse Fabry–Perot cavities in picosecond regime. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(1), S75-S77.
- [54] Dupraz, K., Cassou, K., Delerue, N., et al. (2014). Design and optimization of a highly efficient optical multipass system for γ -ray beam production from electron laser beam Compton scattering. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 17(3), p. 033501.
- [55] Dupraz, K. (2015). Conception et optimisation d'un recirculateur optique pour la source haute brillance de rayons gamma d'ELI-NP (Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI).
- [56] Casner, A., Caillaud, T., Darbon, S., Duval, A., Thfouin, I., Jadaud, J. P., ... & Blanchot, N. (2015). LMJ/PETAL laser facility: Overview and opportunities for laboratory astrophysics. *High Energy Density Physics*, 17, 2-11.
- [57] Champeaux, J. P., Troussel, P., Villier, B., Vidal, V., Khachroum, T., Vidal, B., & Krumrey, M. (2007). Development and realization of non-periodic W/Si multilayer mirrors for 5–14keV X-ray plasma diagnostic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 581(3), 687-694.

- [58] Dennetiere, D., Audebert, P., Bahr, R., Bole, S., Bourgade, J. L., Brannon, B., ... & Troussel, P. (2012, October). High resolution imaging systems for inertial confinement fusion experiments. In *SPIE Optical Engineering+ Applications*(pp. 85050G-85050G). International Society for Optics and Photonics.
- [59] Zuber, C., Bazzoli, S., Brunel, P., Burillo, M., Fronty, J. P., Gontier, D., ... & Soullié, G. (2016). Performance of Laser Megajoule's x-ray streak camera. *Review of Scientific Instruments*, 87(11), 11E303.
- [60] Batani, D., Koenig, M., Miquel, J. L., Ducret, J. E., d'Humieres, E., Hulin, S., ... & Serani, L. (2014). Development of the PETawatt Aquitaine Laser system and new perspectives in physics. *Physica Scripta*, 2014(T161), 014016.
- [61] Chauchat, A. S. (2011). *Étude de la production de rayonnement X par diffusion Compton sur l'installation ELSA* (Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI).
- [62] Chauchat, A. S., Brasile, J. P., Le Flanchec, V., Nègre, J. P., Binet, A., & DIF, C. (2012). Optimisation of an inverse compton scattering experiment with a real time detection scheme based on a radio luminescent screen and comparison of the x-rays beam characteristics with simulations. *Proceedings of IPAC2012, New Orleans, USA*.
- [63] Chaleil, A., Le Flanchec, V., Binet, A., Nègre, J. P., Devaux, J. F., Jacob, V., ... & Prazères, R. (2016). Inverse Compton Scattering X-ray source yield optimization with a laser path folding system inserted in a pre-existent RF linac. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 840,113-120.
- [64] Klein, O., & Nishina, Y. (1929). Scattering of radiation by free electrons on the new relativistic quantum dynamics of Dirac. *Z. Phys*, 52(11-12), 853-868.
- [65] Marteau, F., Aballea, D. Abiven, Y.M., Berteaud, P., Blache, F., Bouvet, F., Chapuis, L., ...& Couprie M. E. (2013). *L'onduleur Hélicoïdal Electromagnétique à Aimants Permanents de SOLEIL*. Communication présentée aux Journées Accélérateurs de la SFP, Roscoff
- [66] Albert, F. (2007). *Rayonnement synchrotron base sur l'interaction laser-plasma en régime relativiste* (Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique X).
- [67] Corde, S., Phuoc, K. T., Lambert, G., Fitour, R., Malka, V., Rousse, A., ... & Lefebvre, E. (2013). Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators. *Reviews of Modern Physics*, 85(1), 1.
- [68] Septier, A. (1961). Calcul pratique de l'influence défocalisante de la charge d'espace. Application au cas des faisceaux d'électrons relativistes. *Journal de Physique Appliquée*, 22(S6), 79-82.
- [69] Latina, A. (2014). Transverse Beam Dynamics : Lecture 1, JUAS 2014, Ecole du CERN.
- [70] M'Garrech, S. (2002). *Etude de la mesure des emittances transverses d'un faisceau par la methode des gradients. Application au cas d'une focalisation par solenoide* (No. EXT-2004-022).
- [71] Culoma, A. (1992). Propagation des faisceaux gaussiens. Transport des faisceaux de puissance. In *Collection de la Société Française d'Optique* (Vol. 3, pp. 245-262). EDP Sciences.
- [72] Suzuki, T. (1976). General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines. *KEK note*, 76-3.

- [73] Graves, W. S., Bessuille, J., Brown, P., Carbajo, S., Dolgashev, V., Hong, K. H., ... & Nanni, E. A. (2014). Compact x-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 17(12), 120701.
- [74] Ortega, J. M. Rayonnement Synchrotron et Laser à Electrons Libres (LEL). Physique et Technologie des grands instruments, Université Paris VI, Paris VII & Paris XI.
- [75] Jackson, J. D. (1999). *Classical electrodynamics*. Wiley.
- [76] Esarey, E., Ride, S. K., & Sprangle, P. (1993). Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas. *Physical Review E*, 48(4), 3003.
- [77] Ride, S. K., Esarey, E., & Baine, M. (1995). Thomson scattering of intense lasers from electron beams at arbitrary interaction angles. *Physical Review E*, 52(5), 5425.
- [78] Corde, S. (2012). *Des accélérateurs laser-plasma aux sources de rayonnement X femtoseconde: étude, développement et applications* (Doctoral dissertation, Ecole Polytechnique X).
- [79] Suzuki, Y., & Ikehata, T. (2002). *U.S. Patent No. 6,487,003*. Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
- [80] Koechner, W. (2013). Solid-state laser engineering (Vol. 1). Springer.
- [81] Born, M., & Wolf, E. (1999). Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Cambridge university press.
- [82] Kreminska, L. (2011). *Laser beam shaping by interference: desirable pattern*. INTECH Open Access Publisher. Livre électronique repéré à <http://cdn.intechopen.com/pdfs-wm/24815.pdf>
- [83] Marmouget, J. G., Binet, A., Guimbal, P., & Coacolo, J. L. (2002, June). Present Performance of the Low-Emittance, High-Bunch Charge ELSA Photo-Injected LINAC. In *Proceedings of EPAC*.
- [84] Le Flanchec, V., Blésès, J. P., Striby, S., & Laget, J. P. (1997). Stabilization system of a photoinjector drive laser. *Applied optics*, 36(33), 8541-8546.
- [85] Guimbal, P., Balleyguier, P., Binet, A., Bloquet, A., Deslandes, D., Flament, J. L., & Le Flanchec, V. (2002). Status of the ELSA-2 project. In *Proceedings of EPAC* (p. 1768).
- [86] Chauchat, A. S., Le Flanchec, V., Binet, A., Flament, J. L., Balleyguier, P., Brasile, J. P., ... & Ortega, J. M. (2009). Construction of a Compton source for X-rays in the ELSA facility. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(1), S99-S102.
- [87] Chauchat, A. S., Le Flanchec, V., Nègre, J. P., Binet, A., Balleyguier, P., Brasile, J. P., & Ortega, J. M. (2010). Instrumentation developments for production and characterisation of Inverse Compton Scattering X-rays and first results with a 17MeV electron beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 622(1), 129-135.
- [88] Lifschitz, A. F., Davoine, X., Lefebvre, E., Faure, J., Rechatin, C., & Malka, V. (2009). Particle-in-cell modelling of laser-plasma interaction using Fourier decomposition. *Journal of Computational Physics*, 228(5), 1803-1814.
- [89] Cros, B., Paradkar, B. S., Davoine, X., Chancé, A., Desforges, F. G., Dobosz-Dufrénoy, S., ... & Lobet, M. (2014). Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame

of CILEX. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 740, 27-33.

- [90] Lehe, R., Thaur, C., Guillaume, E., Lifschitz, A., & Malka, V. (2014). Laser-plasma lens for laser-wakefield accelerators. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 17(12), 121301.
- [91] Barthelmé, R. (2005). *Le probleme de conservation de la charge dans le couplage des équations de Vlasov et de Maxwell* (Thèse de Doctorat, Inst. de Recherche Math. Avancée).
- [92] Davoine, X. (2009). *Laser-driven wakefield electron acceleration and associated radiation sources*. (Thèse de Doctorat, Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines).
- [93] Ferri, J. (2013). *Simulation d'une source de rayonnement Compton créée dans un accélérateur à sillage laser*. (Mémoire de Master, ENSTA Paris Tech).
- [94] CAIN, http://www-acc-theory_kek.jp/members/cain (1985)
- [95] Sun, C., & Wu, Y. K. (2011). Theoretical and simulation studies of characteristics of a Compton light source. *Physical review special topics-accelerators and beams*, 14(4), 044701.

Liste des figures

Figure 1 : Diffusion Compton inverse.....	11
Figure 2 : Schéma du principe de fonctionnement d'un tube X à fenêtre latérale. Le rayonnement X sort du tube avec une direction perpendiculaire à la trajectoire des électrons [7]......	13
Figure 3 : Disposition de la ligne BL33LEP sur l'anneau de SPring-8 [20]......	16
Figure 4 : Nouvelle configuration de la source TTX incluant l'anneau de stockage des électrons et la cavité optique résonnante.	17
Figure 5 : Configuration de l'installation THOMX [30].....	19
Figure 6 : Vue conceptuelle du recirculateur optique d'ELI-NP-GS [46]. Les vecteurs <i>sin</i> et <i>pin</i> définissent la base de la polarisation du faisceau entrant représenté en vert.....	25
Figure 7 : Séquencement temporel d'émission des paquets de photons et d'électrons sur l'accélérateur ELSA.....	26
Figure 8 : Vue de dessus de l'accélérateur d'électrons ELSA et emplacement des premiers essais Compton effectués entre 2008 et 2011.....	27
Figure 9 : Images radiographiques du faisceau d'X Compton (à droite) et du bruit de fond (à gauche) obtenus en 2008 sur l'accélérateur ELSA.	27
Figure 10 : Schématisation d'une onde électromagnétique plane.	30
Figure 11: Schéma de définition des paramètres utilisés pour décrire le rayonnement d'un dipôle.....	32
Figure 12 : Diffusion Compton inverse.....	36
Figure 13 : Schéma de la diffusion Compton.....	37
Figure 14 : Schéma de la diffusion Compton inverse	39
Figure 15 : Distribution en énergie des photons diffusés pour les trois longueurs d'onde utilisées.	42
Figure 16 : Energie des photons X en fonction de l'angle de diffusion pour différents angle d'interaction entre les électrons de 17,7 MeV et les photons de 532 nm. La courbe rouge (+) correspond aux conditions de développement de la source Compton d'ELSA présentée dans cette thèse.....	42
Figure 17 : Différence d'énergie entre les photons X diffusés en collision frontale $\alpha = 0$ rad et les photons diffusés dans la géométrie d'interaction mise en oeuvre sur ELSA $\alpha = 0.025$ rad.	43
Figure 18 : Energie des électrons diffusés en fonction de l'angle de diffusion des photons pour un angle d'interaction de 25 mrad entre les électrons de 17,7 MeV et les photons de 532 nm.....	43
Figure 19: Illustration de la répartition des électrons et de leur section efficace associée (disque vert) dans la surface S du plan d'interaction.....	44
Figure 20: Principe du rayonnement synchrotron dans un onduleur magnétique [65]......	46
Figure 21 : Représentation du mouvement transverse de l'électron dans le champ laser. Il s'agit d'une oscillation de période spatiale λ du rayonnement émis dans la direction n , formant un angle θ avec la direction ez . Aux deux positions marquées par un point bleu, l'électron rayonne la même amplitude de champ. La distance entre ces deux amplitudes à un temps donné correspond à λ	49
Figure 22 : Représentation des champs magnétiques B créés par les aimants d'un quadripôle et des forces correspondantes F exercées sur les particules.	53
Figure 23: Cas idéal: Le recouvrement est optimal et chaque particule traverse la totalité de l'autre paquet dans le sens de la longueur. En réalité : Le recouvrement est imparfait : chaque particule ne traverse l'autre paquet que partiellement lorsque l'angle α entre les deux trajectoires est non nul.....	55
Figure 24: Représentation conceptuelle de la probabilité d'interaction en fonction de la distribution transverse des particules et de la taille des faisceaux mis en jeu.....	57
Figure 25 : Evolution de la taille du faisceau progressant vers le point d'interaction.....	58

Figure 26 : Variation de la production de photons X en fonction des tailles de faisceaux laser et électronique en prenant différentes émittances pour les électrons.	58
Figure 27 : Energie rayonnée par unité d'angle solide dans les conditions expérimentales dans le cas où le laser d'interaction est polarisé horizontalement (image du haut) et verticalement (image du bas).	63
Figure 28 : Schéma de principe expliquant le repliement de la trajectoire du laser dans le SMILE. Cette représentation ne prend donc pas en compte l'aspect temporel du fonctionnement.....	73
Figure 29 : Représentation en vue schématique des paramètres utiles au dimensionnement du SMILE.	75
Figure 30 : Nombre de photons émis dans un cône correspondant à une largeur de bande de 10 % (~10 mrad) en fonction de la taille des faisceaux pour une émittance constante égale à 10 $\mu\text{m}.\text{rad}$ dans les deux plans.....	76
Figure 31 : Evolution du nombre de photons X produit en fonction de la taille <i>rms</i> transverse du faisceau laser σ considérée identique dans les deux directions. Plusieurs configurations de SMILE au nombre de miroirs variable dans un disque (plateau) de dimension fixée sont comparé à la configuration sans SMILE. La variation du rayon r_m des miroirs du SMILE implique la variation de la taille du faisceau au centre du SMILE. La taille <i>rms</i> transverse du faisceau laser d'électrons est identique dans les deux dimensions et vaut 20 μm	77
Figure 32 : Evolution de la taille minimum que doivent posséder les miroirs du SMILE en fonction de la taille du faisceau désirée au centre du système pour différente longueur d'onde laser. La longueur de la cavité est de 1038 mm.	78
Figure 33 : Séquencement temporel d'émission des paquets de photons et d'électrons sur l'accélérateur ELSA.	79
Figure 34 : Coupe horizontale du SMILE : configuration angulaire des faisceaux en interaction et positionnement du dispositif (les angles sont exagérés sur la figure pour des raisons de clarté du schéma).....	81
Figure 35: Disposition des miroirs sphériques sur les plateaux SMILE. Le cercle vert délimite l'ouverture centrale de chaque plateau.....	81
Figure 36 : Evolution de la dimension du col du faisceau laser dans la cavité en fonction du rayon de courbure des miroirs sphériques la composant pour les trois longueurs d'onde de fonctionnement du SMILE.	82
Figure 37: Définitions des paramètres utilisés par le formalisme matriciel.	83
Figure 38: Définition des paramètres utilisés pour décrire la loi ABCD.	84
Figure 39 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE (courbe rouge). Les segments tracés en bleu signal chaque nouveau passage du faisceau par le centre du SMILE. Dans ce cas le col est systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre du système.	88
Figure 40 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de 110 μm	89
Figure 41 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de 90 μm	89
Figure 42 : Evolution de la taille du col du faisceau au centre du SMILE au cours de sa propagation pour différentes valeurs de l'erreur sur la dimension transverse du col initial w_0	90
Figure 43 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de 100 μm et un décalage $\Delta z = -10 \text{ mm}$	91
Figure 44 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de 100 μm et un décalage $\Delta z = -5 \text{ mm}$	91

Figure 45 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $100\ \mu\text{m}$ et un décalage $\Delta z = 5$ mm.	91
Figure 46 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col du faisceau initial possède une dimension de $100\ \mu\text{m}$ et un décalage $\Delta z = 10$ mm.	92
Figure 47 : Evolution de la taille du col du faisceau au centre du SMILE au cours de sa propagation pour différentes valeurs de l'erreur sur le positionnement longitudinal du col initial w_0	92
Figure 48 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE (courbe rouge). Les segments tracés en bleu signal chaque nouveau passage du faisceau par le centre du SMILE. Le col est de $100\ \mu\text{m}$ au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.	93
Figure 49 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col est de $62\ \mu\text{m}$ au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.	94
Figure 50 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 266$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col est de $100\ \mu\text{m}$ au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.	95
Figure 51 : Evolution de la taille du faisceau laser, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, au cours de sa propagation dans le SMILE. Le col est de $44\ \mu\text{m}$ au premier passage par le centre du système. Il est ensuite systématiquement obtenu lors du passage du faisceau laser par le centre.	95
Figure 52 : Evolution de la dimension du col en fonction du nombre de passage du faisceau laser au centre du SMILE de longueur $L = 1038$ nm composé de miroirs de rayon de courbure $R = 520$ mm. Les trois courbes correspondent aux trois valeurs de longueur d'onde de fonctionnement du système: 266 nm, 532 nm et 1064 nm. Le faisceau passe pour la première fois au centre du SMILE avec un col de $100\ \mu\text{m}$	96
Figure 53 : Photographie du « plateau » d'entrée du SMILE, constitué de 3 miroirs de diamètre 6 mm collés dans des montures de diamètre 25 mm.	97
Figure 54 : Schéma de la maquette du SMILE en vue de dessus.	98
Figure 55 : Vue en profondeur du SMILE, avec la lame interne tournée pour projeter les 4 faisceaux partiellement réfléchis vers le mur du fond.	98
Figure 56 : Mesure de la taille du faisceau au centre du système effectuée par imagerie sur une lame transparente inclinée.	99
Figure 57 : Simulation à l'aide du modèle matriciel et de la loi de transport « ABCD » de la propagation d'un faisceau gaussien à l'intérieur d'un SMILE de 1000 mm, avec des miroirs de rayon de courbure 500 mm.	100
Figure 58 : Mesure de la taille <i>rms</i> du faisceau sur chaque miroir et au centre de la maquette du SMILE pour une distance inter-plateaux de 1000 mm.	100
Figure 59 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au premier passage.	101
Figure 60 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au deuxième passage. ...	101
Figure 61 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au troisième passage.	101
Figure 62 : Vue agrandie de la forme du faisceau au centre de la maquette au quatrième passage. ...	102
Figure 63 : Définition des vecteurs et des angles utilisés pour décrire la configuration du système d'interférence.	103
Figure 64 : Distributions d'intensité et de phase obtenues lors de l'interférence entre deux ondes planes de même amplitude.	104
Figure 65 : Schéma du phénomène d'interférence en vue de côté.	105

Figure 66 : Interférences à 2 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	107
Figure 67 : Interférences à 3 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	108
Figure 68 : Interférences à 4 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	108
Figure 69 : Interférences à 5 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	109
Figure 70 : Interférences à 6 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	109
Figure 71 : Interférences à 7 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	110
Figure 72 : Interférences à 7 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'image est tiré de l'article de L. Kreminska [82]. L'angle d'inclinaison des 7 ondes par rapport à l'axe z est identique.....	110
Figure 73 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	111
Figure 74 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 50 mrad et la longueur d'onde est de 1064 nm.....	111
Figure 75 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intensité sur l'axe est de $64 \cdot I$ avec I l'intensité maximale de chacune des 8 ondes.....	112
Figure 76 : Interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes sont en opposition de phase deux à deux au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intensité sur l'axe est nulle.	113
Figure 77 : Exemple 1 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.	113
Figure 78 : Exemple 2 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.	114
Figure 79 : Exemple 3 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.	114
Figure 80 : Exemple 4 d'interférences à 8 ondes planes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm.	115
Figure 81 : Interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où toutes les ondes sont en phase au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut 2,856 u.a.	116

Figure 82 : Interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes sont en opposition de phase deux à deux au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut 2,853 u.a.	116
Figure 83 : Exemple 1 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,897 u.a.	117
Figure 84 : Exemple 2 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,865 u.a.	117
Figure 85 : Exemple 3 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,816 u.a.	118
Figure 86 : Exemple 4 d'interférences à 8 ondes gaussiennes dans le cas où les ondes possèdent un déphasage aléatoire au point d'observation. L'angle d'inclinaison des ondes par rapport à l'axe z est de 25 mrad et la longueur d'onde est de 532 nm. L'intégrale de l'image vaut: 2,869 u.a.	118
Figure 87 : Plan de la casemate d'ELSA illustrant le cheminement des électrons dans la ligne accélératrice d'ELSA.	122
Figure 88 : Photo-injection induite par laser se produisant dans une cavité radiofréquence de 144 MHz (photo-injecteur) vue en coupe.	123
Figure 89: Déroulement temporel du fonctionnement d'ELSA. Les micro-impulsions sont regroupées en trains d'impulsion (macro-impulsions) émise le plus souvent à la fréquence de 1 Hz.	123
Figure 90: Vue en coupe de l'aimant double-alpha assurant la compression temporelle du paquet d'électrons.	124
Figure 91 : Photographie du post-accélérateur prise en dehors de l'installation ELSA	126
Figure 92: Positionnement des deux éléments radio-fréquence ayant permis la montée en énergie des électrons d'ELSA.	127
Figure 93: Vue d'ensemble de la salle d'expérimentation d'ELSA dans la configuration Compton. Le faisceau d'électrons provenant de la casemate passe au travers du compresseur double-alpha avant d'être injecté dans la cavité post-accélératrice. Dans la configuration Compton le faisceau est dévié de 45° après interaction vers un beam-dump. Dans la configuration Bremsstrahlung le faisceau d'électrons est dévié d'un angle de 90° avant d'impacter une cible de Tantale pour créer du rayonnement de freinage.	129
Figure 94 : Vue en coupe de la configuration du nouveau Beam-dump.	130
Figure 95 : Schéma en vue de dessus de la chambre d'interaction Compton.	131
Figure 96 : Représentation 3D du module d'interaction.	131
Figure 97: Représentation 3D du module d'injection laser.	132
Figure 98 : Principe général du fonctionnement d'un spectromètre magnétique.	133
Figure 99 : Représentation 3D du module de spectrométrie.	134
Figure 100 : Vue 3D de la chambre d'interaction Compton. Les électrons entrent dans la chambre au niveau du premier triplet de quadrupôles (en bas à gauche) et sortent après avoir interagi par le second triplet de quadrupôles (en haut à droite).	134
Figure 101: Visualisation du recouvrement temporel et spatial sur le biseau à l'aide du rayonnement RTO.	135
Figure 102 : Visualisation par caméra CCD de la position des deux faisceaux de particules l'un par rapport à l'autre au niveau du biseau (= point d'interaction).	136
Figure 103: Principe de fonctionnement d'une Caméra à Balayage de Fente.	137
Figure 104: Principe de mesure dans le cas du double balayage (streak camera « synchroscan »). ...	138

Figure 105 : Illustration de la fenêtre d'entrée de la STREAK Camera pour deux largeurs d'ouverture. La largeur de l'ouverture est ajustée grâce à une languette métallique coulissante possédant une ouverture triangulaire.	139
Figure 106: Image typique obtenue sur la caméra à balayage de fente en observant sur le biseau la lumière issue du laser et la lumière issue du rayonnement de transition provoqué par les électrons. Les deux paquets sont géométriquement séparés sur la fente d'entrée. Ils sont synchrones lorsque les deux taches sont à la même hauteur sur l'image.	139
Figure 107 : Interface de dépouillement des images de la caméra à balayage de fente d'ELSA. La mesure de la durée de la micro-impulsion laser se fait sur une rangée de pixel verticale (profil sur le côté gauche de l'image) en mode synchroscan. Un pixel correspond à 0,7 ps.....	140
Figure 108 : Schéma de principe du dispositif assurant la synchronisation des amplificateurs avec la cellule de Pockels.	141
Figure 109 : Schéma de la table laser pour l'interaction Compton.	141
Figure 110 : Vue 3D de la table laser pour l'interaction Compton.	142
Figure 111: Allure des macro-impulsions délivrées par le laser d'interaction Compton : les macro-impulsions sont courtes, adaptées au fonctionnement de la source Compton sur ELSA.	142
Figure 112 : Tension appliquée à la cellule de Pockels permettant de générer une macro-impulsion dont l'intensité varie au cours du temps.	143
Figure 113 : Evolution de la forme de la macro-impulsion au passage dans les 3 amplificateurs laser pour des tensions d'alimentation croissantes dans les amplificateurs. La durée initiale de la macro-impulsion laser est imposée par la tension d'alimentation de la cellule de Pockels.....	144
Figure 114: Evolution de la forme de la macro-impulsion laser au passage dans les différents amplificateurs optiques.....	144
Figure 115 : Cycle d'utilisation d'un écran photostimulable.	146
Figure 116 : ERLM Fuji BAS-MS (à gauche) et lecteur Typhoon FLA-7000 (à droite).....	146
Figure 117 : Calculs et mesures de la réponse spectrale des ERLM dans différentes configurations d'emploi.	148
Figure 118 : Mise en place d'un empilement d'ERLMs derrière la fenêtre de Be pour l'estimation de l'énergie des X.	150
Figure 119 : Calculs MCNPX de la transmission des photons X dans un empilement d'ERLMs (la transmission est définie comme le rapport relatif des énergies déposées dans la couche radiosensible des différents ERLMs, en prenant comme référence le 1er ERLM de l'empilement).....	151
Figure 120 : Coefficients d'atténuation massique des photons X dans une couche radio-sensible d'un ERLM en fonction de l'énergie des photons X.	152
Figure 121 : Images des rayonnements X obtenues en sortie de la fenêtre Be avec un empilement de 4 ERLMs.	152
Figure 122 : Implantation du détecteur X résolu en temps devant la fenêtre Be de la chambre d'injection.....	153
Figure 123 : Description du détecteur X résolu en temps.	153
Figure 124 : Schéma de principe d'un photomultiplicateur à dynodes.	154
Figure 125 : Images extraites des ERLMS placés directement en sortie de la fenêtre de Béryllium. L'image de gauche (a) est obtenue avec le laser d'interaction en fonctionnement. Le niveau de signal Compton cumulé au bruit atteint la valeur de 45 PSL/mm ² au centre du cône. L'image de droite (b) est obtenue sans laser d'interaction. Le bruit a été réduit à un niveau de 15 PSL/mm ² . Le rapport Signal à bruit est de 2.....	160
Figure 126 : Présentation des images extraites des 4 ERLMs dans l'ordre de leur positionnement dans l'empilement (de gauche à droite).	162
Figure 127 : Courbes de Transmission au travers de l'empilement des 4 ERLMs calculées pour différentes énergies de source Compton.....	163

Figure 128 : Profil relatif de la distribution transverse de la source extrait de l'image brute de la source Compton (les ailes du profil sont masquées par les bords du trou central du plateau du SMILE) et distribution réelle des photons après correction.	164
Figure 129 : Comparaison du profil relatif des deux sources Compton issues des expériences de 2010 et 2015.	165
Figure 130 : Spectres du rayonnement de freinage sur l'accélérateur ELSA simulés à 1 m d'une cible de Tantale (Ta) pour différentes valeurs de l'énergie des électrons.	167
Figure 131 : Images extraites des ERLMS placés directement en sortie de la fenêtre de Béryllium. L'image de gauche est obtenue sans laser d'interaction. L'image de droite est obtenue avec le laser d'interaction en fonctionnement.	169
Figure 132 : Schéma de principe illustrant la méthode utilisée pour localiser le foyer des rayonnements parasites. Le rayonnement X est diaphragmé par l'ouverture dans le Plateau n°2 du SMILE avant d'être imagé sur l'ERLM.	169
Figure 133 : Localisation des foyers de bruit détectés lors de la première phase de réglages du transport du faisceau. Les zones rouges et orange sur les ERLMs disposés autour de la chambre d'interaction signalent un niveau de rayonnement gamma élevé.	170
Figure 134 : Fenêtre principale de l'application BeamLeader permettant de visualiser en bleu le tracé de l'évolution de la taille transverse du faisceau d'électron (suivant l'axe horizontal) lors de son transport dans la ligne d'ELSA. Les quadripôles sont représentés en roses et les dipôles en rouge et bleu.	171
Figure 135 : Positionnement des collimateurs destinés à réduire le bruit généré dans les tubes à vide par le halo d'électrons.	172
Figure 136 : Usinage du plateau SMILE n°1 pour augmenter le diamètre du trou central susceptible d'interagir avec les électrons du halo.	172
Figure 137 : Images extraites des ERLMs placés directement en sortie de la fenêtre de Béryllium après avoir réduit le bruit de fond. L'image de gauche est obtenue sans laser d'interaction. L'image de droite est obtenue avec le laser d'interaction en fonctionnement.	173
Figure 138 : Images du signal X extraites des couches d'ERLMs disposées dans l'empilement.	176
Figure 139 : Evolution du signal X au cours de sa propagation dans l'empilement d'ERLMs. Les profils sont obtenus en faisant une coupe horizontale des images juxtaposées de la Figure 138.	176
Figure 140: Courbes de transmission théoriques calculées (MCNPX) pour différentes énergies de source X et courbe de transmission expérimentale obtenue avec des électrons de 30 MeV et des photons de 532 nm.	177
Figure 141 : Profils verticaux normalisés extraits des ERLMs pour des sources produites respectivement avec des électrons de 17,7 MeV et des électrons de 30 MeV dans le cas d'une polarisation horizontale du laser d'interaction.	179
Figure 142: Définition du repère R formé par les vecteurs $\mathbf{ex}$, $\mathbf{ey}$, $\mathbf{ez}$ auquel on se réfère pour indiquer la direction de polarisation.	180
Figure 143 : Image de la source (à gauche) et profils de distribution (à droite) extraits du premier ERLM de l'empilement obtenu avec le SMILE lorsque la polarisation incidente du laser d'interaction est horizontale (selon $\mathbf{ex}$).	181
Figure 144 : Image de la source (à gauche) et profils de distribution (à droite) extraits du premier ERLM de l'empilement obtenu avec le SMILE lorsque la polarisation incidente du laser d'interaction est verticale (selon $\mathbf{ey}$).	181
Figure 145 : Positionnement des deux plateaux du SMILE dans la chambre d'interaction Compton. Les électrons circulent de la gauche vers la droite. Le laser entre dans le module d'injection par le hublot puis se propage de la droite vers la gauche. Le plateau 1 est inséré dans une bride entre 2 quadripôles du premier triplet. Le deuxième plateau est dans la boîte d'injection. La paroi supérieure du module d'injection est rendue transparente sur le dessin pour laisser apparaître le plateau 1.	184

Figure 146 : Vue 3D et photographie du plateau 1 du SMILE.....	184
Figure 147 : Vue 3D et photographie du plateau 2 du SMILE.....	185
Figure 148 : Vue du Plateau 2 dans la boîte d'injection rendue transparente sur le dessin pour une meilleure visibilité. En réalité seule la paroi de gauche est transparente.	186
Figure 149 : Vue de la mécanique du SMILE dans la chambre d'interaction. Les éléments magnétiques et les tubes à vides ne sont pas représentés ici pour une plus grande visibilité de l'ensemble.....	186
Figure 150 : Disposition de l'obturateur rétractable dans la boîte d'injection laser contenant le plateau 2 du SMILE. Il est actionnable via un translateur pneumatique contrôlable à distance. L'obturateur occulte le miroir 1 du plateau, empêchant le repliement du faisceau laser dans le SMILE.	187
Figure 151 : Exemple d'un mauvais réglage du faisceau laser initial. Le résultat est une variation du diamètre du faisceau laser dans le plan des miroirs du SMILE. On voit ici une photographie du plateau 2 dans le cas d'un laser 532 nm.	188
Figure 152 : Visualisation du faisceau laser dans le plan d'interaction transverse grâce à une lame fine transparente. Les 8 réflexions du faisceau laser provenant du plateau 2 passent toutes par un unique point (au centre de la lame). Les réflexions issues directement du plateau 1 ne passent pas par le centre du SMILE et forment, dans le plan de la lame, une couronne autour du point central lumineux.	189
Figure 153 : Visualisation des miroirs du plateau 1 au travers de la lunette auto-colimatrice. On constate que le diamètre du faisceau laser est constant depuis la réflexion sur le premier miroir (en bas) jusqu'à l'ouverture de sortie du SMILE (en bas à droite).	190
Figure 154 : Le trou d'alignement (diamètre $\sim 200\ \mu\text{m}$) est fixé sur une double translation à vis micrométriques. Il est maintenu par un support évidé permettant de laisser passer les retours de faisceau ne passant pas par le point d'interaction situé au centre du SMILE. a) Vue du trou au travers la lunette auto-collimatrice. b) Trou fixé sur la platine de translation.	190
Figure 155 : schéma du dédoubleur de faisceau du laser pilote, pour multiplier par deux la cadence de production des paquets d'électrons.	193
Figure 156 : Séquence temporelle d'arrivée des paquets de photons et d'électrons au point d'interaction et d'émission des impulsions de rayonnement X avec le SMILE. (a) Dans l'expérience 1, le laser et les électrons sont émis à une fréquence de 72,2 MHz. Le SMILE permet d'empiler les 4 pulses présents dans la cavité au point d'interaction avec une fréquence de 144,4 MHz. (b) Dans l'expérience 2, le laser est toujours émis à 72,2 MHz mais la fréquence d'émission des électrons est de 144,4 MHz. Le nombre d'impulsions X et donc de photons X émis par seconde est doublé par rapport à l'expérience 1. Dans les deux cas, le régime stationnaire (optimal) de production des photons X est atteint avec l'injection de la 4ème impulsion laser dans le SMILE.	194
Figure 157 : Rayonnement X détecté par le photomultiplicateur (PM) et converti en signaux électriques observables sur l'oscilloscope en temps réels. Le niveau de signal détecté par ce diagnostic ne permet pas de quantifier le niveau absolu de signal X ni le gain apporté.....	195
Figure 158 : Images respectives du bruit de fond, et de la source Compton extraite du bruit de fond dans la configuration sans SMILE (a,b) et avec SMILE (c,d) pour une fréquence d'interaction de 72,2 MHz. Dans la configuration sans SMILE, on devine la présence de l'obturateur rétractable positionné devant le premier miroir arrêtant une partie du rayonnement Compton (b).	196
Figure 159 : Comparaison des profils de la source Compton produit en 2015 sans le SMILE (points rouges) et avec le SMILE (points bleus). En vert, on a retracé le profil de la source Compton obtenue en 2011.	198
Figure 160 : Signal X transmis par le diagnostic à photomultiplicateur (résolu en temps). Le graphe montre le signal Compton généré indépendamment par chacun des bras du laser pilote (courbe verte et courbe rouge) cadencé à une fréquence de 72.2 MHz. Le signal Compton obtenu avec la combinaison des deux contributions générant des paquets d'électrons à une fréquence de 144 MHz est tracé en orange.	199

Figure 161 : Images respectives du signal X en sortie de la chambre d'interaction, dans les configurations sans SMILE (a) et avec SMILE (b), pour une fréquence d'interaction de 144,4 MHz.	200
Figure 162 : Image de la source obtenue sans le SMILE (à gauche) avec le SMILE (à droite) dans le cas d'une polarisation du laser d'interaction verticale (selon e_x).	201
Figure 163 : Positionnement des macroparticules dans le maillage. Les champs E (E_x, E_y, E_z) sont définis aux pas de temps entiers, les champs B (B_x, B_y, B_z) sont définis au pas de temps demi-entiers du maillage puis interpolés aux pas de temps entiers (schéma de Yee).	207
Figure 164 : Schéma de principe résumant les principales étapes de calcul d'un code PIC.	208
Figure 165 : Evolution de la densité de charge $r_h(t)$. Les deux graphes correspondent à des points de mesure situés respectivement au début (en haut) et à la fin (en bas) de la simulation.	211
Figure 166 : Rayonnement produit par un électron dans le champ laser.	215
Figure 167 : Rayonnement total produit par les deux électrons dans le champ laser avant la correction de l'algorithme.	216
Figure 168 : Rayonnement total produit par les deux électrons dans le champ laser après la correction de l'algorithme.	216
Figure 169 : Représentation de la quantité de mouvement de deux électrons p_1 (à gauche) et p_{29} (à droite) en fonction du temps. Les deux particules oscillent dans le champs laser avec une amplitude et un délais différents.	217
Figure 170 : Localisation des particules p_1 et p_{29} dans le paquet d'électrons par rapport à l'impulsion laser.	217
Figure 171 : Mouvement de l'électron lors de son interaction avec le laser contre-propagatif. A gauche, la position transverse y et à droite l'impulsion transverse p_y en fonction de la position longitudinale x normalisée.	219
Figure 172 : Mouvement de l'électron lors de son interaction avec le laser contra-propagatif au maximum de l'impulsion laser. A gauche, la position transverse y et à droite l'impulsion transverse p_y en fonction de la position longitudinale x normalisée.	220
Figure 173 : Energie angulaire rayonnée lors du mouvement représenté en Figure 171.	221
Figure 174 : a) Répartition spectrale des photons rayonnés par unité d'angle solide et de fréquence $d^2N/d\omega d\Omega$ émis sur l'axe lors du mouvement représenté en figure 13. b) Répartition spectrale des photons émis dans les angles solide 30×30 mrad ² (bleu) et 60×60 mrad ² (vert).	222
Figure 175 : Etude de la linéarité du calcul de macroparticules diffusées effectué par CAIN en fonction de l'énergie dans l'impulsion laser.	223
Figure 176 : Discrétisation spatiale de l'intégrale permettant de sommer les photons dans la totalité du cône d'émission.	224
Figure 177 : Découpage de l'anneau d'intégration dans le plan de détection. Les aires de même couleur possèdent le même nombre de photons.	225
Figure 178 : Distributions des photons X de la source Compton simulée avec les paramètres listés dans le Tableau 18.	226
Figure 179 : Distributions énergétique de la source Compton simulée avec les paramètres listés dans le Tableau 18.	226
Figure 180: Répartition spatiale de l'énergie rayonnée dans le plan de détection situé à 800 mm du point source obtenue avec le code CAIN (à gauche) et répartition spatiale de l'énergie rayonnée par unité d'angle solide obtenu avec le code CALDER Circ (à droite).	228
Figure 181 : Distribution spatiale des photons rayonnés obtenue expérimentalement avec des électrons de 17.7 MeV (issue d'un ERLM).	229
Figure 182 : Comparaison des profils de la distribution angulaire des photons X obtenus expérimentalement avec les profils obtenus avec les codes de simulation CALDER et CAIN.	229
Figure 183 : Distribution énergétique du rayonnement selon l'axe X et Y obtenue avec CAIN.	230

Figure 184 : Spectre énergétique de la source X rayonné dans tout l'espace.....	231
Figure 185 : Spectre énergétique de la source X dans un cône de demi-angle 10 mrad (~10% bande spectrale).	232
Figure 186 : Spectre énergétique de la source X sur l'axe (en ph/sr).....	232
Figure 187 : Energie rayonnée par unité d'angle solide dans les conditions présentées dans le Tableau 19 dans le cas où le laser d'interaction est polarisé verticalement (CALDER Circ).....	233
Figure 188 : Distribution spatiale des photons rayonnés obtenue expérimentalement avec des électrons de 30 MeV (issue d'un ERLM).	234
Figure 189 : Distribution énergétique du rayonnement selon l'axe X et Y obtenue dans le cas d'électrons de 30 MeV (CAIN).....	234
Figure 190: Distribution spatiale des photons X suivant les directions X et Y dans le cas d'électrons de 30 MeV (CAIN).	235
Figure 191 : Spectre énergétique de la source X rayonné dans tout l'espace dans le cas d'électrons de 30 MeV (CAIN).	236
Figure 192 : Spectre énergétique de la source X dans un cône de demi-angle 10 mrad (~10% bande spectrale) obtenu avec le code CAIN (à gauche) et spectre énergétique de la source X émis sur l'axe obtenu avec le code CALDER Circ (à droite).....	236
Figure 193 : Mise en place d'une densité calibrée (facteur 430) devant le filtre « IP » du FLA7000	245
Figure 194 : Courbes d'étalonnage des ERLM avec une source de Co60 étalon.....	247

Liste des tableaux

Tableau 1 : Propriétés du rayonnement X en fonction de la technique d'analyse utilisée.	12
Tableau 2 : Tableau récapitulatif des sources X Compton dans le monde actuellement en fonctionnement.....	17
Tableau 3 : Tableau récapitulatif des projets de sources X Compton dans le monde	23
Tableau 4 : Paramètres expérimentaux utilisés en 2008 pour obtenir le premier faisceau d'X Compton inverse sur ELSA.	26
Tableau 5: Exemples de configurations exploitables pour la source X d'ELSA.	41
Tableau 6 : Bilan des différentes contributions à l'élargissement spectral de la source Compton inverse	61
Tableau 7 : Exemple de dimensions transverses pour les faisceaux d'électrons et de photons dans les expériences utilisant des électrons de 17,7 MeV et un faisceau laser de 532 nm.	69
Tableau 8 : Dimensions du SMILE en fonction de la fréquence de récurrence des impulsions.	79
Tableau 9: Energie des photons X attendue calculée pour différentes configurations électrons/photons.	125
Tableau 10 : Paramètres des faisceaux utilisés pour l'interaction et caractéristiques de la source Compton inverse obtenue avec des électrons de 17,7 MeV.....	159
Tableau 11 : Résultats obtenus en termes de flux dans un cône de 10 mrad à 17,7 MeV.....	161
Tableau 12 : Paramètres des faisceaux utilisés pour l'interaction et caractéristiques de la source Compton inverse obtenue avec des électrons de 30 MeV.....	175
Tableau 13 : Résultats obtenus en termes de flux dans un cône de 10 mrad.....	178
Tableau 14 : Mesure de l'ouverture du cône maximal de diffusion en fonction de la polarisation du laser incident.	182
Tableau 15 : Evolution du flux de photons rétrodiffusés en fonction de la polarisation du laser d'interaction.	182
Tableau 16: Récapitulatif des flux d'X (en ph/s) mesurés dans les 2 expériences.	200
Tableau 17 : Mesures du flux de photons émis dans les cône de 10 mrad et 13 mrad avec et sans le SMILE.....	202
Tableau 18 : Paramètres de l'interaction utilisés pour les simulations (cas 17.7 MeV).....	227
Tableau 19 : Paramètres de l'interaction utilisés pour les simulations (cas 30 MeV).....	233

Titre : Développement d'une source de rayonnement X par diffusion Compton inverse sur l'accélérateur ELSA et optimisation à l'aide d'un système d'empilement de photons

Mots clés : Source Compton Inverse, rayonnement X, accélérateur linéaire, système optique d'empilement de photons

Résumé : La diffusion Compton inverse est l'interaction entre un photon et un électron de haute énergie. Il en résulte l'émission d'un nouveau photon d'énergie supérieure à celle du photon incident suivant la trajectoire de l'électron. Ces propriétés rendent possible la création d'une source de rayonnement X hautement directive, monochromatique accordable dans une large gamme spectrale. Il suffit d'accélérer les électrons sur quelques mètres pour leur faire gagner l'énergie minimale requise. Les photons proviennent d'une chaîne laser fortement amplifiée. Une telle source est donc relativement compacte, peu coûteuse à mettre en œuvre et facilement accessible aux utilisateurs. Elle est particulièrement adaptée aux besoins des musées ou des hôpitaux pour des applications comme l'analyse d'œuvres historiques ou la radiothérapie. L'objectif de cette thèse est de mettre en œuvre une source de rayonnement X par diffusion Compton inverse en bout de

ligne de l'accélérateur ELSA (Electrons et Laser, Sources X et applications). L'installation ELSA comprend un accélérateur linéaire d'électrons appartenant à la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique à Bruyères-le-Châtel (CEA DAM). Le but est de produire des impulsions de rayonnement X ultra-courtes dans une gamme énergétique allant de 10 à 100 keV. Elle servira notamment à la caractérisation de détecteurs à réponse ultra-rapide développés à la DAM. Un système optique destiné à augmenter le flux de rayonnement X produit a été développé. Il consiste à replier la trajectoire du laser pour empiler les impulsions au point d'interaction. Dans le même but, une mise à niveau de l'installation a été réalisée afin d'augmenter l'énergie des électrons de 18 à 30 MeV. Les résultats expérimentaux ont enfin été comparés aux résultats obtenus à l'aide de simulations PIC 3D.

Title : Development of a multi-keV Compton Source on ELSA linac and optimization with a photons piling-up system

Keywords : Inverse Compton scattering, X-ray, compact light source, electron linac, multipass optical system

Abstract : X-ray sources based on inverse Compton scattering process produce tunable near-monochromatic and highly directive X-rays. Recent advances in laser and accelerator technologies make the development of such very compact hard X-ray sources possible. These sources are particularly attractive in several applications such as medical imaging, cancer therapy or culture-heritage study, currently performed in size-limited infrastructures. The main objective of this thesis is the development of an inverse Compton scattering source on the ELSA linac of CEA at Bruyères-le-Châtel as a calibration tool for ultra-fast detectors.

A non-resonant cavity was designed to multiply the number of emitted X-ray photons. The laser optical path is folded to pile-up laser pulses at the interaction point, thus increasing the interaction probability. Another way of optimizing the X-ray yield consists in increasing the electron bunch density at the interaction point, which is strongly dependent on the electron energy. A facility up-grade was performed to increase the electron energy up to 30 MeV. The X-ray output gain obtained thanks to this system was measured and compared with calculated expectations and 3D PIC simulations.