

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE GREMI

THÈSE présentée par :
Nassim Majeri

soutenue le : **22 octobre 2009**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : Physique des gaz et des plasmas

Production de rayons X par plasma ECR

THÈSE dirigée par :

J.M. POUVESLE

Directeur de Recherche, Directeur du GREMI,
CNRS-Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

Jean LAROUR

Chercheur, LPP, CNRS-Polytechnique Paris

Stéphane PASQUIERS

Directeur de Recherche
CNRS-Université Paris-Sud

JURY:

Laifa BOUFENDI

Professeur des Universités à Orléans, Président du jury

Jean LAROUR

Directeur de Recherche au CNRS à Palaiseau

Stéphane PASQUIER

Directeur de Recherche au CNRS à Orsay

Sylvain MILSANT

Ingénieur DRT, INEL, à Artenay

Eric ROBERT

Chargé de Recherche au CNRS à Orléans

J.M. POUVESLE

Directeur de Recherche au CNRS à Orléans

Remerciements

Je remercie tout d'abord monsieur Jean-Michel Pouvesle, directeur du GREMI, pour m'avoir permis de réaliser ma thèse au sein de son laboratoire et avoir été mon directeur de thèse. J'ai pu apprécier ses qualités humaines et scientifiques au cours de ces trois ans de travail au GREMI.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à monsieur Michel Hugnot, PDG de la société INEL, qui m'a permis d'effectuer cette thèse CIFRE dans sa société. Je remercie également monsieur Sylvain Milsant, Ingénieur DRT chez INEL, pour son aide et ses conseils durant la thèse et pour avoir participé à mon jury de thèse.

Merci à l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'examiner mon travail et d'être venu assister à la soutenance. En particulier mes rapporteurs, monsieur Jean Larour, directeur de recherche au CNRS à Palaiseau et monsieur Stéphane Pasquier, directeur de recherche au CNRS à Orsay, ainsi qu'à monsieur Laïfa Boufendi, Professeur des Universités à Orléans, pour avoir accepté de présider mon jury de thèse.

À l'ensemble de mes collègues du GREMI sur lesquels j'ai pu compter quand j'avais des questions techniques et quand j'ai eu besoin d'aide, un grand merci à tous pour leur gentillesse et leur compétence. En commençant bien sûr par Raymond Viladrosa, pour toute son aide technique et expérimentale durant ces trois ans et sa patience. Puis à Christophe Cachoncinlle et Eric Robert pour leur aide et leurs remarques critiques et constructives. Et également à Sébastien Dozias et Guy Coudrat pour leur grande aide technique. Merci également à nos secrétaires toujours efficaces pour leur patience et leur disponibilité : Sylvie, Evelyne et Christophe.

Merci aux collègues avec lesquels je n'ai pas travaillé directement mais qui ont contribué à rendre agréable mon passage au Gremi, que ce soit les permanents, les thésards ainsi que les stagiaires.

Table des matières

1. Introduction.....	7
2. Les plasmas à la résonance cyclotronique électronique	10
2.1.Introduction sur les plasmas.....	10
2.1.1. Longueur de Debye.....	10
2.1.2. Fréquence plasma.....	10
2.2.Principe de fonctionnement.....	12
2.2.1. Mouvement dans le champ magnétique.....	12
2.2.2. Principe du chauffage ECR.....	12
2.2.3. Confinement magnétique : la bouteille magnétique.....	13
2.2.4. Confinement électrostatique : le potentiel plasma.....	14
2.3.Chauffage dans les plasmas ECR.....	15
2.3.1. Ondes dans les plasmas magnétisés.....	15
2.3.2. Interactions ondes particules.....	20
2.3.3. Chauffage du à la conversion de l'onde X en onde de Bernstein...	22
3. Dispositif expérimental.....	27
3.1.Description de la source.....	27
3.2. Acquisition des données.....	32
3.2.1. dispositif de la prise d'image par caméra à sténopé.....	32

3.2.2. Mesure du spectre.....	33
3.2.3. Mesure du débit de dose.....	35
3.3. Influence du champ magnétique sur l'énergie des électrons.....	37
4. Rayonnement X du plasma sans cible ...	44
4.1. Image par caméra à sténopé de l'anneau d'électrons chauds émetteur du rayonnement X.....	45
4.2. Le bremsstrahlung et la température spectrale.....	48
4.3. Etude du rayonnement X du plasma.....	49
4.3.1. Influence de la pression	49
4.3.2. Intensité du rayonnement en fonction de Z	50
4.3.3. Influence du champ magnétique	51
4.3.4. Influence de la puissance magnétron.....	55
4.3.5. Comparaison avec les autres sources ECR.....	59
4.4. Bilan du rayonnement sans cible	61
5. Rayonnement X avec l'insertion d'une cible.....	62
5.1. Cible rectangulaire de tungstène.....	64
5.1.1. Influence de la distance entre les aimants.....	64
5.1.2. Influence de l'angle d'inclinaison de la cible par rapport à l'horizontale.....	68

5.2.Tige de tungstène de 1 mm de diamètre comme cible.....	72
5.3.Cible en cuivre.....	75
5.4.Réalisation d'images radiographiques.....	78
5.4.1. Flacon de cachets.....	78
5.4.2. Tube de mascara.....	82
5.4.3. Circuit intégré.....	83
5.5.Stabilité de la source.....	85
6. Conclusion.....	89
Bibliographie.....	91

Table de symboles

ε_0	Permittivité du vide
λ_D	Longueur de Debye
k_B	Constante de Boltzmann
T_e	Température électronique
T_i	Température ionique
n_e	Densité électronique
e	Charge électrique
ω_p	Fréquence plasma
m_e	Masse de l'électron
c	Vitesse de la lumière
N_c	Densité limite
ω_c	Fréquence cyclotronique
ρ	Rayon de Larmor
B	Champ magnétique
μ	Moment magnétique
$v_{\perp}$	Vitesse perpendiculaire au champ magnétique
$v_{//}$	Vitesse perpendiculaire au champ magnétique
v_{th}	Vitesse thermique
n_G	Indice de réfraction onde gauche
n_D	Indice de réfraction onde droite
n_O	Indice de réfraction onde ordinaire
n_X	Indice de réfraction onde extraordinaire
ω_D	Fréquence de coupure droite
ω_G	Fréquence de coupure gauche
ω_{UH}	Fréquence hybride haute
E	Champ électrique de l'onde
$\vec{k}$	Vecteur d'onde
γ	Facteur relativiste

1. Introduction

Le but de cette étude est de développer et caractériser une source de rayonnement X, la source ECRX initialement mise au point au laboratoire LPTP [Bac-1, Bac-2], et de comparer ses performances par rapport aux tubes X. Les tubes X sont les sources de rayonnement X les plus utilisées de nos jours. Ils utilisent le bombardement d'une cible solide par des électrons accélérés, produisant le rayonnement X. Les électrons sont émis en chauffant un filament (la cathode) et sont accélérés vers une cible (l'anode) en appliquant une forte tension. La principale limitation du flux de rayonnement X produit, vient de l'anode qui chauffe et fond si le flux incident d'électrons est trop important. D'où l'utilisation, dans les tubes X modernes, d'une anode tournante qui augmente la surface effective sur laquelle la puissance du flux d'électron est dissipée sans augmenter la taille de source.

Les rayons X sont des photons dont l'énergie va environ de 100 eV à 1 MeV ; ils ont été découverts par K. Roentgen en 1895 [Ron-1]. Ils sont largement utilisés en science, en médecine et dans l'industrie, pour leurs propriétés de pénétration des objets opaques donnant une information sur leurs structures internes. Leur gamme d'énergie couvre une multitude de résonances atomiques, ce qui permet de sonder la structure basique de la matière. Le principal problème des sources de rayons X est leur luminance (la puissance irradiée par unité de surface et par unité d'angle solide) car il est difficile de collimater une source divergente. D'où le développement continu de source de rayonnement X que nous allons succinctement décrire.

Les tubes X, peuvent être utilisés en mode continu ou pulsé, dans ce cas leur durée d'émission relativement grande, de l'ordre de 100 ms, ne permet pas d'étudier des phénomènes rapides, d'où le développement de sources flash-X avec des temps d'émission entre quelques nanosecondes et quelques centaines de nanosecondes avec un taux de répétition ne dépassant pas la dizaine de kHz. L'idée de base de ces systèmes est d'utiliser une forte impulsion de tension pour accélérer les électrons libérés de la cathode vers l'anode, où ils vont produire le rayonnement X, généralement la même impulsion est utilisée pour libérer et accélérer les électrons. Les flashes X peuvent être de petits dispositifs transportables avec une énergie typique de décharge de quelques joules pour des tensions de quelques dizaines de kilovolt ou peuvent être de grandes installations où une énergie de 100 kJ à 100kV est déchargée [Boy-1, Tit-1, Tit-2, Mog-1, Kha-1, Rom-1]. Les principales limitations de ces systèmes sont la stabilité en énergie par impulsion et la durée de vie due à la détérioration rapide de la cible.

Les sources synchrotrons utilisent le rayonnement émis par des particules chargées très relativistes lorsque leurs trajectoires sont courbées par un champ magnétique. Cet effet a été observé la première fois dans les expériences de collisions de particules très énergétiques où il a pour conséquence de limiter l'énergie atteinte, il est de nos jours très apprécié car la puissance de la radiation émise est proportionnelle à γ^4 (où $\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ est le facteur relativiste, ce qui a pour conséquence l'utilisation exclusive d'électrons), ainsi que pour sa largeur spectrale et sa stabilité [Sol-1]. Les synchrotrons consistent à injecter des électrons dans un anneau de stockage (qui peut atteindre plusieurs centaines de mètres de circonférence), où règne un vide très poussé pour ne pas diminuer l'énergie avec des collisions, en les faisant tourner à l'intérieur à l'aide de champ magnétique, l'énergie des électrons, de l'ordre du GeV, est maintenue à l'aide de cavités de pompage RF. Le pompage RF ordonne les électrons en paquets donnant des impulsions d'émission d'environ 100ps et

des temps de répétition de l'ordre de la nanoseconde. Les sources synchrotrons sont de loin les plus puissantes sources de rayonnement X, cependant elles ne sont pas très pratiques de par leurs coûts, leurs tailles et leurs complexités.

Les plasmas peuvent émettre du rayonnement X s'ils sont chauffés à une température appropriée. En générale le plasma est chauffé soit à l'aide d'un laser amplifié soit par une décharge. Le chauffage par un laser consiste à envoyer une impulsion laser intense sur une cible et un plasma se forme à la surface de la cible. Le rayonnement X obtenu dépend des transitions dans le matériau de la cible utilisée pour les raies et le plasma lui émet une radiation continue [Kor-1, Ber-1, Han-1]. De plus l'énergie des photons X produits est en générale basse car pour générer des photons de plus hautes énergies il faut de grands systèmes qui sont en plus mono coup à cause de l'énorme puissance déposée qui détruit la cible (comme les X-pinchs [Ara-1]). Dans les sources à décharge, le plasma est créé par une décharge électrique, où un fort courant vient frapper une cible, formant ainsi un plasma sur la surface de la cible comme avec le laser mais avec des durées d'émission plus grande et une brillance moyenne d'un ordre de grandeur plus petite [Sam-1, Tho-1].

Un plasma ECR, à la résonance cyclotronique électronique, est une source plasma d'abord développée dans les années 50 dans le cadre de la fusion thermonucléaire contrôlée, où au départ le confinement magnétique du type miroir ouvert caractérisé par des lignes de champ magnétique non fermées (que l'on décrira plus loin) a été abandonné au profit des configurations tokamak dont les lignes de champ sont fermées [Gir-1]. Les sources ECR miroir, sont aujourd'hui principalement utilisées comme source d'ions pour les accélérateurs et pour le traitement des surfaces (dépôt et gravure) [Gel-1, Dre-1, Che-1, Asu-1]. Dans notre cas on utilise une source ECR à miroir pour ses électrons énergétiques qui, interagissant avec les autres particules du plasma (ions et neutres) et avec les parois du réacteur, sont décélérés et produisent un rayonnement de freinage, le bremsstrahlung.

Dans certaines conditions opératoires, les plasmas ECR génèrent des rayons X sur une grande gamme d'énergie de 1 à 100 keV comme dans notre source, et jusqu'à 1 MeV pour les machines les plus performantes (très onéreuses). Une étude récente a montré de possibles applications dans le domaine de la radiologie médicale [Gau-1]. Un brevet a été déposé par l'école Polytechnique. Au GREMI, en collaboration avec la société INEL, nous avons caractérisé et amélioré cette nouvelle source de rayons X.

Notre source ECRX, possédant une configuration magnétique du type miroir, est caractérisée par la présence d'électrons énergétiques dans le plan médian du miroir localisés sur un anneau. Comme le rayonnement X du plasma n'est ni ponctuel ($\sim 20 \times 10 \text{ mm}^2$) ni assez intense ($\sim 20 \mu\text{Gy/s}$ à 1 mètre) pour des applications, une cible a été placée sur la trajectoire des électrons énergétiques, pour résoudre ces deux faiblesses.

Les tubes X actuellement atteignent des densités de puissances en électrons de 100-150 kW/mm². Avec par exemple des tailles de foyer de $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$, pour la mammographie, on atteint une puissance de 1,5 kW [Fre-1]. Pour la radiologie osseuse, les tensions utilisées vont de 50 kV à 80 kV avec 20 à 40 mA.s, les milli ampères seconde sont le produit de l'intensité du courant par le temps de pose. Pour les poumons la tension monte à 120 kV et on applique 300 mA.s. Des tensions plus élevées, jusqu'à 400 kV, peuvent être utilisées pour la radiologie industrielle en fonction des matériaux à examiner. Notre source a un rayonnement X d'énergie moyenne comprise entre 20 et 30 kV après un filtre de 2 mm d'aluminium, qui est le filtre généralement utilisé pour la radiologie pour éliminer les photons de basse énergie.

Elle pourrait servir pour la mammographie ou pour le contrôle industriel de matériaux peu denses comme le plastique et le verre ou encore pour la cristallographie. Nous avons donc effectué plusieurs radiographies d'objets comme un flacon de cachet en verre, un tube de mascara et un circuit intégré.

Le principal avantage de notre source par rapport aux tubes X, est la non utilisation d'une forte tension (20 à 400 kV). Pour chauffer les électrons, nous utilisons une onde de 2,45 GHz, qui est la fréquence industrielle autorisée dans les fours à micro-ondes, délivrée par un magnétron. Les éléments simples qui composent notre source donne un coût plus faible qu'un système classique de tubes X, dû principalement au prix élevé du générateur pour les tubes X. De plus, nous n'avons pas besoin d'un vide très poussé comme dans les tubes X, la source ECRX fonctionne avec une pression résiduelle de 0,1mPa. Et enfin notre source est compacte ce qui la rend facilement transportable. Les applications de cette source sont nombreuses comme la radiologie, la stérilisation et le contrôle non destructif industriel.

Dans le chapitre 2, on donnera les principales caractéristiques des plasmas et on expliquera le principe de fonctionnement des sources ECR.

Dans le chapitre 3, on présentera les théories qui tentent d'expliquer l'interaction onde-plasma, qui de nos jours n'est pas encore complètement comprise. En allant de l'interaction ondes-particules individuelles, à la conversion de mode en prenant en compte les effets collectifs du plasma et en passant par le chauffage stochastique.

Dans le chapitre 4, on décrira notre installation expérimentale et la partie acquisition de données, qui nous a permis de caractériser la source. On présentera également le champ magnétique qui règne dans notre source et son influence sur l'énergie maximale que peuvent atteindre les électrons et donc les photons X.

Dans le chapitre suivant, on étudiera la production du rayonnement X par le plasma en fonction des différents paramètres : la pression, le champ magnétique et la puissance micro-ondes. La présence des électrons énergétiques localisés sur un anneau dans le plan médian de miroir a été mise en évidence sur les images prises par caméra à sténopé du plasma. La caractérisation du rayonnement a été faite avec un dosimètre, pour la dose, et le spectre est obtenu à l'aide d'un détecteur germanium. Nous avons également déterminé l'énergie moyenne.

Dans le dernier chapitre, on montrera que l'introduction d'une cible sur la trajectoire des électrons, a permis d'augmenter et de localiser la source. On étudiera aussi l'influence des différents paramètres comme dans le cas sans cible. Nous avons d'abord cherché à augmenter la dose avec une cible rectangulaire de tungstène, de 1 cm de largeur et de longueur et 0,3 mm d'épaisseur. On s'est également intéressé à l'influence de l'angle d'inclinaison de la cible. Puis pour diminuer la taille de source on a utilisé une tige de tungstène de 1 mm de diamètre. Nous avons également utilisé un tube de cuivre de 3 mm de diamètre refroidi comme cible, car la société INEL était intéressée par les raies de cuivre pour la cristallographie. Dans la dernière partie on donnera quelques exemples d'images radiographiques réalisées avec notre source.

2. Les plasmas à la résonance cyclotronique électronique

Dans ce chapitre, nous présenterons les principales caractéristiques de la physique des plasmas ECR et le principe de leur fonctionnement.

2.1. Introductions sur les plasmas

Le plasma est considéré comme le quatrième état de la matière. Il correspond à plus de 99% de l'état de la matière dans l'univers. Le plasma est défini comme un gaz à l'état d'ionisation partielle ou totale. Il est également généré en laboratoire comme par exemple les décharges électriques dans les tubes fluorescents et les plasmas de fusion. Le développement de la physique des plasmas a permis de nombreuses applications technologiques telles que les lampes à néon, les écrans plasmas et les composants électroniques nécessitant un traitement de surface. On donnera les deux principales caractéristiques des plasmas qui nous intéressent à savoir la longueur de Debye et la fréquence plasma.

2.1.1. Longueur de Debye

Comme le plasma contient des particules chargées, la force électromagnétique, qui est forte et agit à longue distance, entraîne que chaque particule du plasma interagit avec un grand nombre de ses voisins. Le comportement des plasmas peut être étudié sur des grandes échelles, où les propriétés collectives sont présentes et sur une échelle microscopique où les interactions individuelles sont prises en compte.

L'échelle au delà de laquelle les effets collectifs dominant est, la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.1)$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide, T_e la température électronique, n_e la densité des électrons, e la charge de l'électron et k_B la constante de Boltzmann.

2.1.2. Fréquence plasma

Lorsque la neutralité du plasma est perturbée, les particules du plasma réagissent en exerçant une force pour revenir vers l'état d'équilibre de neutralité. Cette force engendre une

oscillation radiale du plasma autour de la position d'équilibre [Del-2]. Les électrons oscillent donc autour de leur position d'équilibre à la pulsation plasma (ou de Langmuir) ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} = \frac{1}{\lambda_D} \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (2.2)$$

Où m_e est la masse de l'électron (la pulsation plasma est souvent appelée fréquence plasma, alors qu'en toute rigueur la fréquence plasma est la quantité $f_p = \omega_p / 2\pi$).

Cette fréquence est importante, car une onde électromagnétique ne peut se propager dans le plasma que si sa fréquence est supérieure à la fréquence plasma. En d'autres termes il existe une densité limite du plasma au-delà de laquelle l'onde, dont la fréquence de chauffage est constante en général, ne peut plus pénétrer dans ce plasma. Physiquement, cela signifie que le plasma a le temps de réagir et de se réorganiser pour neutraliser la perturbation.

Au-delà de cette densité limite, l'onde ne pénètre plus que sur une petite distance appelée épaisseur de peau : $\delta = c/(\omega_{pe}^2 - \omega^2)^{1/2}$. Comme l'épaisseur de peau est plus grande pour des ondes de basse fréquence, les plasmas dits sur-denses (qui ont une densité plus grande que la densité limite de propagation) sont généralement obtenus avec des fréquences de chauffage petites.

A titre d'exemple, voici des applications de ce phénomène. On peut déterminer la densité d'un plasma en envoyant des ondes sonde de différentes fréquences, pour savoir à partir de quelle fréquence l'onde est réfléchiée et ainsi en déduire la densité du plasma. Une autre application consiste à faire rebondir une onde sur le plasma ionosphérique, pour communiquer entre deux points de la Terre ou bien explorer au-delà de l'horizon avec des ondes radar. Dans une troisième application, le plasma est utilisé comme un élément du radar [Htt-1, Htt-2, Man-1]. En effet en envoyant un faisceau laser légèrement focalisé sur un plasma, l'impulsion de très courte durée (haute fréquence) sera réfléchiée par le plasma tandis que le piédestal lui sera absorbé par le plasma. Ce qui donne un faisceau 'nettoyé' du piédestal, améliorant ainsi le contraste temporel. De plus, comme le plasma est dépourvu d'inertie, il peut être utilisé comme une antenne radar orientable dans un temps aussi court que quelques dizaines de microsecondes. Il a été également envisagé, de rendre un avion furtif en l'entourant d'une boule de plasma [Nov-1, Fis-1, Swa-1]. Seulement l'énergie nécessaire pour y arriver est énorme. Un objectif plus raisonnable, est de produire un plasma local au niveau des points de l'avion les plus 'brillants'.

Dans notre cas, on utilise une fréquence de chauffage de 2,45 GHz, ce qui donne une densité limite de $N_c = 7,45 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

2.2. Les principes de fonctionnement d'une source ECR

Les plasmas ECR, sont des sources plasmas générées en chauffant les électrons par une onde, dans notre cas micro-onde, en exploitant le phénomène de résonance entre une onde et un électron dans un champ magnétique [Gel-1]. Phénomène que l'on va expliciter en commençant par décrire le mouvement d'un électron dans un champ magnétique. Grâce au champ magnétique, on va également pouvoir confiner de façon efficace le plasma avec l'effet de bouteille magnétique. Et on donnera pour finir, une description du potentiel que développe le plasma pour maintenir une neutralité globale.

2.2.1. Mouvement dans le champ magnétique

Dans un champ magnétique, les électrons ont des trajectoires hélicoïdales autour des lignes de champ, avec une vitesse angulaire :

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (2.3)$$

Appelée aussi fréquence cyclotron. Le rayon de giration, ρ_L , ou rayon de Larmor, est donné par :

$$\rho_L = \frac{m v_{\perp}}{e B} = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \quad (2.4)$$

Où $v_{\perp}$ est la composante de la vitesse de la particule perpendiculaire au champ B.

2.2.2. Principe du chauffage ECR

Le chauffage des électrons dans les plasmas ECR est effectué avec une onde, dans notre cas micro-onde. Lorsqu'on envoie une onde électromagnétique ayant la même fréquence, ω , que les électrons en rotation autour de la ligne de champ magnétique, ω_c , l'électron et l'onde sont en phase et on a un transfert très efficace de l'énergie entre l'onde et les électrons car l'électron voit un champ électrique constant. Dans le chauffage ECR l'énergie de l'onde est transférée dans la composante de la vitesse perpendiculaire à B. C'est le chauffage à la résonance cyclotronique électronique. Ces électrons vont ioniser les atomes du gaz, et les nouveaux électrons vont eux-mêmes être chauffés et ioniser d'autres atomes et ainsi de suite, formant ainsi le plasma.

2.2.3. Confinement magnétique : la bouteille magnétique [Gel-1]

Dans un champ magnétique non uniforme, comme on a la conservation du moment magnétique, défini par :

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (2.5)$$

et si l'on a la conservation de l'énergie totale, lorsque B (le champ magnétique) augmente, une particule chargée voit sa vitesse $v_{\perp}$, perpendiculaire au champ B, augmentée (conservation du moment magnétique eq. 2.5), au détriment de sa vitesse parallèle au champ B, $v_{\parallel}$ (dû à la conservation de l'énergie) [Gel-1].

La conservation du moment magnétique n'est valable que si les variations de B le long de la ligne du champ sont suffisamment faibles devant le rayon de Larmor de l'électron, qui est un invariant adiabatique.

Si le transfert d'énergie est total, on a $v_{\parallel}=0$, et donc la particule est réfléchiée. Dans le cas contraire la particule n'est pas confinée. Cette zone de perte dans l'espace des vitesses forme un cône dénommé cône de perte (voir figure 1) dont, l'angle au sommet α est définie par :

$$\sin^2 \alpha_c = \frac{B_0}{B_M} = \frac{1}{R} \quad (2.6)$$

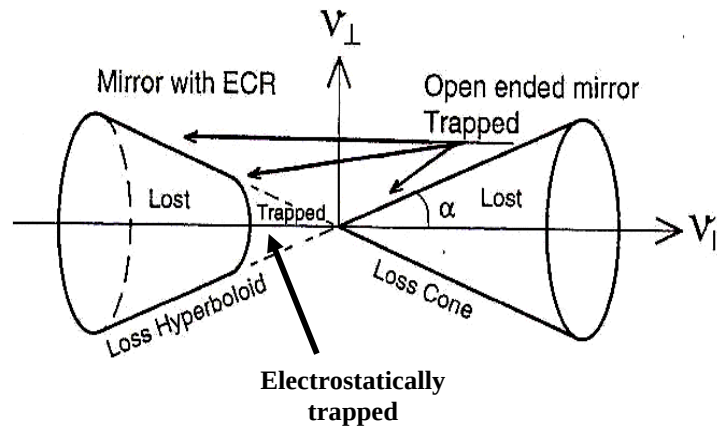


Figure 1: Cône de perte dans l'espace des vitesses [Gel-1]

Où B_M et B_0 sont les champs magnétiques maximal et minimal sur la ligne de champ magnétique, et R étant défini comme le 'rapport miroir'.

D'après cette formule, on voit que plus le rapport miroir est grand plus le cône de perte (dans l'espace des vitesses) est petit et donc plus de plasma est confiné. De plus les électrons chauffés à la résonance cyclotronique électronique sont accélérés dans la direction perpendiculaire à B, si le chauffage est assez efficace un électron peut sortir du cône de perte

et donc devenir confiné ou pour un électron déjà confiné il s'éloigne du cône de perte (voir figure 2). De plus leur point de rebond (de réflexion) où la particule n'a plus de vitesse parallèle au champ magnétique se rapproche de plus en plus du minimum du champ B.

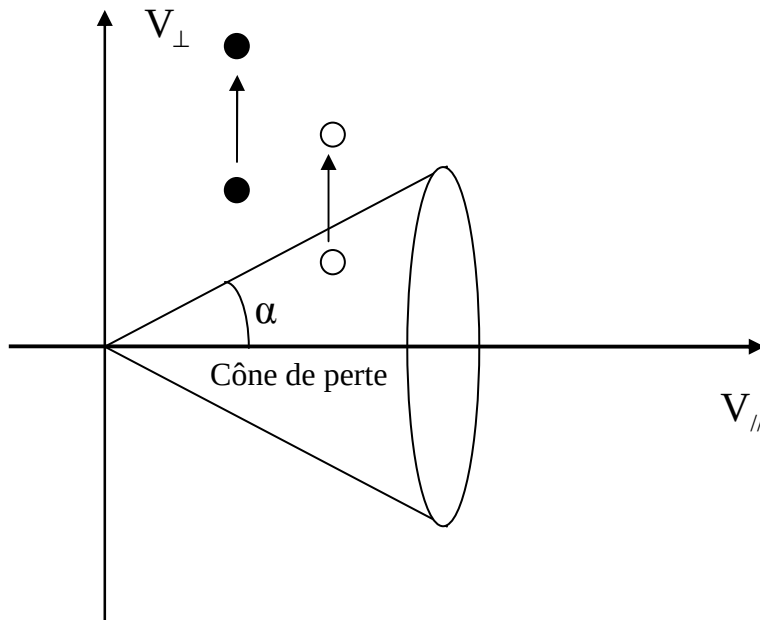


Figure 2 : Amélioration du confinement du au chauffage ECR :

- électron sortant du cône de perte,
- électron s'éloignant du cône de perte.

Les particules chargées, confinées magnétiquement subissent des collisions avec les autres particules, qui peuvent les pousser dans le cône de perte. Comme la fréquence de collision varie en $1/v^3$, les électrons chauffés sont les mieux confinés.

2.2.4. Confinement électrostatique : le potentiel plasma

Les plasmas ECR développent un potentiel (ambipolaire) positif par rapport aux parois du réacteur, car les électrons diffusent plus rapidement que les ions, en raison de leur plus grande mobilité. Les électrons qui diffusent le plus dans le cône sont les électrons de faible énergie, car la fréquence de collision avec les autres électrons et les ions varie en $1/v^3$. Ce potentiel positif sert à confiner les électrons et à éjecter les ions afin de maintenir la neutralité globale du plasma. Le potentiel plasma est estimé en général à une dizaine de volts [Gau-1].

Cependant au centre du plasma, on a vu que les électrons énergétiques sont confinés magnétiquement, ce qui crée un puits de potentiel qui piège les ions au centre du plasma [Gel-1]. Les plasmas sur-denses $\omega_p > \omega_c$, ne peuvent pas être magnétiquement confinés, car les oscillations plasma perturbent le mouvement des électrons dans le champ magnétique.

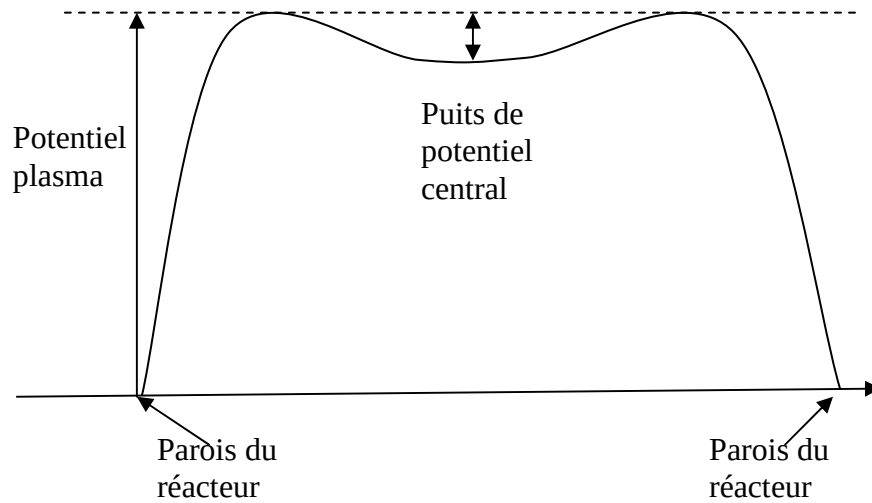


Figure 3: Potentiel axial d'un plasma ECR

2.3. Chauffage dans les plasmas ECR

On présentera dans ce chapitre les théories qui tentent d'expliquer l'interaction onde-plasma, qui n'est pas encore complètement comprise de nos jours ; l'exposé est issu en grande partie du livre de Geller [Gel-1]. On débutera par l'interaction ondes-particules individuelles valable dans le cas d'un plasma peu dense, puis par le chauffage stochastique et enfin par la conversion de mode en prenant en compte les effets collectifs du plasma. On va d'abord commencer par traiter les différentes ondes qui peuvent exister dans notre plasma.

2.3.1. Ondes dans les plasmas magnétisés

La théorie du plasma froid, où la température électronique et la température ionique seraient nulles, bien que purement théorique (mais physiquement impossible), permet de comprendre de façon simple la propagation des ondes dans les plasmas. La présence du champ magnétique, rend le plasma anisotrope. Le plasma réagira de façons différentes, si l'onde se propage perpendiculairement ou parallèlement au champ magnétique. De plus, la polarisation du champ électrique de l'onde par rapport au champ magnétique change les propriétés du plasma. D'où la présence de quatre modes principaux dans un champ magnétique homogène les ondes gauche, droite, ordinaire et extraordinaire. On ne considère ici, que les ondes de haute fréquence, car on ne s'intéresse qu'à la dynamique des électrons dans le plasma.

On a deux types d'onde se propageant parallèlement au champ magnétique. L'une où le champ électrique de l'onde est parallèle au champ magnétique ($\mathbf{E} // \mathbf{B}$) et l'autre où le champ électrique de l'onde est perpendiculaire au champ magnétique ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$).

Dans le cas où ($\mathbf{E} // \mathbf{B}$), l'onde est électrostatique et oscille à la fréquence plasma, $\omega = \omega_{pe}$ (onde P), et ne se propage pas. Pour le cas ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$), l'onde peut être décomposée en la somme d'une onde polarisée circulaire droite (D) et d'une onde polarisée circulaire gauche (G), dont les équations de dispersion sont :

$$n_D^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \Omega_c)} \quad (2.7)$$

$$n_G^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \Omega_c)} \quad (2.8)$$

où

$$\Omega_c = \frac{qB}{m_e} \quad (2.9)$$

est la fréquence cyclotronique signée, $\omega_c = |\Omega_c|$ et $n = kc/\omega$ est l'indice de réfraction avec $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde et c la vitesse de la lumière. Comme l'onde G, n'a pas de résonance avec l'électron, elle ne pourra donc pas chauffer les électrons (si on prend en compte la dynamique

des ions, l'onde G a une résonance avec les ions à la fréquence cyclotronique ionique). Elle possède une fréquence de coupure à :

$$\omega_G = \sqrt{\omega_c^2 / 4 + \omega_p^2} - \omega_c / 2 \quad (2.10)$$

L'onde D tourne dans le même sens que les électrons, et elle est en résonance avec l'électron à $\omega = \omega_c$. Sa fréquence de coupure est :

$$\omega_D = \sqrt{\omega_c^2 / 4 + \omega_p^2} + \omega_c / 2 \quad (2.11)$$

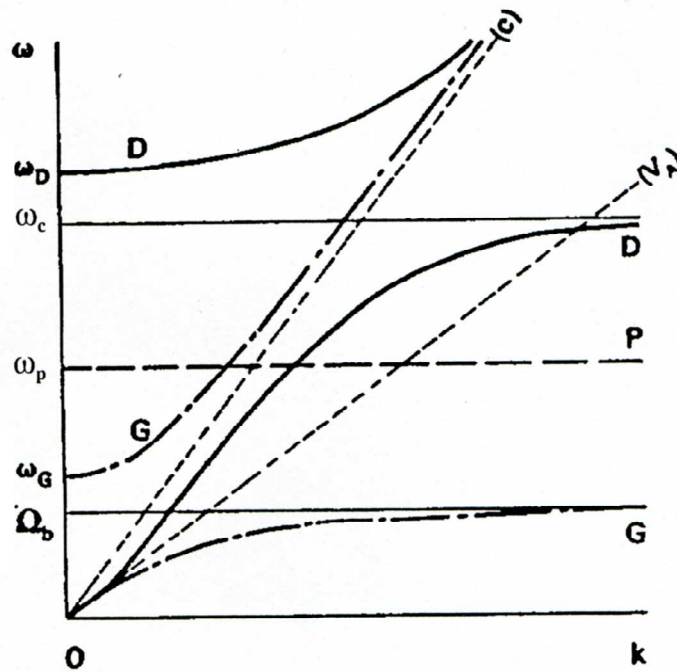


Figure 4: Diagramme dispersion des ondes P, D et G (d'après Quémada [Qué-1])

On a aussi deux types d'onde se propageant perpendiculairement au champ magnétique. L'une où le champ électrique de l'onde est parallèle au champ magnétique ($\mathbf{E} // \mathbf{B}$), l'onde ordinaire (O) et l'autre où le champ électrique de l'onde est perpendiculaire au champ magnétique ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$), l'onde extraordinaire (X).

Pour l'onde ordinaire comme $\mathbf{E} // \mathbf{B}$, le champ magnétique n'a pas d'influence sur l'onde. On a $n_O^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, et l'onde ordinaire ne se propage pas pour $\omega < \omega_p$.

L'onde extraordinaire, possède une polarisation elliptique, où les composantes E_x et E_y sont liées par la relation :

$$\frac{E_x}{E_y} = -i \frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2)} \quad (2.12)$$

La relation de dispersion de l'onde extraordinaire est :

$$N_x^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2 - \omega_p^2} \right) \quad (2.13)$$

L'onde X possède les deux fréquences de coupures ω_G et ω_D .

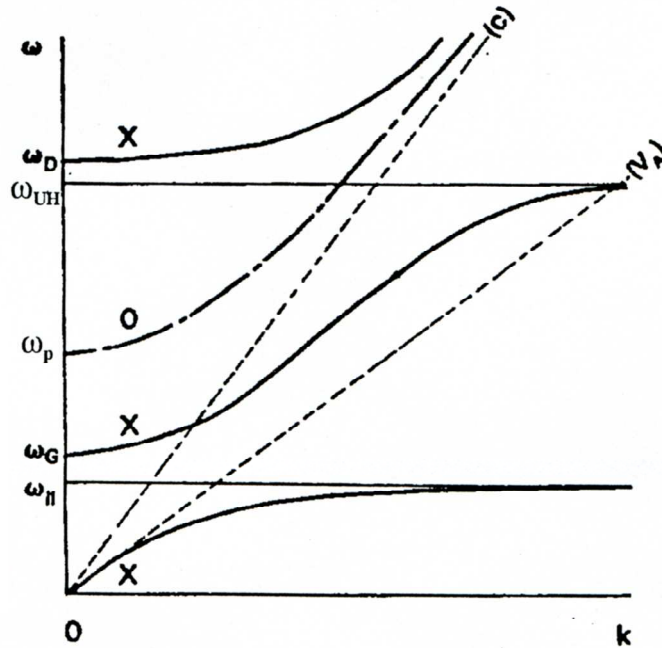


Figure 5: Diagramme de dispersion des ondes X et O (d'après Quémada [Qué-1])

A la fréquence hybride haute, $\omega_{UH}^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$, l'onde X est purement longitudinale. Cette fréquence est une résonance.

Dans notre source, le champ magnétique est de type miroir, il n'est pas homogène. L'injection de l'onde de chauffage sera donc oblique, sauf dans le plan médian du miroir où l'injection de l'onde sera perpendiculaire. Nous avons donc dans notre source des ondes en propagations parallèle et perpendiculaire. Comme on l'a vu précédemment, seules les ondes polarisées circulaire droite (D) en propagation parallèle et les ondes extraordinaires (X) en propagation perpendiculaire peuvent être en résonance avec les électrons, et donc, de pouvoir chauffer efficacement les électrons.

De plus on injecte l'onde de chauffage, le long d'un gradient de champ magnétique croissant. Et donc l'onde, D ou X (voir Figure 4 et 5), va d'abord rencontrer la coupure droite, ω_D , avant la résonance. Mais la distance entre la coupure et la résonance est petite dans notre

source. Car près de $\omega = \omega_c$, la densité plasma est telle que $\omega_p \sim \omega_c$ et par exemple si on calcule les fréquences de coupure et de résonance de l'onde X, on a $\omega_D \sim 1,6 \omega_c$ et $\omega_{UH} = \sqrt{2} \omega_c$. Ces dernières étant des valeurs proches, et on s'attend donc à un effet tunnel important.

Le modèle plus réaliste du plasma chaud, qui prend en compte les effets thermiques, fait apparaître de nouveaux modes aux résonances des modes électromagnétiques en plasma froid. Les zones de résonances 'froide', sont des régions de couplages entre une branche électromagnétique et une branche électrostatique ou acoustique.

Dans notre cas, à la résonance hybride haute, les nouveaux modes électrostatiques sont les modes de Bernstein électronique. Et ces modes de Bernstein vont chauffer les électrons. On étudiera ce mécanisme au chapitre 3.3.

On va d'abord commencer par donner l'équation de dispersion des ondes de Bernstein électronique.

Les ondes de Bernstein

L'équation de dispersion des ondes de Bernstein [Bern-1, Dec-1] est obtenue en utilisant le modèle chaud du plasma, dans un plasma uniforme infini et sans collision. A partir de l'équation de Vlasov linéarisée ([Qué-1, Swa-2]), car on ne s'intéresse qu'à une petite perturbation de la fonction de distribution, couplée avec l'équation de Poisson (pour une perturbation électrostatique), on obtient l'équation de dispersion des ondes de Bernstein [Gau-1] :

$$\varepsilon = 1 + \sum_s \frac{k_{Ds}^2}{k^2} e^{(-\lambda_s)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda_s) [1 + \xi_{0s} Z(\xi_{n_s})] \quad (2.14)$$

où la somme est effectuée sur toutes les espèces (indice s) du plasma, avec

$$k_{Ds}^2 = 2\omega_p^2 / v_{th,s}^2,$$

$$\lambda_s = k_{\perp}^2 v_{th,s}^2 / 2\Omega_{c,s}^2 = k_{\perp}^2 \rho_s^2 / 2,$$

$$v_{th,s} = 2k_B T_s / m_s,$$

$$\xi_{n_s} = \frac{\omega - n\Omega_{c,s}}{k_{\parallel} v_{th,s}},$$

$$Z(\xi_{n_s}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \xi_{n_s}} dt,$$

et I_n la fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce d'ordre n, ρ rayon de Larmor, $\Omega_{c,s} = q_s B / m_s$ fréquence cyclotronique signée, T_s la température de l'espèce s, k_B constante de Boltzmann, ω_p fréquence plasma, ω et k fréquence et vecteur d'onde de l'onde de

Bernstein.

Dans le cas de l'onde de Bernstein électronique, strictement perpendiculaire au champ magnétique ($\xi_{n_s} \rightarrow \infty$) on a [Dec-1]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{e^{(-\lambda_e)}}{\lambda_e} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda_e) \frac{n^2 \omega}{\omega - n\Omega_c} \quad (2.15)$$

Dans notre source les électrons froids ont une température de quelques dizaines d'électrons volts, on a donc $\lambda_s \ll 1$ (qui est l'approximation des rayons de Larmor finis), ce qui permet de faire un développement en série de l'équation de dispersion [Gau-1] :

$$\frac{1}{\omega^2 - \omega_c^2} + \frac{3\omega_c^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)(\omega^2 - 4\omega_c^2)} \lambda_e + \dots = \frac{1}{\omega_p^2} \quad (2.16)$$

A l'ordre 0 du développement en série la fréquence hybride haute est une coupure alors que dans la théorie froide du plasma la fréquence hybride haute est une résonance. De même les harmoniques de la fréquence cyclotronique, $\omega = n\omega_c$, sont des coupures (terme d'ordre n dans le développement).

Le développement à l'ordre 1 donne l'équation de dispersion des ondes Bernstein dans l'approximation plasma tiède, qui est :

$$\frac{1}{\omega^2 - \omega_c^2} + \frac{3\omega_c^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)(\omega^2 - 4\omega_c^2)} \lambda_e = \frac{1}{\omega_p^2} \quad (2.17)$$

Soit

$$\omega \approx \omega_{UH} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\lambda_e \omega_p^2 \omega_c^2}{\omega_{UH}^2 (\omega_{UH}^2 - 4\omega_c^2)} \right) \quad (2.18)$$

Nous venons de voir les différentes ondes qui peuvent exister dans notre source, ainsi que leur propriété de propagation, de coupure et de résonance. Nous allons décrire dans les deux prochaines sections les possibles mécanismes de chauffage des électrons par ces ondes.

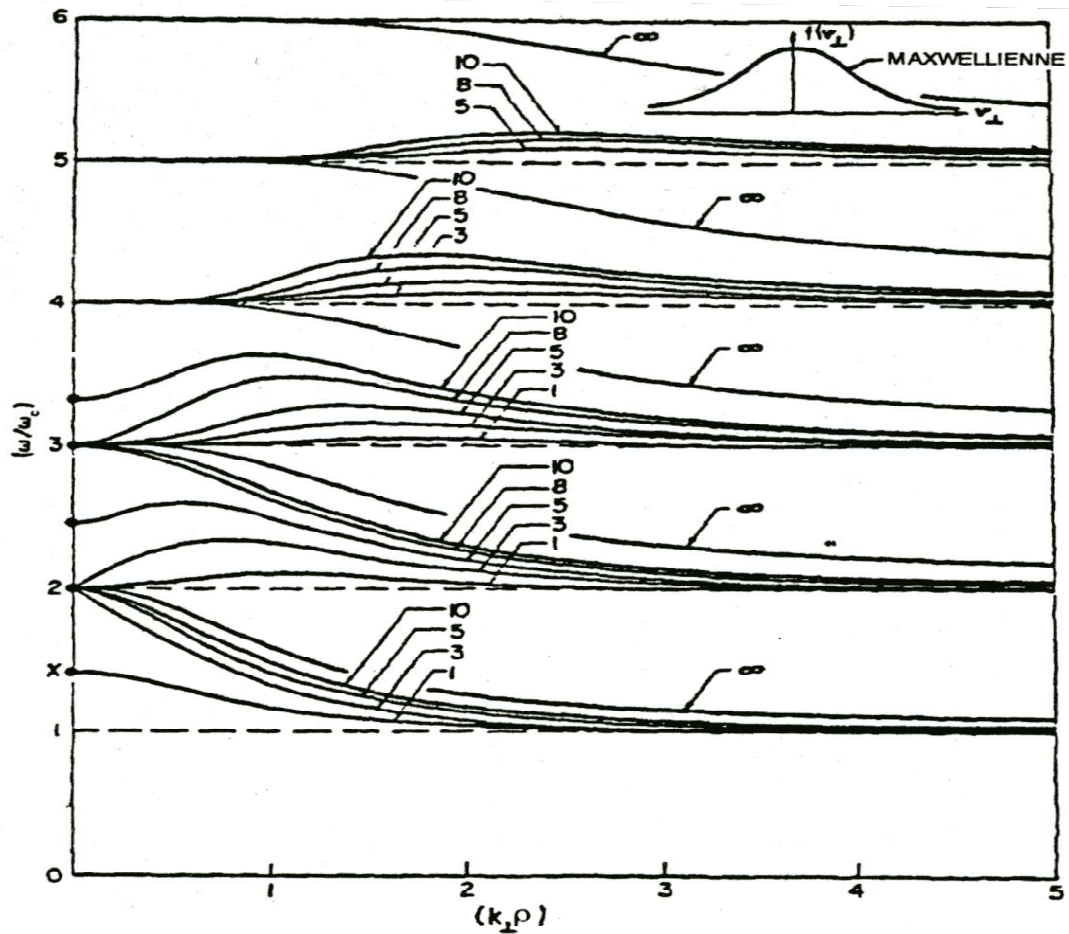


Figure 6 : Diagramme dispersion des ondes de Bernstein (d'après Stix [Sti-1]).

2.3.2. Interaction ondes-particules

On va décrire l'interaction de l'onde avec une particule isolée. L'hypothèse d'une particule individuelle n'est valable dans le cas d'un milieu peu dense. L'exposé que l'on présente ici, est tiré du livre de Geller [Gel-1].

Comme on l'a vu précédemment, un électron dans un champ magnétique a un mouvement de rotation autour des lignes de champ magnétique, dont la fréquence est donnée par $\omega_c = eB/m$. Si on envoie une onde à la même fréquence, $\omega_{RF} = \omega_c$, tournant dans le même sens que l'électron on a un transfert d'énergie entre l'onde et l'électron. Si la phase entre le vecteur vitesse de rotation de l'électron ($\omega_c \times \rho_L$) et le champ électrique de l'onde sont compris entre 0 et $\pi/2$, l'électron gagne de l'énergie. Par contre entre $\pi/2$ et π , l'électron va être décéléré [Del-1].

De plus même si l'électron et l'onde sont en phase, le chauffage ne dure pas, car la variation relativiste de la masse :

$$m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (2.19)$$

augmente lorsque l'électron est chauffé, où $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ est le facteur relativiste et m_0 la masse au repos. Ce qui va changer la fréquence cyclotronique de l'électron:

$$\omega_c = \frac{eB}{\gamma m_0 c} \quad (2.20)$$

et donc on n'aura plus la condition de résonance entre la fréquence cyclotronique de l'électron et la fréquence de l'onde, $\omega_c \neq \omega_{RF}$. On a donc une pulsation de l'énergie des électrons résonnants ([Gol-1, Gau-1]), car un électron initialement en phase avec l'onde va être chauffé et donc à un moment il ne sera plus en phase et perdra de l'énergie jusqu'à ce qu'il soit à nouveau en phase avec l'onde et donc regagnera de l'énergie et ainsi de suite.

Golovanivsky [Gol-1] a donné l'expression de l'énergie maximale que pouvait atteindre l'électron, lorsqu'il est limité par la variation relativiste de masse, qui est :

$$W_{\max} \text{ (keV)} = 18,8 \left(\frac{E \text{ (kVcm}^{-1}\text{)}}{B \text{ (kG)}} \right)^{2/3} \propto mc^2 \left(\frac{eE}{m \omega c} \right)^{2/3} \quad (2.21)$$

Où, au-delà de cette énergie l'électron est décéléré, dû au changement de phase avec l'onde.

Le champ électrique, E, en sortie de notre guide d'onde rectangulaire, peut être calculé par la formule de P. Lorrain et al. [Lor-1], où la puissance moyenne transmise dans le mode TE₁₀ dans un guide d'onde rectangulaire de faible perte est :

$$P = \frac{E^2 ab}{4c\mu_0} \left[1 - \left(\frac{c}{2fb} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.22)$$

Où a et b sont respectivement la largeur et la longueur de la section du guide d'onde rectangulaire, f la fréquence.

Donc en déduit le champ électrique :

$$E = \sqrt{\frac{4Pc\mu_0}{ab} \left[1 - \left(\frac{c}{2fb} \right)^2 \right]^{-1/2}} \quad (2.23)$$

Dans notre source, on a un champ électrique d'environ 200V/cm en sortie de notre guide (qui correspondent à une puissance magnétron de 400W dans notre guide d'onde), un champ magnétique de 0,0875 T (pour avoir la résonance avec notre onde de chauffage micro-onde à

2,45 GHz). Avec la formule précédente on obtient une énergie maximale de ~ 7 keV. Alors qu'on atteint avec notre source des photons X de plus de 100keV. Ce qui suggère que dans notre source on doit avoir des champs électriques plus intenses.

Pour compenser l'influence de la variation de masse relativiste (dû au chauffage), qui entraîne le déphasage entre l'électron et l'onde, il suffit que l'électron, lors de son chauffage, soit soumis à un champ magnétique croissant pour conserver l'égalité entre la fréquence de l'onde et la fréquence cyclotronique électronique :

$$\omega_c = \frac{eB}{\gamma m_0 c} = \omega \quad (2.24)$$

C'est l'effet Gyroc ([Del-1], [Gol-1]), qui permet d'atteindre des énergies de :

$$W_{\max} = m_0 c^2 \left(\frac{B_1}{B_0} - 1 \right) \quad (2.25)$$

Où B_0 est le champ magnétique initial et $B_1 (> B_0)$ est le champ magnétique final. Bien sûr la variation du champ magnétique ne doit pas être plus rapide que la variation de la masse vu par l'électron due aux effets relativistes ($\Delta B/\Delta t < 2\omega E$), sinon on perd la résonance. On voit que pour une augmentation de 20% du champ magnétique vue par l'électron, il acquiert une énergie de 100keV. Donc l'effet Gyroc est un bon candidat pour expliquer les photons de haute énergie.

Le chauffage ECR, couplé au piège magnétique, entraîne que les électrons passent plusieurs fois dans la zone de chauffage ECR, gagnant ou perdant ainsi de l'énergie à chaque passage. Après plusieurs passages, les électrons effectuent une marche aléatoire en énergie. Bien que parfois, l'électron ne soit pas en phase avec l'onde, et perde donc de l'énergie, en moyenne (sur plusieurs passages) il gagne de l'énergie. Le caractère aléatoire permet de décorrélérer la phase de l'onde de la rotation de l'électron, et donc de ne pas être soumis à la limitation de l'énergie due au mouvement adiabatique.

L'énergie que peuvent atteindre les électrons de façon stochastique est [Lic-1] :

$$W_s = 0,34 eEL \sqrt{\frac{t}{\tau}} \quad (2.26)$$

Où $\tau \sim 4\pi (m/e) (1/B) (L^2/l^2)$ est le temps au bout duquel on a un déphasage de 2π , L est la longueur caractéristique du miroir, définie par $B_z = B_0 (1 + x^2/L^2)$ et

$$t = \sqrt{\frac{mL}{eE}} \left(1 + \frac{x_R^2}{L^2} \right)^{5/4} \quad (2.27)$$

Le point $x = x_R$, correspond à la position de résonance. Au-delà de cette énergie, l'hypothèse de phase aléatoire entre deux passages n'est plus valable mais l'électron peut encore gagner de l'énergie. Alors la variation de masse relativiste limite le chauffage, donnant une énergie $W_{\max}=5W_s$.

Dans ce cas, avec les paramètres de notre source, on obtient une énergie maximale de 1keV pour un champ de 200V/cm. Ici aussi, il faut des champs électriques plus intenses pour expliquer les énergies que l'on obtient dans notre source.

L'interaction de l'onde avec une particule isolée, permet de comprendre le principe du chauffage dans les plasmas peu denses, $\omega_p < 0,3\omega_c$. On a pu voir précédemment, que pour atteindre les énergies des électrons que l'on a dans notre source, il faut des champs électriques intenses, de l'ordre de 100 fois plus grands que ceux injectés. Pour des densités plus élevées, comme dans notre source où $\omega_p \sim \omega_c$, la zone de résonance hybride haute ($\omega_{UH}^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$) et la résonance ECR ($\omega = \omega_c$) se sépare, et l'onde X n'est plus absorbée à la zone ECR. Il faut alors prendre en compte les effets collectifs du plasma.

2.3.3. Conversion d'une onde X en une onde de Bernstein

Lorsque l'onde X approche la résonance hybride haute, sa longueur d'onde devient très petite (voir diagramme de dispersion de l'onde X) et son champ électrique devient important. Ce qui donne l'excitation d'une onde électrostatique qui se propage perpendiculairement au champ magnétique, l'onde de Bernstein.

De plus comme on injecte l'onde X dans un champ magnétique croissant, l'onde X (X rapide) va d'abord rencontrer la coupure droite ($\omega = \omega_D$) avant la résonance hybride haute (voir figure 7). Mais comme la distance entre les deux est petite on s'attend à ce que l'onde X passe par effet tunnel à travers la coupure droite, pour être soit réfléchi, soit transmise en onde X lente soit convertie en onde de Bernstein à ω_{UH} , voir figure 8.

Si la densité et le champ magnétique sont assez grands, l'onde X lente va ensuite rencontrer la coupure gauche ($\omega = \omega_L$). Elle sera réfléchi et donc elle se propagera vers la résonance hybride haute. Cette onde X lente, à la résonance hybride haute, sera (comme l'onde X rapide) soit convertie en onde de Bernstein, soit réfléchi (vers la coupure gauche), ou soit transmise en une onde X rapide par effet tunnel à la coupure droite.

Si l'onde X lente ne rencontre pas la coupure gauche elle se propagera jusqu'à la deuxième résonance hybride haute où on aura encore les mêmes phénomènes. La deuxième résonance hybride haute se trouve, par symétrie de notre champ magnétique, de l'autre côté de l'axe magnétique (où le champ magnétique cette fois est décroissant).

Cet ensemble de coupure-résonance-coupure forme un résonateur, où la conversion est un effet dissipatif et où l'on peut avoir 100% de conversion.

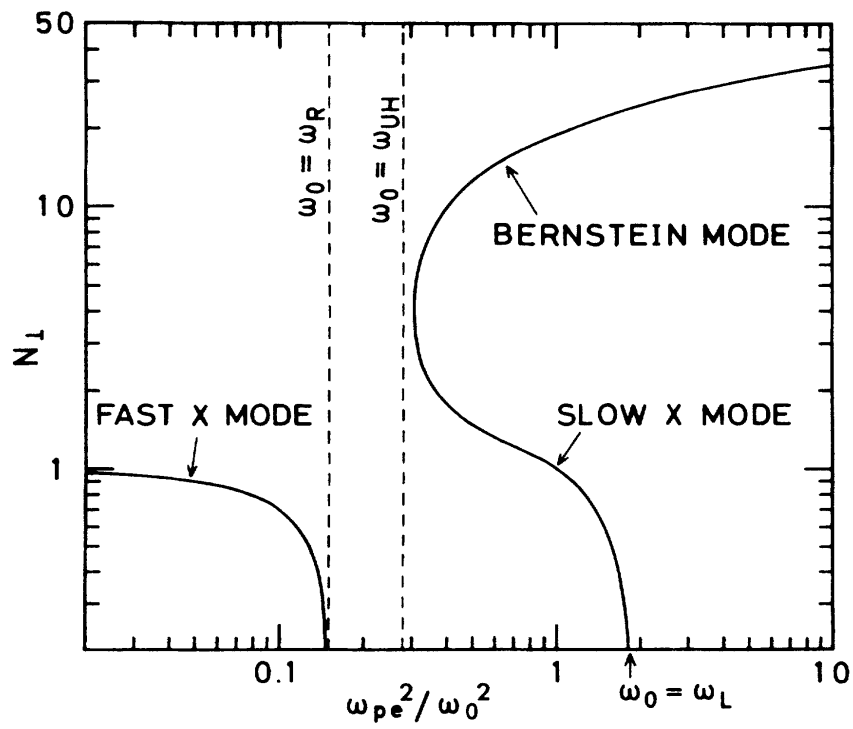


Figure 7 : Indice de réfraction pour $\omega/\omega_c=1,17$ ([Nak-1])

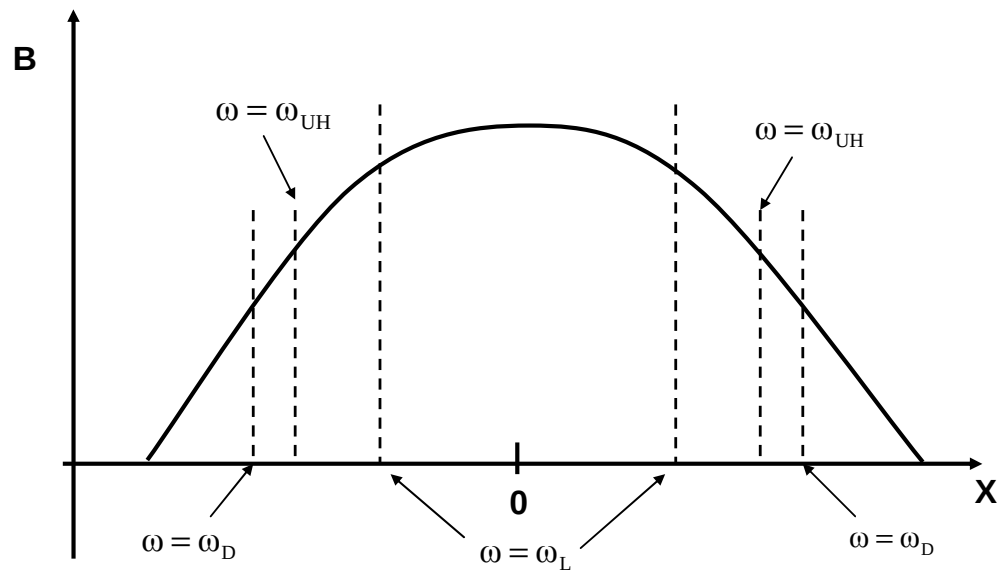


Figure 8 : Profil du champ magnétique vu par l'onde incidente de chauffage

Les équations décrivant la conversion des modes dans les plasmas non homogènes (la non homogénéité est nécessaire à la conversion de mode) sont obtenues généralement en associant une équation différentielle à la relation de dispersion locale au point de conversion [Sti-2], en effectuant une transformée de Fourier.

Les solutions asymptotiques de cette équation différentielle donnent l'amplitude des deux modes des deux cotés de la conversion, ce qui permet de calculer les coefficients de réflexion, transmission et conversion. En toute rigueur l'équation différentielle est d'ordre 4, nécessitant des formules de corrections pour obtenir des expressions simples des coefficients.

Le premier à avoir étudié la propagation d'une onde dans la zone évanescence entre une coupure et une résonance fut Budden [Bud-1], qui obtint une équation différentielle du second ordre à partir de la théorie froide [Ram-1].

Le coefficient de conversion, dans le cas où l'onde rencontre la coupure avant la résonance comme dans notre source, est donné par :

$$C = 4e^{-\pi\eta}(1 - e^{-\pi\eta}) \cos^2\left(\frac{\varphi}{2} + \theta\right) \quad (2.28)$$

Où φ est la différence de phase de l'onde X lente se propageant vers la coupure gauche et l'onde X lente réfléchi se propageant vers la résonance hybride haute, θ est donné par :

$$\theta = \arg \Gamma\left(\frac{-i\eta}{2}\right) \quad (2.29)$$

Et η est le paramètre de Budden, qui dans le cas de l'onde X est donné par [Ram-2] :

$$\eta = \frac{\omega_c L_n}{c} \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + 2(L_n/L_B)}} \left[\frac{\sqrt{1 + \alpha^2} - 1}{\alpha^2 + (L_n/L_B)\sqrt{1 + \alpha^2}} \right]^{1/2} \quad (2.30)$$

Avec L_B et L_n les longueurs de gradient du champ magnétique et de la densité à la résonance hybride haute, et avec :

$$\alpha = \left[\frac{\omega_p}{\omega_c} \right]_{UH} \quad (2.31)$$

Dans notre source, où l'on suppose que $\omega_p \approx \omega_c$ et que le gradient de densité est du même ordre de grandeur que le gradient du champ magnétique, $L_n \approx L_B = 4$ cm, on obtient un coefficient de conversion de 90%. Donc la conversion est presque complète.

R.A. Cairns et C.N. Lashmore-Davies ont développé une méthode simplifiée pour le calcul du coefficient de couplage, qui consiste à approximer la relation de dispersion près du point de résonance, en y associant une paire d'équations différentielles du premier ordre. Ces deux équations décrivent l'évolution de l'amplitude des deux ondes en interactions. L'utilisation de

cette méthode dans notre cas, a été effectuée dans la thèse C Gaudin [Gau-1], pour le calcul du coefficient du couplage entre l'onde de X et l'onde Bernstein. On obtient 90% de conversion, comme obtenu avec la méthode de Budden, pour une température électronique de 12 eV. Pour une température électronique de 25 eV, qui est une valeur proche de notre source [Gau-1], la conversion atteint 98%, qui est donc pratiquement intégrale.

Ces ondes de Bernstein vont ensuite transférer leur énergie aux électrons. Le calcul du coefficient d'amortissement des ondes de Bernstein a aussi été effectué dans la thèse de C. Gaudin. On obtient :

$$\omega_i = -\frac{\omega}{k_{//} v_{th}} \sqrt{\pi} \frac{(\omega_c - \omega)^2}{\omega_c} \exp \left[-\left(\frac{\omega_c - \omega}{k_{//} v_{th}} \right)^2 \right] \quad (2.32)$$

avec les approximations suivantes : $\omega_i \ll \omega_r$, qui sont respectivement la partie imaginaire et réelle de ω , $k_{//} \ll k_{\perp}$ et $k_{//} v_{th} \ll \omega_c$. On voit que pour des ondes purement perpendiculaires ($k_{//}=0$), il n'y a pas d'amortissement. Comme le champ magnétique n'est pas uniforme et que l'onde X est injectée avec un guide d'onde avec une grande ouverture, le vecteur d'onde aura une composante parallèle au champ magnétique non nulle. D'après M. Bornatici et al. [Bor-1], l'onde X peut être convertie en onde Bernstein pour des angles de propagations entre 70 et 90°, dans le cas de notre source ($\omega_p \approx \omega_c$ et $k_{\perp} \rho \ll 1$).

Cependant, même avec un angle de propagation de 70°, l'amortissement reste faible, car on a des valeurs du produit $k_{\perp} \rho$ et donc de $k_{//} \rho$ petites [Bor-1]. Pour $\omega_p \approx \omega_c$, $k_{\perp} \rho \approx 0,5$ et un angle de 20°, on a $\omega/\omega_c \approx 1.348$, ce qui donne $\omega_i/\omega \approx 2\%$ [Gau-1].

3. Dispositif expérimental

Nous présenterons dans le premier paragraphe notre source. Puis on donnera les dispositifs de réalisation d'image par caméra à sténopé, de mesure de spectres et de mesure de débit de dose. Et enfin on montrera l'influence de la configuration magnétique sur l'énergie des électrons de notre source.

3.1. Description de la source

La réalisation de la source et des diagnostics pour l'étude du plasma a nécessité un important travail expérimental. Au début de la thèse nous avions le plan du réacteur de la source du laboratoire de physique des plasmas LPP de l'école Polytechnique. Plusieurs modifications ont été apportées par rapport au dispositif initial de l'école Polytechnique [Gau-1] et aussi tout au long de la thèse. Nous allons présenter ici l'installation la plus récente et les modifications apportées.

Notre réacteur plasma, voir figure 9, est une cavité cylindrique en aluminium de hauteur 8 cm et de diamètre 12,7 cm, qui est très proche de la longueur d'onde dans le vide de l'onde micro-onde injectée à la fréquence de 2,45 GHz, à savoir 12,24 cm. Le réacteur est donc très proche d'une cavité résonante. La largeur du réacteur a été choisie la plus petite possible pour avoir une source la plus compacte, mais par rapport à la version du LPP on a agrandi la largeur du réacteur pour quelle soit aussi grande que l'ouverture du guide d'onde, afin de ne pas perdre une partie de la puissance injectée. A titre de comparaison le réacteur du LLP obstruait environ 1/3 de du guide d'onde, ce qui avait pour conséquence d'avoir une puissance réfléchie pouvant atteindre 20%, alors que nous ne dépassons pas les 5% de puissance réfléchie.

La raison de cette 'petite' largeur de réacteur du LPP résidait dans le fait de placer les deux aimants permanents, générant le champ magnétique nécessaire à la résonance cyclotronique électronique, à une distance l'un de l'autre à partir de 52 mm alors que le guide d'onde apportant l'onde de chauffage avait une largeur de 76 mm. Pour pouvoir augmenter la largeur du réacteur, et donc la distance minimale entre les deux aimants, il a fallu choisir d'autres aimants plus grands que ceux utilisés par le LPP pour avoir la même configuration magnétique. Nous avons déterminé la taille des aimants avec un logiciel commercial. Les deux aimants permanents que nous utilisons sont en terre rare de 65 mm de diamètre et de 40 mm de longueur avec une induction de surface de 0,5 tesla. La distance des aimants peut être ajustée le long de l'axe Z, que l'on appellera aussi l'axe magnétique, permettant de trouver la distance optimale. Chaque aimant est inséré dans un cylindre en laiton, fileté sur la surface extérieure. Ce cylindre en laiton est lui-même inséré dans une pièce en aluminium fileté vers l'intérieur, les flasques du réacteur. Cette pièce en aluminium possède un système de refroidissement d'eau pour évacuer la chaleur des parois de l'enceinte au niveau des aimants. Car l'induction magnétique des aimants permanents se dégrade avec la température. La diminution est de 0,1% par degré Celsius à partir de 20°C.

De plus nous avons dû améliorer le refroidissement et augmenter l'épaisseur des parois des flasques, car les électrons énergétiques venant frapper les parois au niveau des aimants (électrons dans le cône de perte) avaient fissuré les parois. Au LPP, comme on ne cherchait pas à faire une étude sur la stabilité, la source fonctionnait pendant environ 20 minutes avec une puissance micro-onde 400W, alors que nous avons fait fonctionner la source pendant 8 heures sans interruption à 800W .

Le réacteur est équipé de cinq ouvertures : une pour l'injection des micro-ondes, une pour l'injection des gaz, de l'argon, une pour la sortie des photons X, que l'on appellera fenêtre de sortie des photons X, et une pour le pompage. La dernière sortie est utilisée pour l'insertion d'une cible.

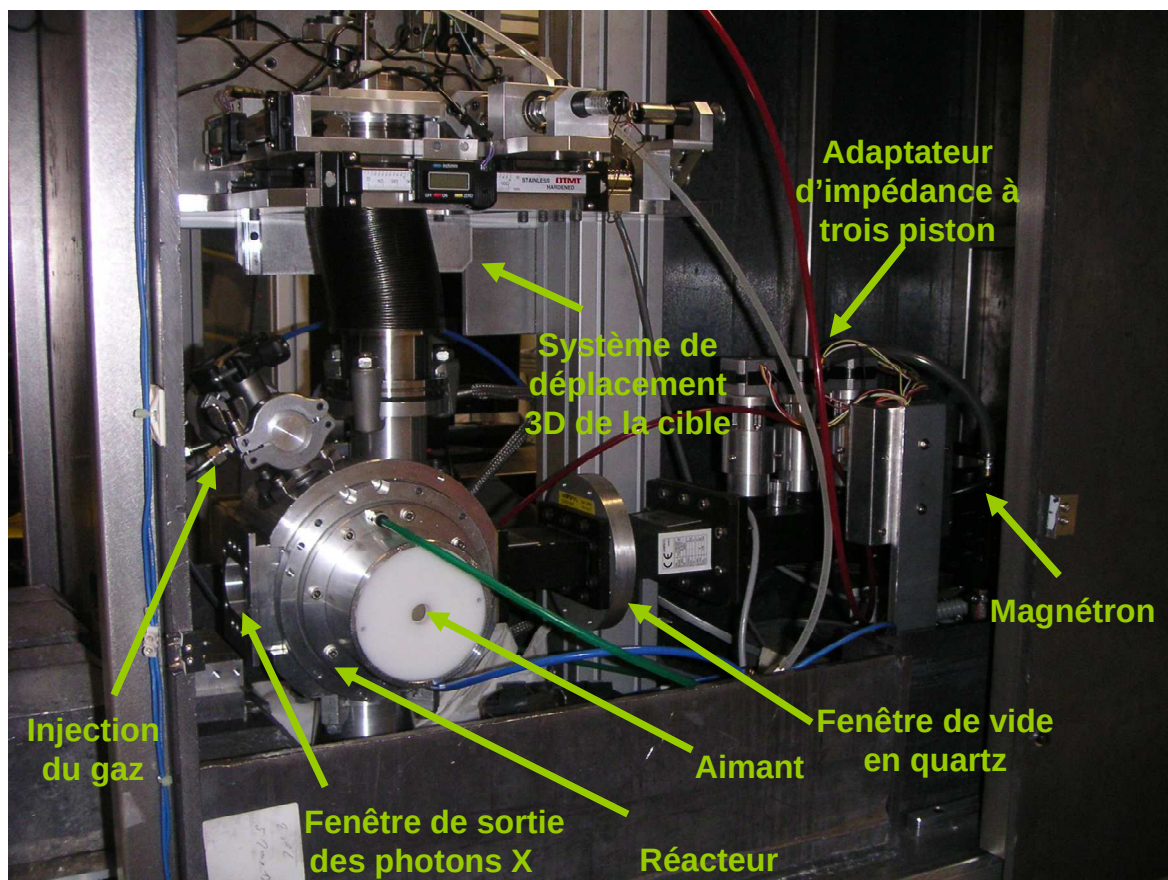


Figure 9 : Image de la source

La gamme de pression de travail nécessaire à la production des X est de 10^{-3} à 4.10^{-2} pascal. Le vide résiduel est obtenu avec une pompe primaire et une pompe turbomoléculaire de 250l/s. La pression à l'intérieur du réacteur est maintenue constante à l'aide d'un système de régulation de pression composé d'une jauge à cathode froide et d'une servo-vanne (Pfeiffer réf : RME 005). La régulation de pression permet d'obtenir une source stable durant toute une journée de fonctionnement. Au début de la thèse nous avons utilisé une cathode chaude

comme au LPP qui, bien qu'elle soit plus précise que la cathode froide, se pollue rapidement. Nous avons donc choisi une jauge à cathode froide.

Le système d'injection des micro-ondes est un système classique de chez Sairem (Sairem réf : GMP 20 KE/T). Il est composé d'un magnétron qui génère l'onde de fréquence 2,45 GHz, avec une puissance réglable, allant jusqu'à 2kW, d'un circulateur qui dirige la puissance incidente vers la cavité et la puissance réfléchie vers une charge d'eau, afin d'absorber la puissance pour ne pas endommager le générateur. Le circulateur est équipé d'une antenne permettant de mesurer la puissance réfléchie, qui est directement lisible sur le générateur. Nous avons un adaptateur d'impédance à trois pistons, pour optimiser le transfert d'énergie en diminuant le taux d'ondes stationnaires. Les trois pistons sont contrôlés à l'aide de trois moteurs pas à pas indépendants permettant un réglage précis de l'adaptation d'impédance. Une fenêtre en quartz sépare le réacteur à basse pression de l'adaptateur rempli d'air à la pression atmosphérique. Nous avons choisi une fenêtre en quartz plutôt qu'une fenêtre en téflon, contrairement à l'équipe de Polytechnique, car le téflon est rapidement détruit au bout d'une heure de fonctionnement. Entre la fenêtre en quartz et le réacteur nous avons un guide d'onde de 76 mm de large et de 38 mm de hauteur et de longueur 100 mm, permettant l'injection d'une onde de mode TE_{01} dans le réacteur.

Nous utilisons deux fenêtres de sortie des photons X : une de 0,2 mm d'aluminium et une composée de 95 μm de kapton plus 15 μm d'aluminium (que l'on appellera fenêtre en kapton), voir figure 12. La première fenêtre sert de filtration pour les photons de basse énergie, de moins de 10 keV (voir figure 10). La fenêtre en kapton laisse passer les photons de basse énergie, en particulier les raies de tungstène de basse énergie et les raies de cuivre, qui sont intéressantes pour la cristallographie. Un filtre de 2 mm d'aluminium a été aussi utilisé, comme pour la radiologie, afin de comparer le débit de dose et le spectre de notre source avec les tubes X.

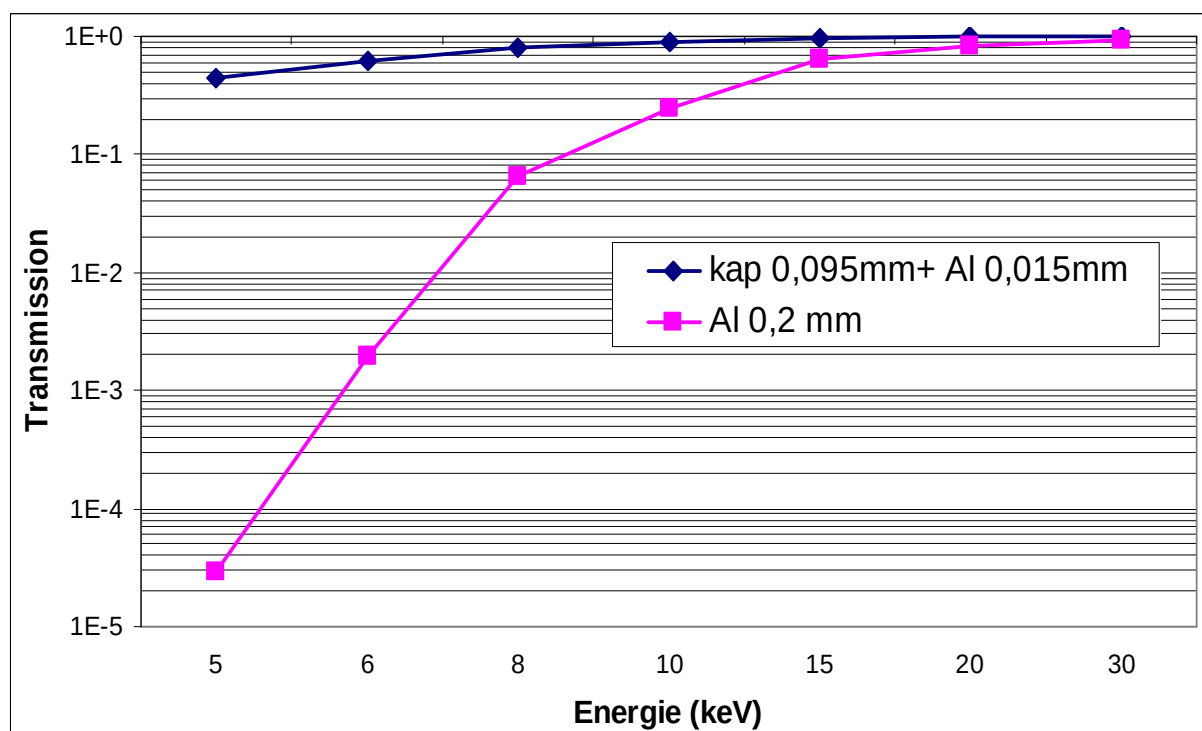


Figure 10 : Courbe de transmission pour les deux fenêtres de sortie du rayonnement X utilisé, donnée issue du site NIST [Htt-3].

La dernière sortie est utilisée pour l'insertion d'une cible, voir figure 11 et 12, avec un système de déplacement 3D afin de positionner la cible pour optimiser la dose de rayons X. Plusieurs tailles de cibles et différents matériaux ont été testées comme le tantale, le tungstène thorié. Notre choix c'est porté sur trois types de cible, la première est une feuille de tungstène de dimension 0,3*10*10 mm, la deuxième est une tige de tungstène de 1 mm de diamètre et enfin un tube de cuivre de 3 mm de diamètre. Le tungstène a été choisi comme matériel pour la cible car il possède l'un des points de fusion le plus haut, à 3420 °C et il est couramment utilisé dans les tubes X. Seulement à partir d'une puissance micro-onde de 1400W la feuille de tungstène commence à fondre après une dizaine de minutes de fonctionnement et à partir de 1000W pour la tige de tungstène. Cela vient du fait, que les cibles de tungstène ne sont pas refroidies. Si on refroidit la cible, la taille de la cible sera plus grande et donc perturbera le plasma. Et en conséquence, on sera obligé d'éloigner la cible pour ne pas trop perturber le plasma ce qui a pour effet de diminuer la dose. Pour une cible en cuivre, on est obligé de la refroidir car elle possède une faible température de fusion, de 1080 °C. D'où une cible en cuivre en forme de tube de 3 mm de diamètre pour y faire circuler l'eau de refroidissement à l'intérieur, amenée avec une aiguille de 0,8 mm de diamètre.

L'ensemble du bâti est recouvert de plaques de plomb de 1 cm d'épaisseur pour arrêter le rayonnement X dur et assurer la protection des expérimentateurs, voir figure 13. Le châssis en plomb est composé de trois parties mobiles, posées sur des roulettes, pour faciliter le déplacement des plaques de plomb. Une ouverture de 70 mm de long et 40 mm de large est située face à la fenêtre de sortie des photons X, pour l'étude du rayonnement issue de la source

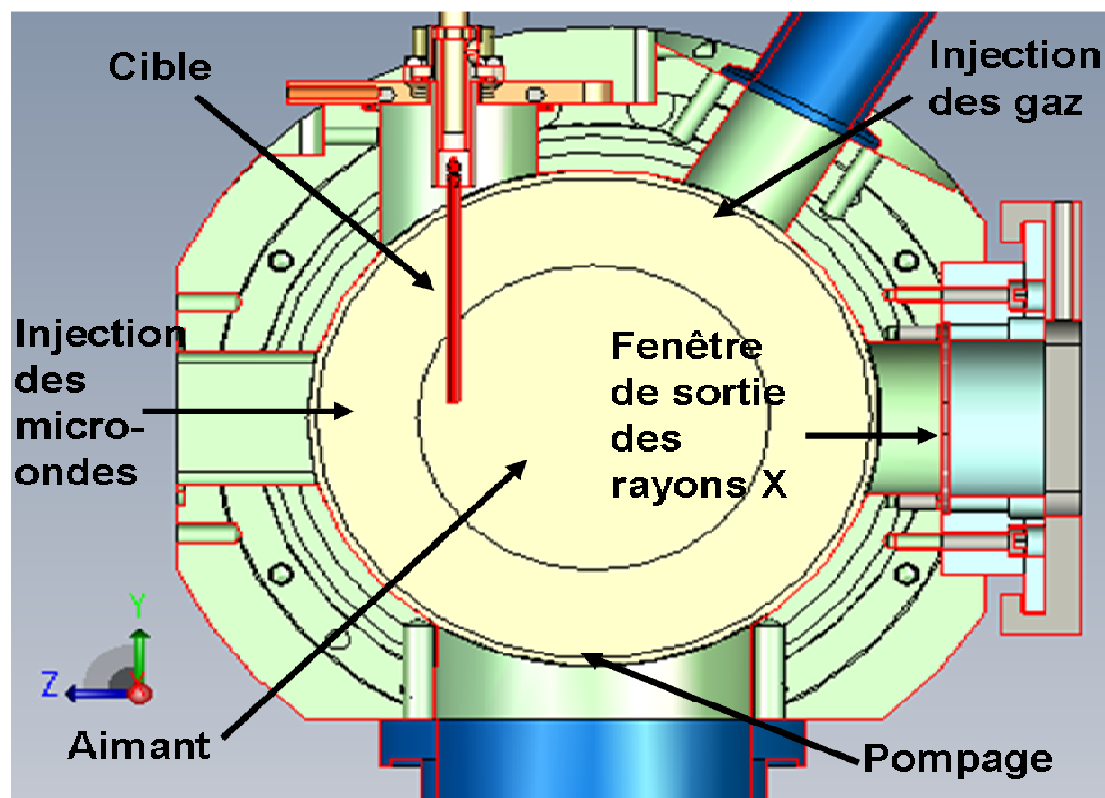


Figure 11: Schéma du réacteur (vue de côté)

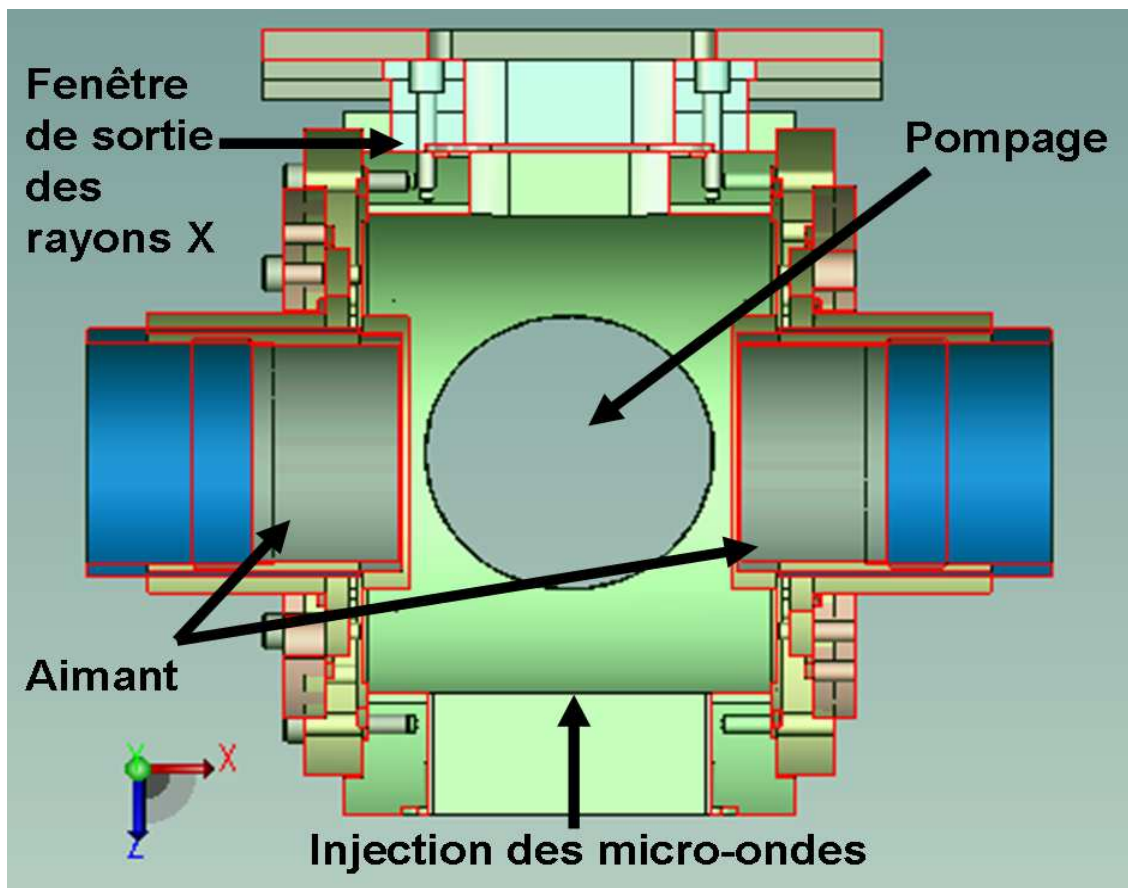


Figure 12: Schéma du réacteur (vue de dessus)



Figure 13 : Image de la protection en plomb de 10 mm d'épaisseur recouvrant la source.

La source produit des photons X à partir de 1 mPa et avec une dizaine de watts de puissance micro-onde. On augmente la puissance micro-onde et la pression pour augmenter la dose produite. Pour chaque pression il y a une puissance micro-onde optimale et vice versa, car au début si on augmente la pression, on augmente la densité et donc la dose produite. Puis à partir d'une certaine limite de densité, les particules présentes sont en trop grand nombre et vont thermaliser les électrons chauffés qui n'atteignent plus des énergies permettant d'émettre des photons X [Gel-1]. La plage de production de photons X va de 1 à 40 mPa en pression avec notre générateur micro-onde qui peut délivrer une puissance jusqu'à 2000W. Un autre paramètre de fonctionnement pouvant être modifié pour augmenter la dose est la modification de la position des pistons dans l'adaptateur d'impédance, qui diminue le taux d'onde stationnaire pour avoir le meilleur transfert d'énergie. La position de la cible joue également un grand rôle sur la dose et la stabilité du plasma. Une modification de quelques millimètres de la position de la cible peut facilement doubler la dose comme l'avait remarqué l'équipe de l'école Polytechnique, on a donc construit un manipulateur 3D avec un pas de 0,5 mm, avec un déplacement de 10 cm sur la hauteur pour balayer une grande partie du réacteur. Pour les deux autres dimensions on se déplace sur une surface ayant la forme d'un cercle de 7 cm de diamètre, dont le centre est décalé de 3 cm du centre du réacteur pour ne pas empêcher le chauffage des électrons. Enfin le dernier paramètre de notre source est la distance entre les deux aimants variant de 86 mm à 200 mm, qui comme on le verra dans la partie expérimentale joue un rôle aussi bien sur la dose que sur l'énergie maximale que peuvent atteindre les photons X.

3.2. Acquisition des données

Dans ce paragraphe, on va décrire les différents diagnostics utilisés pour la caractérisation du rayonnement X de notre source.

3.2.1 Dispositif de la prise d'image par caméra à sténopé

Dans la figure 14, on donne le schéma du dispositif de prise d'image par caméra à sténopé. Le trou de notre caméra sténopé est de 0,3 mm de diamètre percé dans une plaque de plomb de 1,5 mm d'épaisseur. L'épaisseur de 1,5 mm de plomb a été choisie car elle est suffisante pour arrêter les photons de notre source. Cependant si notre source possède des photons assez énergétiques, on peut exiter les raies de plomb mais leur intensité reste faible car les photons aussi énergétiques dans notre source sont peu nombreux. La distance entre l'axe du miroir et le sténopé, et la distance entre le sténopé et le film est la même, pour avoir un grandissement de 1, voir figure 14. Nous utilisons un détecteur plan pour la prise des images X de chez Radicon le shad-o-box 4K EV. Il est composé d'un écran phosphorescent qui protège le détecteur de la lumière ambiante et transforme les photons X incidents en lumière visible vers une matrice de 2000 fois 2048 photodiodes carrées de 48 micromètres de côté. Le modèle que nous utilisons est optimisé pour la gamme de photons X de 10 à 100 keV.

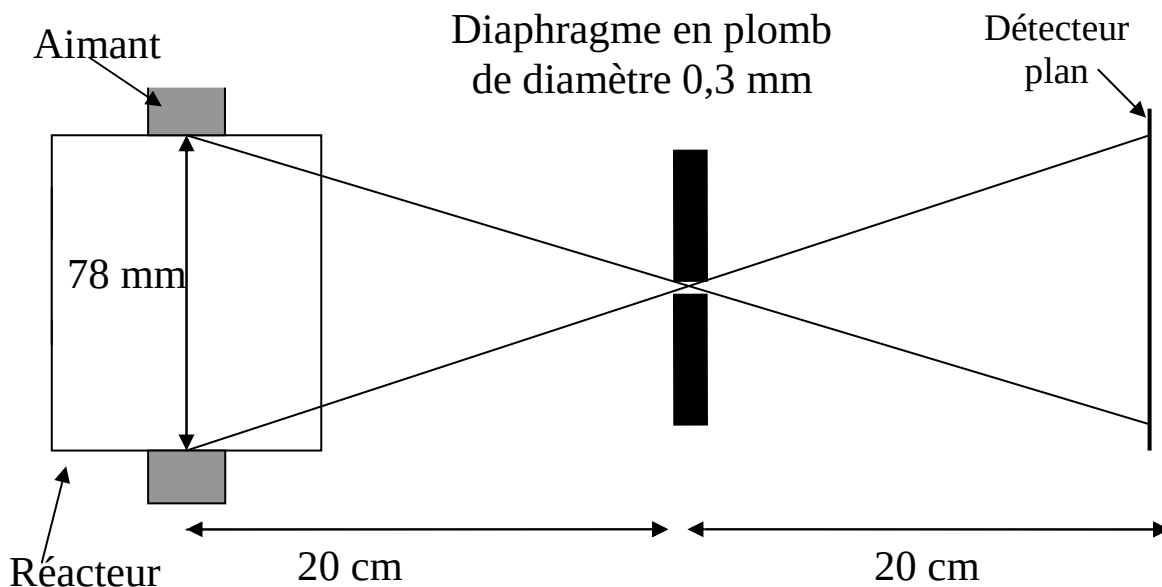


Figure 14 : Schéma du dispositif de prise d'image par caméra à sténopé

3.2.2 Mesure du spectre

Pour l'enregistrement des spectres, on a utilisé un détecteur germanium, haute pureté, plan de chez ORTEC, le GLP-25325/10-P. Le germanium a un diamètre de 25 mm et une profondeur de 10 mm. Il possède une résolution d'environ 300 eV à 5,9 keV et de 550 eV à 122 keV. La courbe suivante donne l'efficacité du détecteur en prenant en compte la fenêtre de protection en Béryllium de 0,25 mm d'épaisseur.

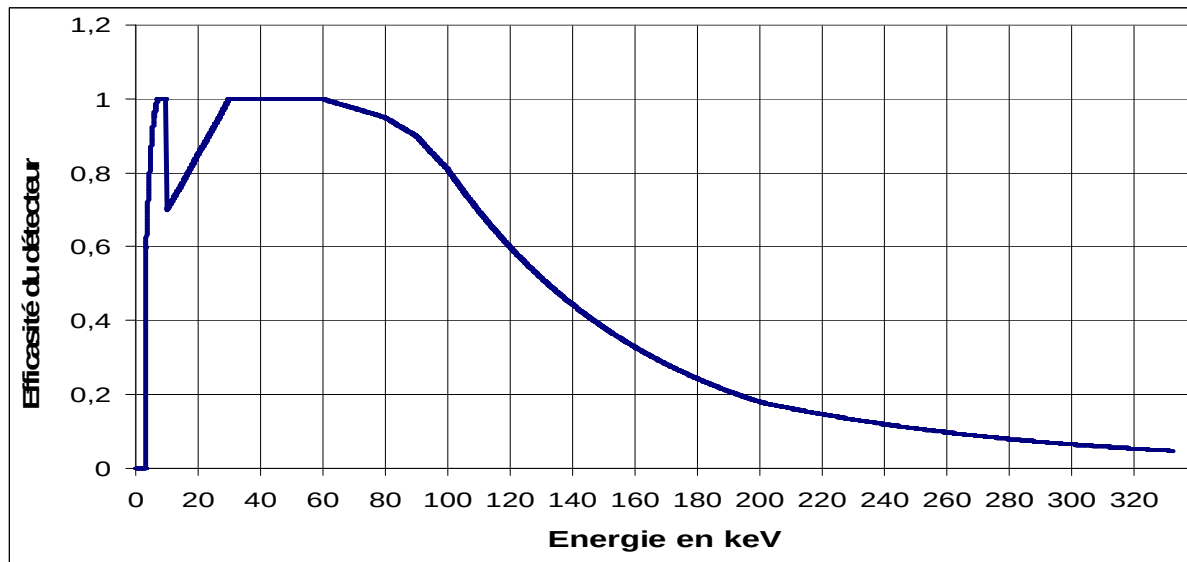


Figure 15 : Efficacité du détecteur germanium

Le détecteur est connecté à une chaîne électronique de comptage qui discrimine les impulsions supérieures à un niveau choisi. Il produit un histogramme des impulsions en fonction de leur niveau. Il est composé de 8192 canaux en énergies.

Le détecteur utilise la technique de comptage de photon unique. A cause du grand flux de photons de notre source, les spectres sont mesurés avec des collimateurs, afin de ne pas saturer le détecteur. Et pour éviter l'effet d'empilement, qui se produit lorsque les photons arrivent sur le détecteur pendant un temps plus court que la fenêtre d'acquisition du détecteur, qui dans notre cas est de l'ordre de 2 μ s. Si par exemple deux photons arrivent de façon trop rapprochée, le détecteur 'mesurera' un seul photon dont l'énergie serait la somme des deux photons incidents.

Pour vérifier qu'il n'y avait pas d'empilement, nous avons utilisé des filtres d'aluminium, où seule la partie basse énergie est fortement atténuée, ce qui permet de vérifier que la partie haute énergie du spectre n'est pas due à l'empilement.

Dans la figure 16, nous présentons le schéma du dispositif de la mesure du spectre issu du plasma sans cible, le dispositif est composé d'un diaphragme en plomb de 10 mm d'épaisseur et de 1.5 mm de diamètre. La distance de l'axe magnétique au diaphragme est de 200 mm et la distance du diaphragme au détecteur est de 600 mm. Ce qui donne un angle solide de $\pi(1,5/2)^2/200^2=4,4.10^{-5}$ sr, et une zone d'observation de diamètre 8 mm sur l'axe magnétique.

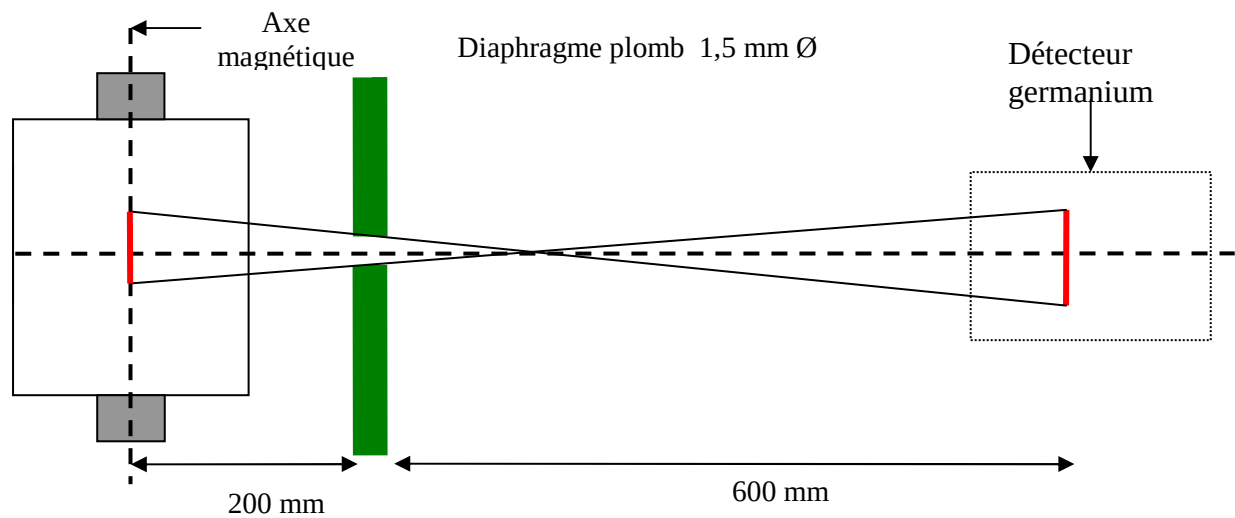


Figure 16: Schéma du dispositif de la mesure du spectre du plasma

L'insertion d'une cible sur la trajectoire des électrons énergétiques permet d'obtenir un flux de photons beaucoup plus intense que celui du plasma seul. On a donc changé le dispositif de mesure du spectre. Nous avons mesuré les spectres, avec deux diaphragmes en plomb de diamètre 1,5 et 0,3 mm, d'épaisseur 10 et 1,3 mm (voir figure 18) et à une distance avec la cible de 200 et 600 mm respectivement. Le détecteur se trouve à 1 mètre de la cible. Ce qui donne un angle solide de $\pi(0,3/2)^2/600^2=1,9.10^{-7}$ sr, et une zone d'observation de diamètre 2,5 mm sur l'axe magnétique (voir figure 17).

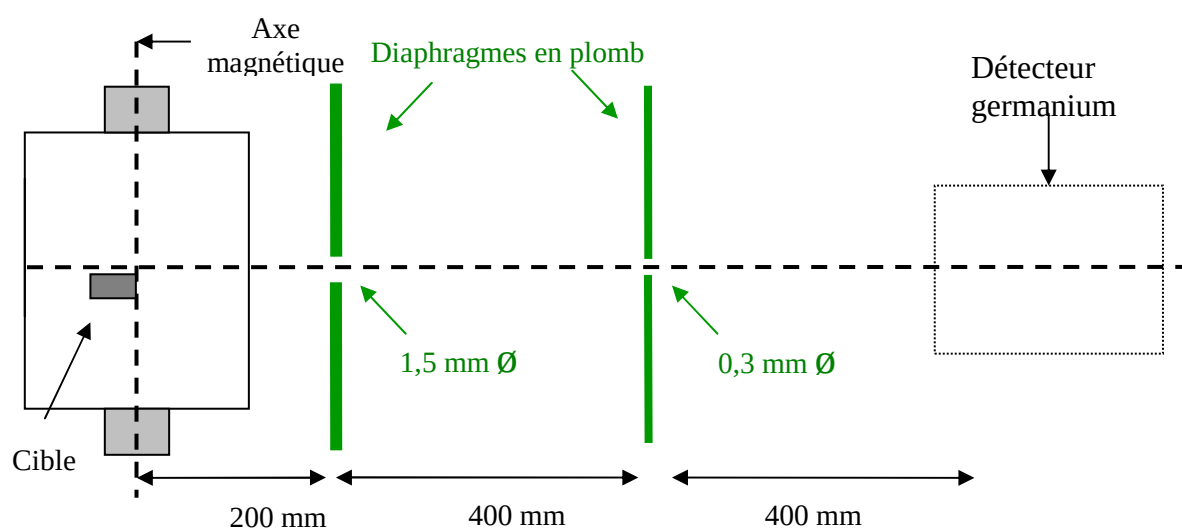


Figure 17 : Schéma du dispositif de la mesure du spectre de la cible

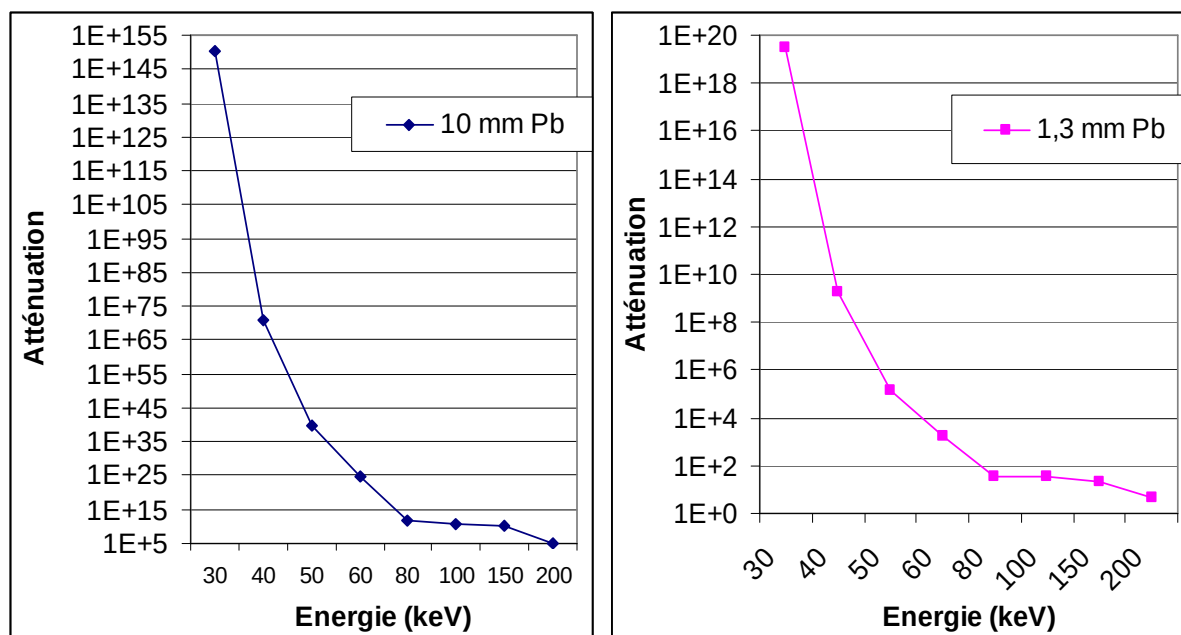


Figure 18 : Courbe d'atténuation des diaphragmes en plomb

3.2.3 Mesure du débit de dose

La dose a été mesurée, à l'aide d'une chambre d'ionisation de $0,2 \text{ cm}^3$ (PTW, modèle 233344), qui a une efficacité uniforme de 10 à 100 keV donnant une lecture directe de la dose en $\mu\text{Gy/s}$. Le détecteur a un temps de réponse de $30\mu\text{s}$ avec une précision de $\leq 1\%$ et il est possible de le piloter depuis un ordinateur avec une fréquence d'acquisition de 1 Hz. La dose est prise à 1 mètre de l'axe magnétique, afin de la comparer avec celle des tubes X (voir figure 19). Le dosimètre est placé dans un tube d'aluminium afin de ne mesurer que la dose issue du plasma ou de la cible et pas celle des parois. De plus le tube d'aluminium est recouvert d'une feuille de 1,5 mm de plomb pour bloquer la fuite du rayonnement X.

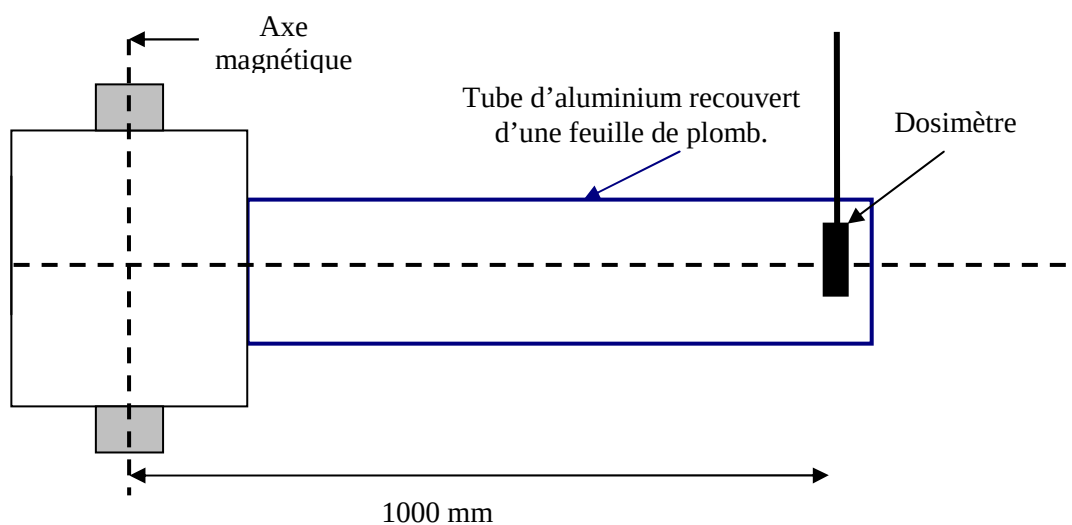


Figure 19 : Dispositif de la mesure du débit de dose.

Nous avons également déterminé l'énergie moyenne en mesurant l'atténuation du débit de dose avec plusieurs filtres d'aluminium de différentes épaisseurs. En comparant cette atténuation avec les atténuations de faisceau mono-énergétique, on a pu estimer l'énergie moyenne de notre source. En effet, d'après la loi de Beer-Lambert, un faisceau monochromatique subit une décroissance exponentielle de son intensité transmise (I_T) en fonction de l'épaisseur du matériau :

$$I_T = I_0 e^{-\rho \mu x} \quad (3.26)$$

où I_0 est l'intensité initiale du faisceau, ρ la densité du matériau, μ le coefficient d'absorption massique du matériau et x l'épaisseur du matériau traversée par le faisceau. Et donc si le faisceau mono-énergétique subit une atténuation d'un facteur A après une épaisseur e d'un matériau, son atténuation après une épaisseur $n \times e$ du matériau sera de A^n . Dans le cas d'un faisceau polychromatique, comme dans notre source, l'intensité transmise est l'addition de chaque photon d'énergie différente. Comme les photons les moins énergétiques sont davantage absorbés, l'énergie moyenne du faisceau transmise augmentera avec l'épaisseur du matériau traversé.

3.3. Influence du champ magnétique sur l'énergie des électrons

Comme on le verra dans la partie expérimentale, l'énergie maximale que peuvent atteindre les électrons dans notre source dépend fortement de la configuration magnétique. On va d'abord décrire le champ magnétique dans notre source.

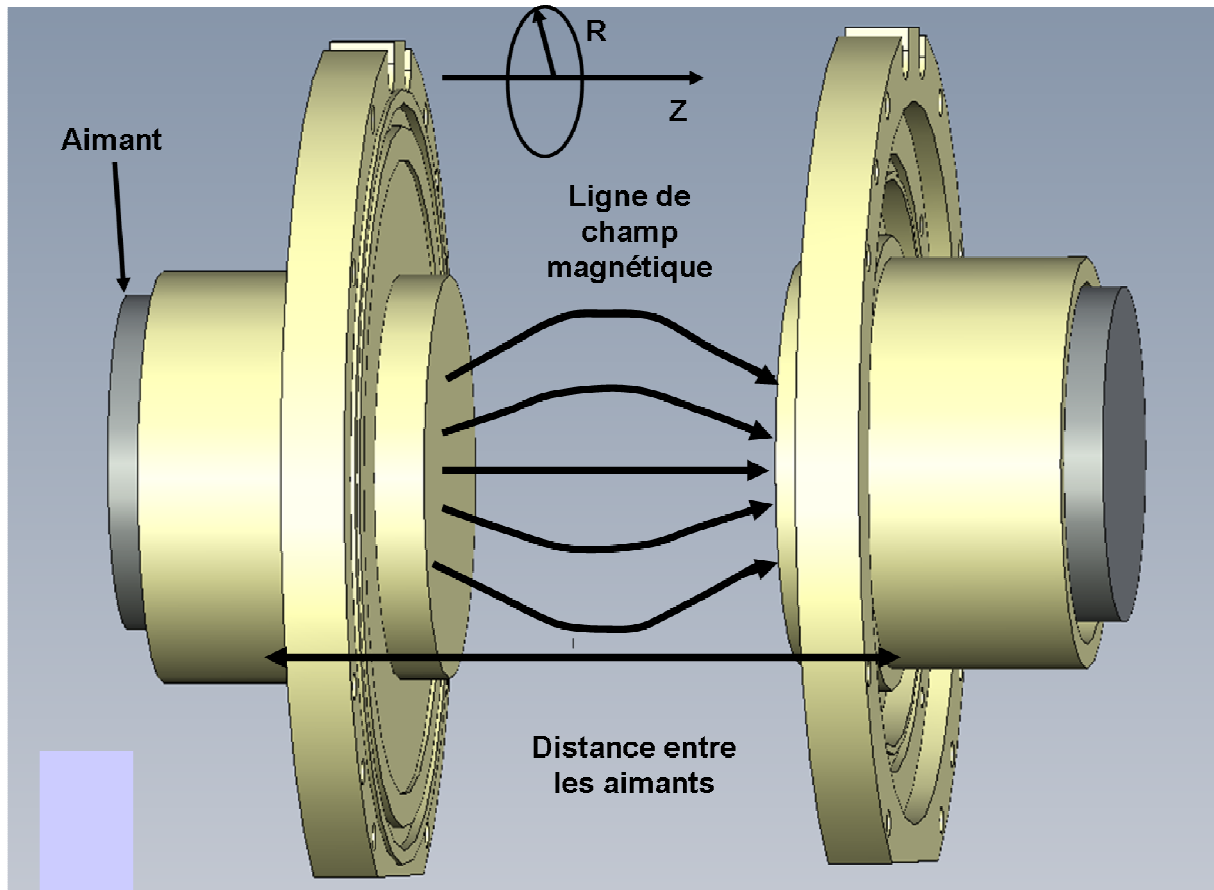


Figure 20 : Schéma du champ magnétique dans le réacteur

Nous utilisons deux aimants permanents (voir figure 20), dont la distance peut être changée, ce qui modifie l'intensité du champ magnétique et la forme du champ, par la modification des gradients.

Sur la figure 21 on a tracé le module du champ magnétique pour une distance entre les aimants de 10,8 cm. Du fait que l'on utilise des aimants cylindriques et coaxiaux, le champ magnétique a une symétrie de révolution.

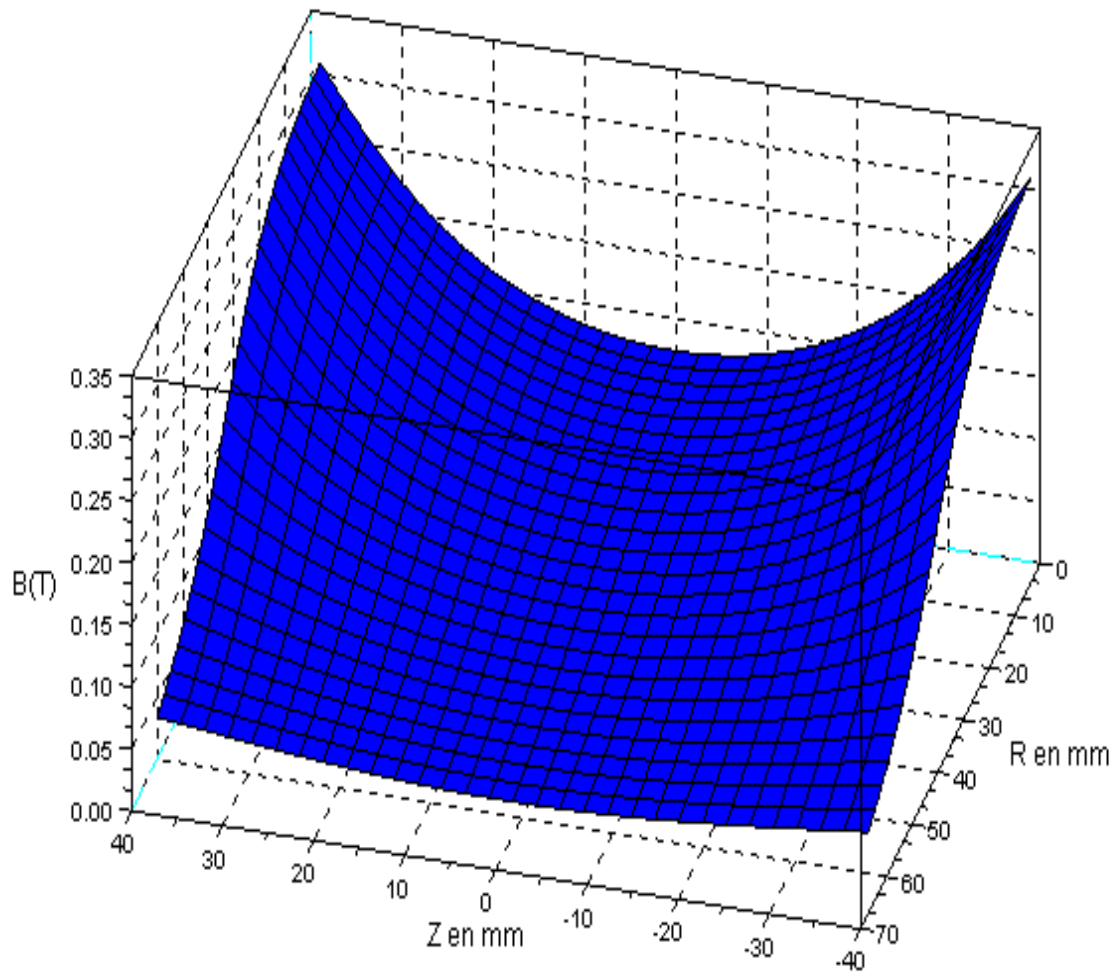


Figure 21 : Champ magnétique pour une distance entre les aimants de 10,8 cm.

Bien sûr, plus on rapproche les aimants plus le champ magnétique est intense (voir figure 23), et plus le rayon, où se situe la résonance (que l'on appellera dans la suite rayon de résonance), dans le plan médian du miroir ($Z=0$) est grand (figure 22 et tableau 1), dans notre cas interception de la valeur 0,0875 T.

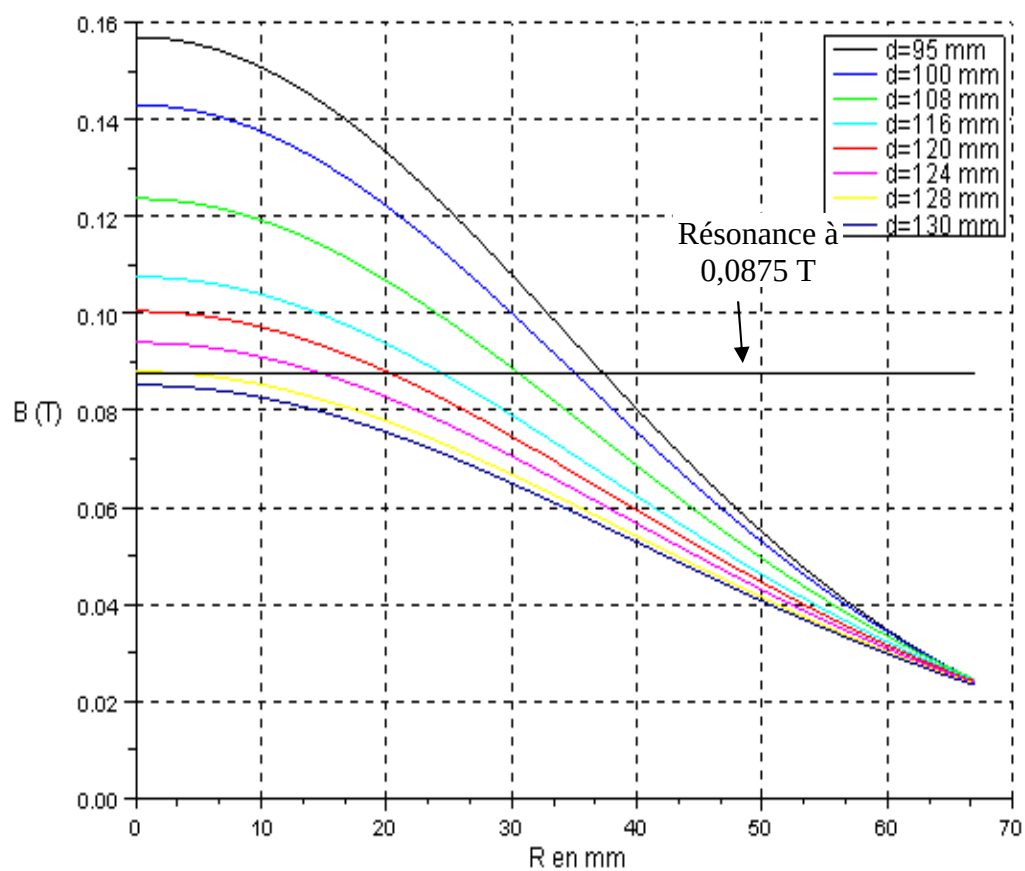


Figure 22 : Profil radial du champ magnétique pour différentes distances entre les aimants pour $Z=0$

Distance entre les aimants (mm)	95	100	108	116	120	124	126
Rayon (mm)	35,69	33,54	29,25	23,43	19,5	14,25	5,1

Tableau 1 : Variation du rayon de la zone résonance dans le plan médian du miroir ($Z=0$), tiré de l'intersection des profils magnétiques radiaux avec la valeur du champ de résonance.

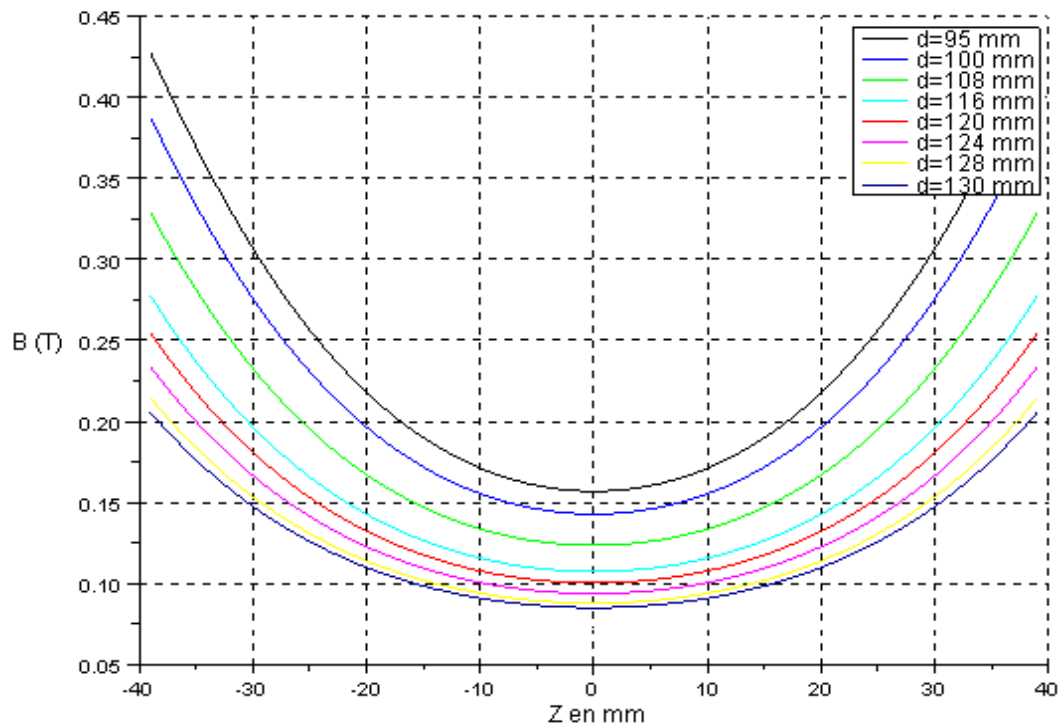


Figure 23 : Profil axial du champ magnétique pour différentes distances entre les aimants

Pour des distances inférieures à 128 mm, la zone de résonance n'intercepte pas l'axe du miroir ($R=0$). Elle ressemble à un hyperboloïde dont l'axe de révolution est l'axe du miroir, voir figure 24. A partir de 128 mm, la zone de résonance n'intercepte plus le plan médian du miroir.

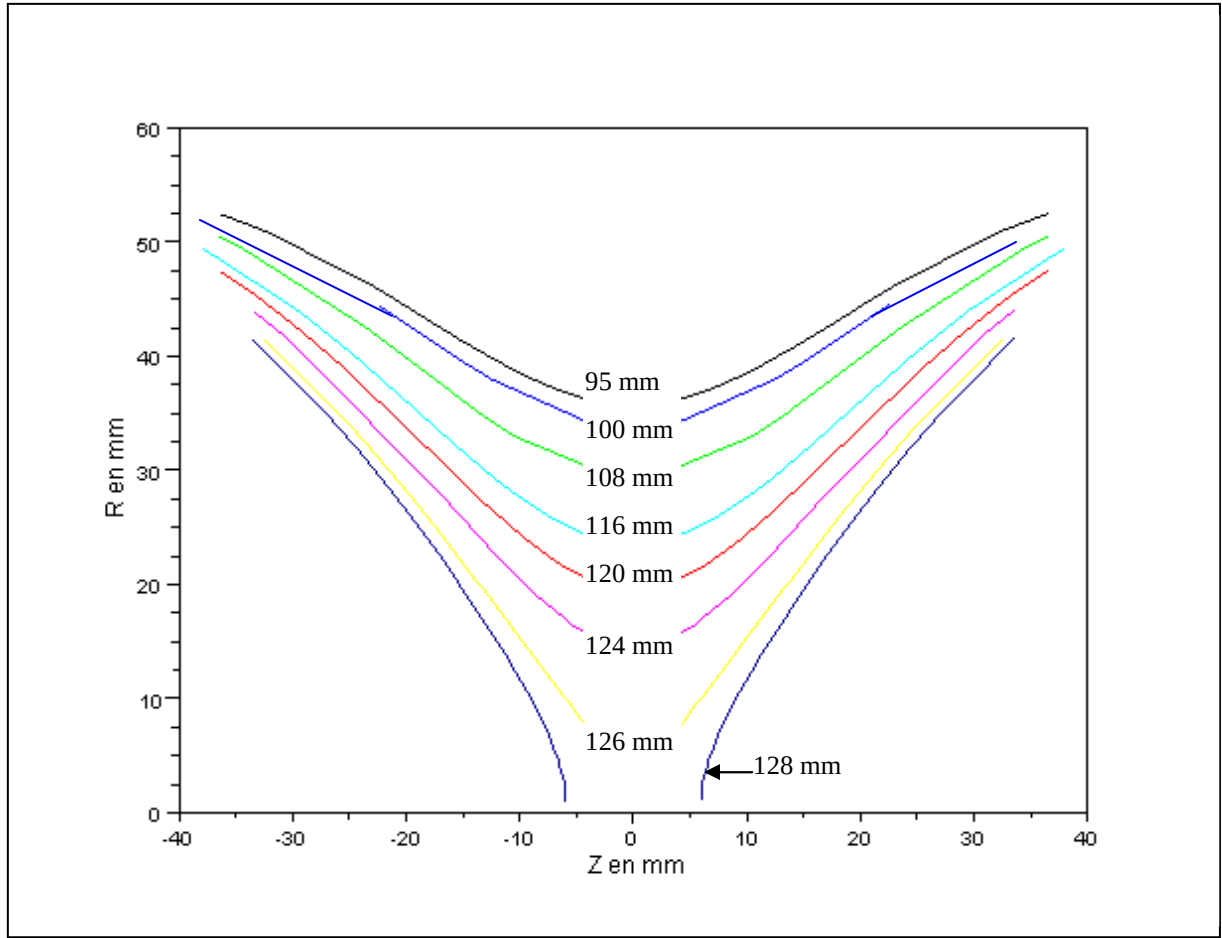


Figure 24: Surface de résonance pour différentes distances entre les aimants

K. Serebrennikov [Ser-1], a déterminé numériquement l'énergie maximale à partir de laquelle il n'y a plus de trajectoire stable, où la particule a un mouvement chaotique et quitte le piège magnétique. Dans ce modèle, uni-particulaire, sans collision, la configuration magnétique réelle, due aux deux aimants permanents, est prise en compte.

L'énergie limite est décrite par la relation semi-empirique :

$$\frac{\rho}{l} \approx 0,5 \quad (4.1)$$

où ρ est le rayon de Larmor, l est la dérivée le long de la ligne de champ magnétique, en $Z=0$ ($B_r=0$ par symétrie) :

$$l = \sqrt{\frac{B_0}{B''}} = \frac{\sqrt{2} B_{z0}}{\sqrt{2 \left(\frac{\partial B_z}{\partial r} \right)^2 + B_{z0} \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2}}} \quad (4.2)$$

D'après Chirikov [Chi-1], le moment magnétique n'est plus conservé lors de l'interaction non linéaire résonante entre la rotation cyclotronique (ω_c) et les harmoniques des oscillations de rebond (ω_b) de l'électron dans le piège magnétique. Dans notre cas, on n'a plus de mouvement régulier lorsque la première harmonique de fréquence de rebond est égale à la fréquence cyclotronique, ($\omega_c = 2\omega_b$).

Dans notre source en appliquant un rapport de $\rho/l \approx 0,44$, comme C. Gaudin [Gau-1], l'énergie maximale calculée est donnée dans le tableau ci-dessous pour différentes distances entre les aimants. On comparera ces valeurs avec les résultats expérimentaux, dans le prochain chapitre. L'énergie est obtenue en appliquant la formule relativiste de l'énergie cinétique T :

$$T = \left(\sqrt{\left(\frac{\rho e B}{m c} \right)^2 + 1} - 1 \right) mc \quad (4.3)$$

Distance entre les aimants (mm)	95	100	108	116	120	124
l (mm)	1,92	2,39	2,56	3,01	3,28	3,35
Energie maximale T (keV)	46	69	79	107	125	130

Tableau 2 : Energie maximale pour différentes distances entre les aimants

Lorsque le rayon de Larmor encercle l'axe Z, la particule est mieux confinée longitudinalement que radialement [Ser-1]. Donc les particules les plus énergétiques quitteront le piège radialement. L'énergie maximale que peut atteindre l'électron, confiné dans le plan médian du miroir ($v_z=0$), est donnée par :

$$p = \frac{e}{c} r B_z(r_m) \quad (4.4)$$

Où r_m est le rayon maximum que peut atteindre l'électron avant de ne plus être piégé radialement ; son rayon est solution de l'équation :

$$\frac{d(rB_z)}{dr} = 0 \quad (4.5)$$

Où B_z est pris en $Z=0$.

Pour des distances supérieures à 126 mm, lorsque les électrons sont chauffés leur rayon de Larmor peut devenir plus grand que la distance entre l'axe Z et leur centre de giration. Et donc l'énergie maximale que peuvent atteindre les électrons est donnée par les équations précédentes (équations 4.4 et 4.5).

Pour une distance de 128 mm on devrait donc avoir des énergies de 280 keV. De telles énergies ont été observées expérimentalement dans ce travail, si on n'utilise pas de diaphragme et en utilisant des filtres de 16 cm d'aluminium pour couper les basses énergies. Mais ces photons sont trop peu nombreux pour pouvoir faire une mesure du débit de dose.

4. Rayonnement X du plasma sans cible

Nous présenterons dans ce chapitre, le rayonnement X du plasma. On commencera par la localisation des sources émettrices par caméra à sténopé. Puis on présentera l'étude du rayonnement X, en fonction des paramètres de fonctionnement de la source.

Il y a deux processus dans les plasmas qui donnent une émission de bremsstrahlung. Dans le premier processus, l'émission de bremsstrahlung est due aux collisions électron-ion dans le plasma. Et le deuxième processus, le bremsstrahlung est émis par les électrons qui viennent frapper les parois du réacteur et qui perdent leur énergie en interagissant avec les parois. Le deuxième processus donne une intensité beaucoup plus importante car l'électron perd toute son énergie en frappant les parois, ce sont les électrons énergétiques qui sont 'tombés' dans le cône de perte. Nous avons donc commencé à localiser et étudier les sources émettrices de rayonnement X dans notre source. On s'attend à isoler des zones émettrices en forme d'anneaux pour l'émission aux parois (voir figure 25).

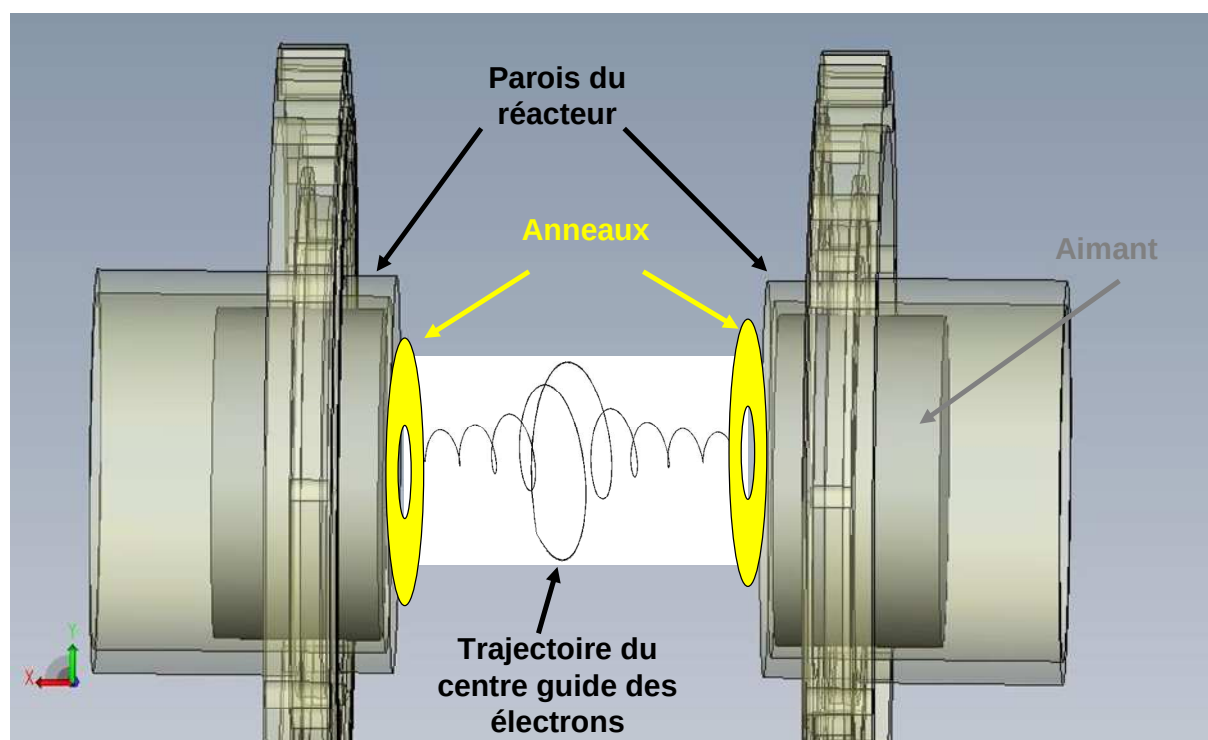


Figure 25 : Schéma de la localisation des anneaux

4.1. Image par caméra à sténopé de l'anneau d'électrons chauds émetteur du rayonnement X

Sur les figures 26 à 29, les images prises, ont été effectuées pour une pression de 9 mPa, avec une puissance de 800W et de 1850 W pour la dernière image, avec un temps d'exposition de 6 secondes, le grandissement est de 10/7. Les secteurs que l'on aperçoit sur les images correspondent aux huit matrices de photodiodes qui composent le détecteur.

Les électrons énergétiques qui ne sont plus piégés dans la bouteille magnétique viennent frapper les parois en formant un anneau, dont le rayon se réduit quand le champ magnétique diminue. Car le rayon de la zone de résonance, où doit se faire le chauffage des électrons, diminue aussi, voir tableau 3.

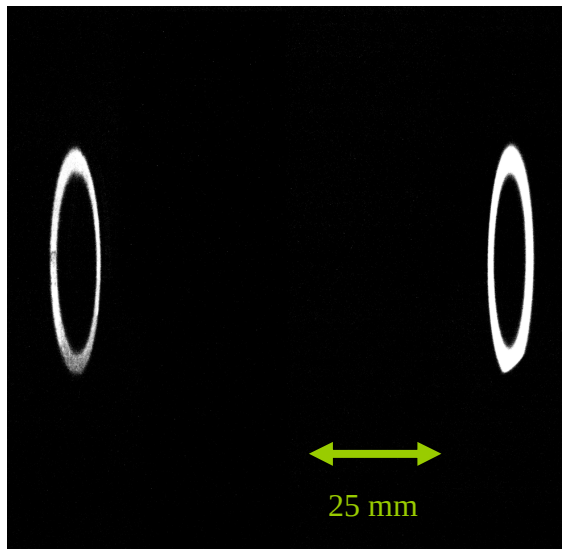


Figure 26 : Image par caméra à sténopé, des anneaux pour une distance entre les aimants de $D= 9,5$ cm, pour 800W à 9 mPa.

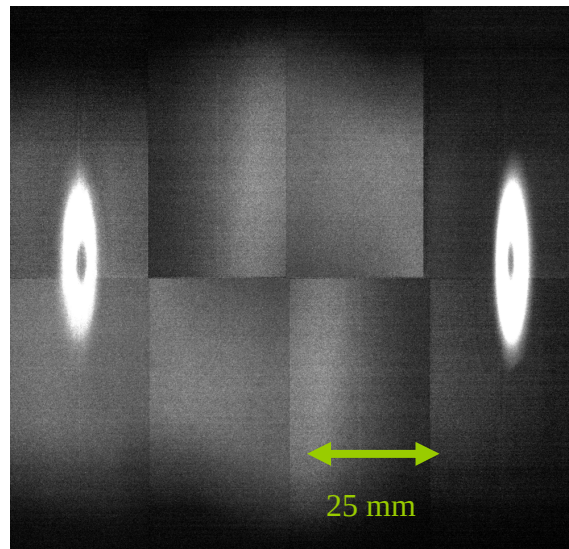


Figure 27 : Image par caméra à sténopé, des anneaux pour une distance entre les aimants de $D= 11,6$ cm, pour 800W à 9 mPa

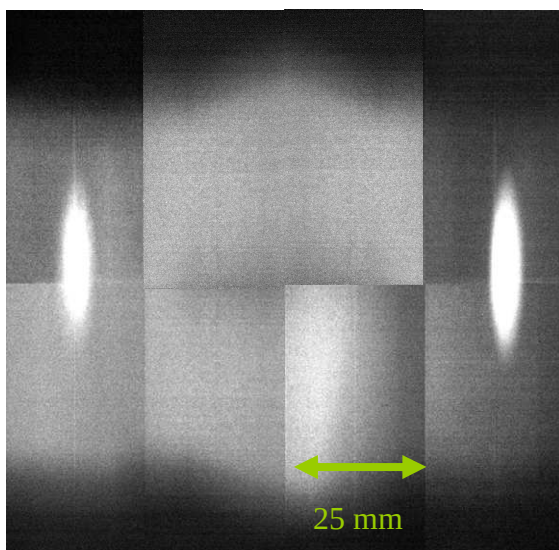


Figure 28 : Image par caméra à sténopé, des anneaux pour une distance entre les aimants de $D= 12,4$ cm, pour 800W à 9 mPa.

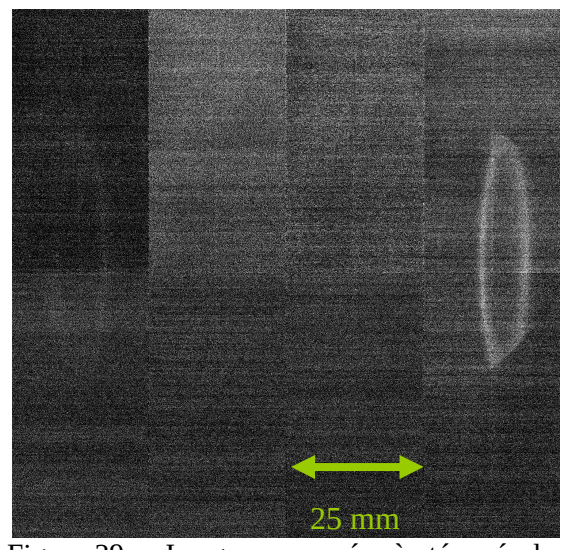


Figure 29 : Image par caméra à sténopé, des anneaux pour une distance entre les aimants de $D= 12,8$ cm, pour 1850W à 9 mPa.

Distance entre les aimants (mm)	95	100	108	116	120	124	126
Rayon de l'anneau au niveau des parois R_p (mm $\pm$ 1 mm)	25	22	20	14	12	11	11
Rayon de l'anneau dans le plan médian R_0 (mm $\pm$ 3 mm)	38	33,5	30	24	15	15	14
Rayon ECR dans le plan médian (mm)	35,69	33,54	29,25	23,43	19,5	14,25	5,1

Tableau 3 : Rayon de l'anneau dans le plan médian en fonction de la distance entre les aimants. Le rayon ECR calculé est placé en regard et présente un bon accord

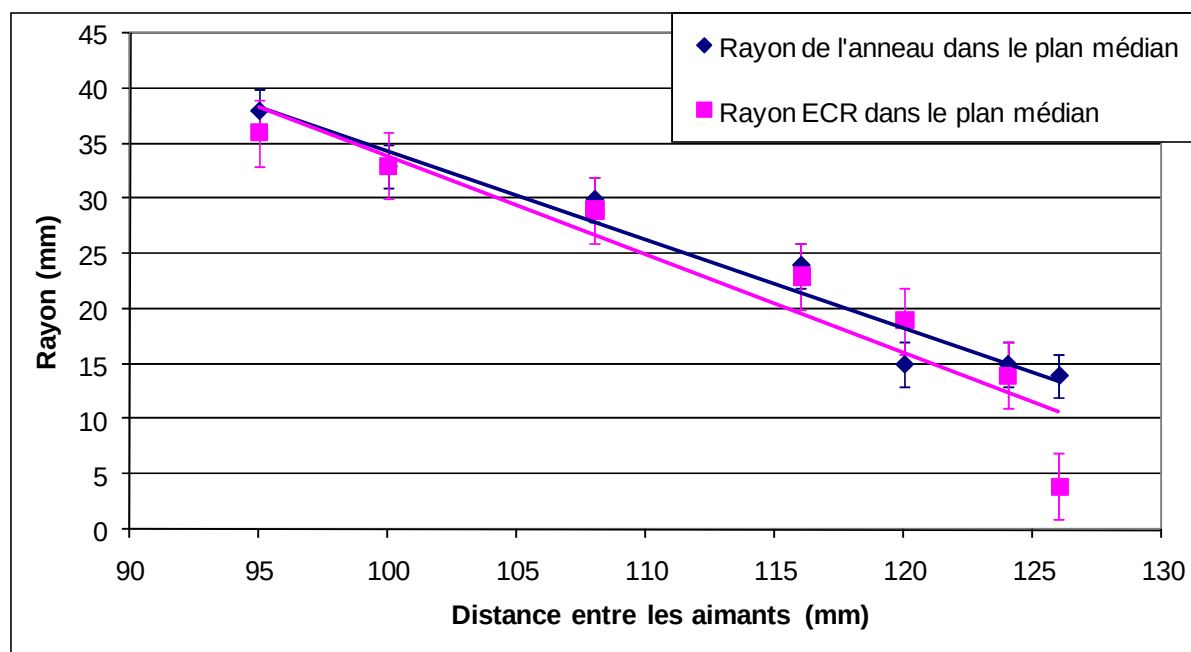


Figure 30 : Rayon de l'anneau dans le plan médian en fonction de la distance entre les aimants

Le rayon de l'anneau donné par les images par caméra à sténopé, R_p (voir figure 31), correspond à l'anneau au niveau des parois (Z_p), il a été déterminé en prenant le rayon moyen de la zone d'impact étendue sur les images par caméra à sténopé. Comme les lignes de champ magnétique sont courbes, le rayon de l'anneau dans le plan médian, R_0 donné dans le tableau, est estimé sur une ligne de champ, dont le rayon au niveau des parois est R_p . On voit que le rayon de l'anneau dans le plan médian est légèrement plus grand que celui de la résonance, jusqu'à une distance de 124 mm, voir figure 30. Pour la distance de 126 mm, le rayon de l'anneau est 3 fois plus grand que le rayon de la résonance dans le plan médian.

Pour une distance de 128 mm, où il n'y a pas de résonance dans le plan médian, on est obligé de monter la puissance à 1850W pour voir les anneaux. Le rayon de l'anneau alors correspond à la première harmonique de la résonance ($2\omega_c$). De même pour une distance de 130 et 136 mm. Donc il semblerait que le chauffage s'effectue à la première harmonique de la résonance lorsqu'il n'y a pas la résonance fondamentale (ω_c) dans le plan médian, cependant la dose est très faible comme on le verra dans la figure 37.

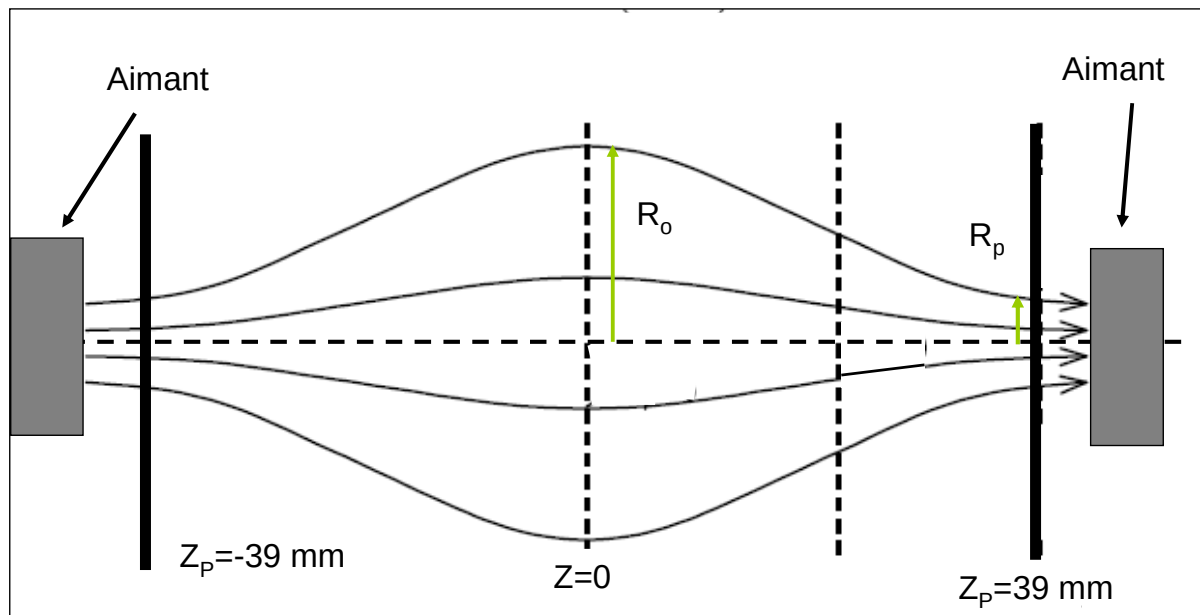


Figure 31 : Profil des lignes de champ

Cette première étude sur le rayonnement du plasma en fonction de la configuration magnétique, en faisant varier la distance entre les aimants, nous a permis de constater que le chauffage s'effectue effectivement à la résonance cyclotronique, comme l'avait déjà remarqué l'équipe de Polytechnique avec le même diagnostic [Gau-1]. Mais contrairement à cette précédente étude, dès qu'il n'y a plus de résonance dans le plan médian, le chauffage s'effectue à la première harmonique de la résonance, qui elle se trouve dans le plan médian. Mais l'anneau X issu de la première harmonique n'est obtenu, plutôt détecté, qu'à partir d'une puissance de 1800W, alors que dans l'étude faite par l'équipe de Polytechnique ils ne sont pas montés aussi haut en puissance micro-onde. Des études faites par [Gol-2] et [Ike-1] avaient déjà mis en évidence le chauffage à la première harmonique de la résonance. Pour caractériser

le rayonnement X issu du plasma nous avons mesuré le spectre de ce rayonnement ainsi que la dose en fonction des différents paramètres de fonctionnement de la source. Nous avons d'abord cherché à localiser la zone d'émission la plus intense du rayonnement le long de l'axe magnétique Z. On attend, d'après l'effet bouteille magnétique (voir section 2.2.3.) que l'émission optimale se trouve dans le plan médian (voir section 4.3.2.), car plus un électron est chauffé à la résonance cyclotronique plus il acquiert de l'énergie perpendiculairement au champ magnétique et donc plus son point de rebond (réflexion) est proche du minimum du champ magnétique qui dans notre configuration magnétique se situe dans le plan médian.

4.2. Le bremsstrahlung et la température spectrale

Contrairement aux tubes X, où les électrons ont une énergie maximale donnée par la tension, les électrons dans le plasma ECR suivent une fonction de distribution en énergie $f(E)$ dont l'aile (la queue) de distribution est surpeuplée à cause du chauffage efficace à la résonance, et comme la forme du spectre du bremsstrahlung dépend de cette fonction de distribution, une fonction de distribution autre que celle d'une distribution Maxwellienne doit être utilisée pour caractériser les plasmas ECR. Dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne, où $f(E) \propto E^{1/2} \exp(-E/k_B T_{th})$, l'intensité de l'énergie irradiée $I(h\nu)$ est proportionnelle à $\exp(-h\nu/k_B T_{th})$ où la température spectrale :

$$T_s = - \frac{\Delta(h\nu)}{\Delta(\ln[I(h\nu)])} \quad (5.1)$$

est égale à la température thermodynamique T_{th} (si les sections efficaces de Kramers sont valables [Gau-1]).

Comme dans notre cas, les électrons sont fortement chauffés, ils ne sont plus à l'équilibre thermodynamique et donc T_s n'est pas une température, mais elle reste une quantité significative. Car plus T_s est grande, plus les électrons sont chauds. Une fonction de distribution de la forme $E \exp(-E/k_B T_{th})$ a été utilisée pour simuler les électrons chauds dans les plasmas ECR [Bar-1, Lam-1], que nous utiliserons dans ce mémoire pour déterminer la température spectrale.

4.3. Etude du rayonnement du plasma

4.3.1. Influence de la pression

On obtient des photons X à partir de 1 mPa pour quelques watts. Bien sûr la dose est faible. A faible pression, de 1 à 2 mPa, lors de l'augmentation de la puissance à plus de 400 W le plasma est instable et ne produit plus de rayonnement X. Il faut alors augmenter la pression pour que le plasma redevienne stable. En débutant avec une pression trop élevée, on n'a pas non plus de rayonnement X, il faut alors soit diminuer la pression soit injecter une puissance plus grande. Il y a une pression minimum, optimale et limite pour chaque puissance magnétron injectée. Le tableau 5, donne la pression optimale pour différentes distances d'aimants et quatre puissances

Le meilleur fonctionnement consiste à commencer avec une pression plus faible que la pression optimale, puis à augmenter lentement la pression jusqu'à sa valeur optimale.

Ce comportement est typique des plasmas, où au départ on a une augmentation du nombre d'électrons (et donc du rayonnement X) avec la pression jusqu'à un certain palier, pour une puissance donnée. Car en augmentant la pression, on augmente le nombre de collisions ce qui a pour effet de diminuer l'énergie des électrons. Et donc, au-delà d'une certaine pression trop élevée on n'a plus de photons X, voir figure 32.

Dans la suite de la thèse tous les résultats donnés sont obtenus à la pression optimale.

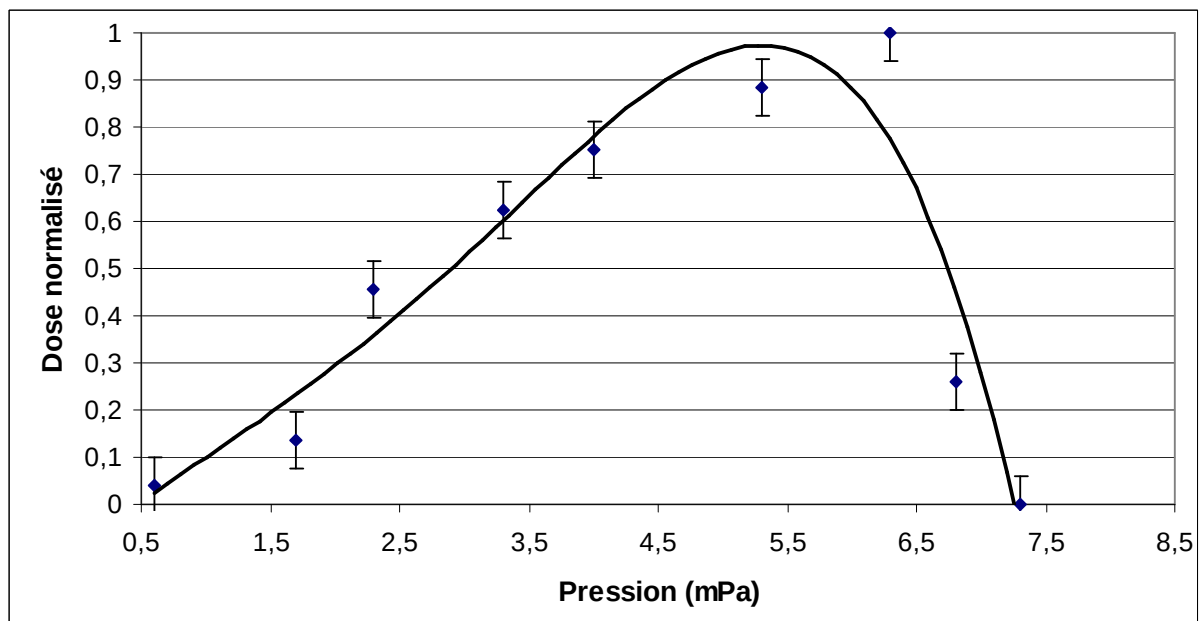


Figure 32 : Variation de la dose en fonction de la pression, d=116 mm à 400W.

	400 W	800 W	1200 W	1850 W
d=108 mm	4,5	5,8	7,9	9
d=116 mm	5,3	7,3	10	12
d=120 mm	6	7	7,5	9

Tableau 4 : Pression optimale en mPa pour différentes distances d'aimants et quatre puissances

4.3.2. Intensité du rayonnement X en fonction de Z

La figure 33, donne le spectre du rayonnement X du plasma, pour différentes valeurs de position Z le long de l'axe, avec une fenêtre de sortie des photons X de 0,2 mm d'aluminium. La distance entre les aimants est d=116 mm, la puissance est de 400W, le temps d'acquisition est d'une minute et la pression est de 9 mPa. Le schéma du dispositif de la mesure du spectre on a été donné précédemment dans la figure 16.

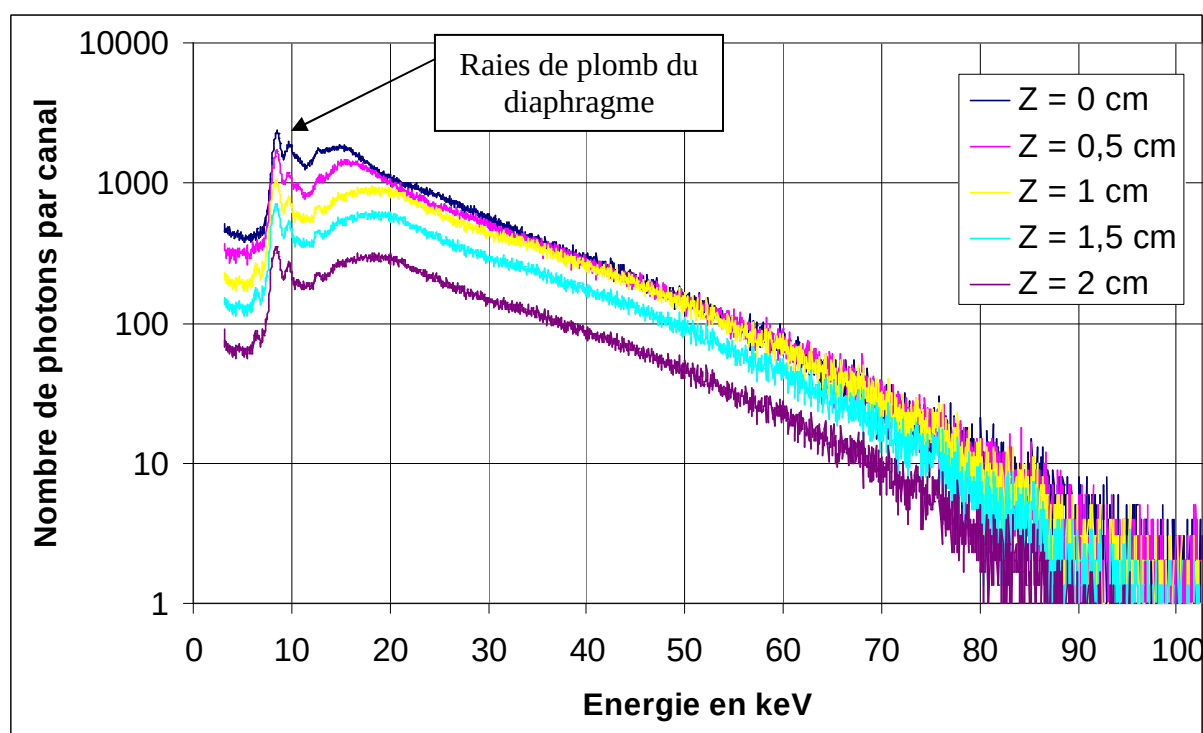


Figure 33 : Spectre en fonction de Z. On note une relative constance de l'émission dans le premier centimètre autour du plan médian et un facteur 1/3 à deux centimètre.

On voit avec la figure 33 que l'émission est maximale dans le plan médian. Car les électrons énergétiques sont localisés, piégés, dans le plan médian. Les raies de plomb que l'on observe viennent de la fluorescence du diaphragme en plomb. Ces raies peuvent être éliminées en rajoutant un diaphragme en cuivre ou en fer. Lorsqu'on s'éloigne du plan médian la

diminution des photons de plus basse énergie est plus grande que la diminution des photons de haute énergie. Cette différence est attribuée au mouvement de giration de l'électron autour des lignes de champ magnétique, qui est incliné pour $Z \neq 0$, voir figure 34. Comme les électrons énergétiques, produisant le rayonnement X, ont leur vitesse principalement perpendiculaire au champ magnétique, dû au chauffage à la résonance cyclotronique électronique, ils ne parcourent qu'une petite distance le long de la ligne de champ magnétique (l'axe Z dans la figure 34). Cela est dû à l'effet de bouteille magnétique (voir 2.2.3). Le rayonnement X issu du plasma est donc concentré dans le plan médian du plasma. La courbure des lignes de champ magnétique entraîne un mouvement de giration de l'électron autour des lignes de champ magnétique incliné. Et comme le rayon de giration est plus grand pour les électrons les plus chauds, ils sont visibles sur une plus grande distance le long de l'axe Z, d'où une diminution moins importante des photons les plus énergétiques en décalant le détecteur le long de cette axe [Gau-2].

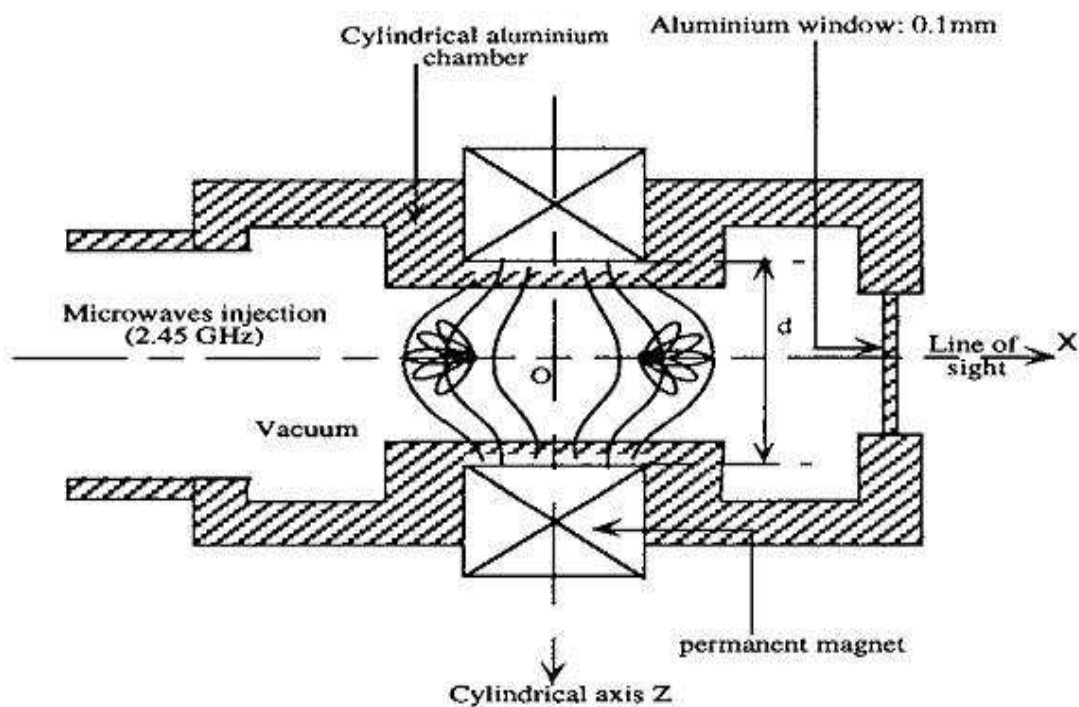


Figure 34 : Trajectoires des électrons dans le champ magnétique [Gau-2].

4.3.3. Influence du champ magnétique

La figure 35, donne le spectre à $Z=0$ (dans le plan médian), du rayonnement X du plasma, pour différentes distances entre les aimants, pour une puissance de 800W pendant une minute où la pression est optimisée pour chaque distance d'aimant.

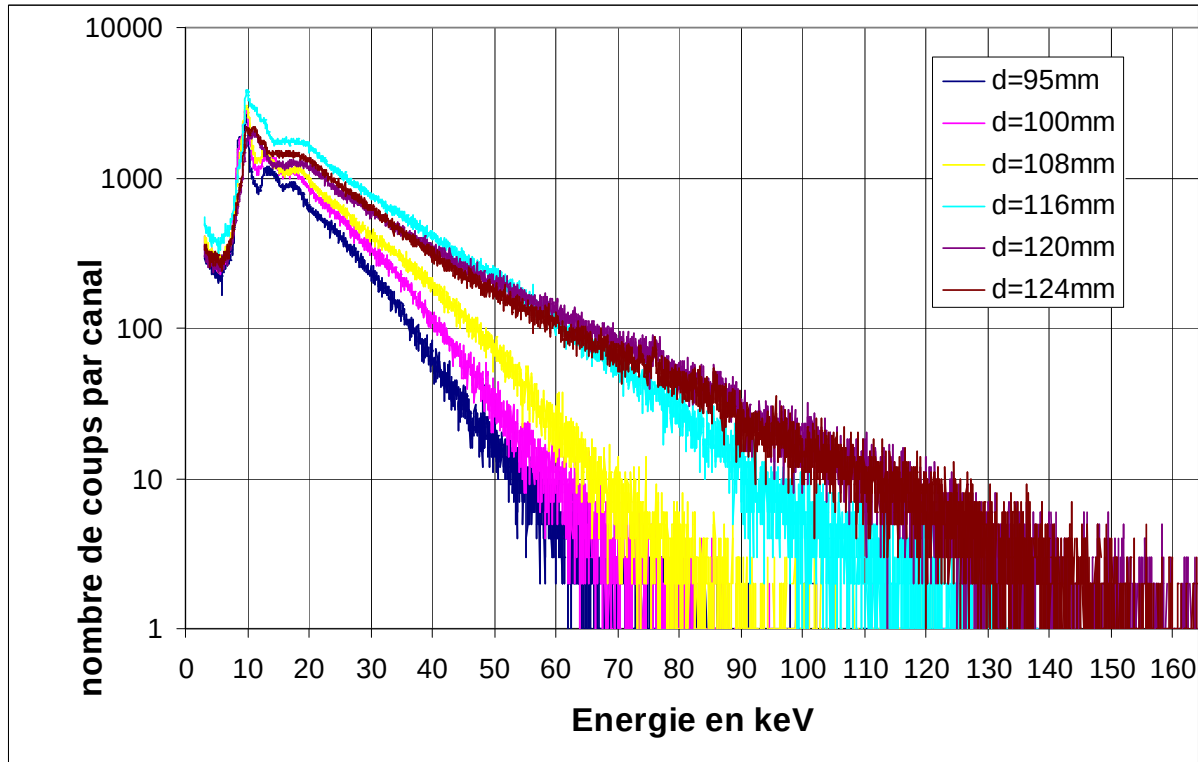


Figure 35: Spectre pour différentes distances entre les aimants, à 800W (pression optimisée).

On voit que plus la distance entre les aimants est grande plus on a de photons jusqu'à la distance $d=116$ mm, entre chaque distance d'aimant successif on a environ 50% de photons de plus entre 10 et 30 keV et de 2 à 10 fois plus de photons entre 30 et 90keV. Cette différence s'explique par le fait que plus on écarte les aimants l'un de l'autre plus le gradient du champ magnétique est petit et donc meilleur est le chauffage des électrons par l'onde. Par contre pour les distances $d=120$ mm et $d=124$ mm on n'a que 75% des photons par rapport à $d=116$ mm entre 10 et 30 keV, mais au-delà de 50 keV il y a plus de photons pour les deux plus grandes distances d'aimants. La diminution des photons de basse énergie (de 10 à 30 keV) et l'augmentation des photons de haute énergie (de 50-120 keV) pour les distances d'aimants les plus grandes ($d=120$ et $d=124$ mm) par rapport à la distance $d=116$ mm montre un chauffage bien plus efficace, dû à la diminution du gradient du champ magnétique, qui a 'dépeuplé' les photons de 10 à 30 keV vers des photons de 50 à 140 keV.

Si l'on continue à écarter les aimants, on n'a plus de résonance dans le plan médian ($Z=0$) et l'intensité du rayonnement X diminue fortement, voir figure 36. Et le chauffage semblerait s'effectuer non plus à la résonance fondamentale ($\omega=\omega_c$) mais à la première harmonique ($\omega=2\omega_c$) comme le suggèrent les images par caméra à sténopé ainsi que la comparaison entre les valeurs expérimentales et théorique de l'énergie maximale atteinte par les électrons comme on le verra ultérieurement. Une possible explication au fait que le chauffage ne

s'effectue pas à la résonance fondamentale mais à la première harmonique, est que si la résonance fondamentale ne se trouve pas dans le plan médian du champ magnétique, l'électron chauffé à la résonance cyclotronique acquiert de l'énergie perpendiculairement au champ magnétique et donc plus son point de rebond (réflexion) est proche du minimum du champ magnétique le long de la ligne de champ qu'il parcourt (voir section 2.2.3). Et donc si la résonance ne se trouve pas au minimum du champ magnétique le long de la ligne de champ parcouru par l'électron, l'électron chauffé à un moment ne va plus passer par la résonance et donc il ne sera plus chauffé suffisamment pour produire le rayonnement X, et donc le chauffage sera réalisé à la première harmonique si elle se trouve au minimum du champ magnétique, qui dans notre configuration magnétique est localisé dans le plan médian du champ magnétique.

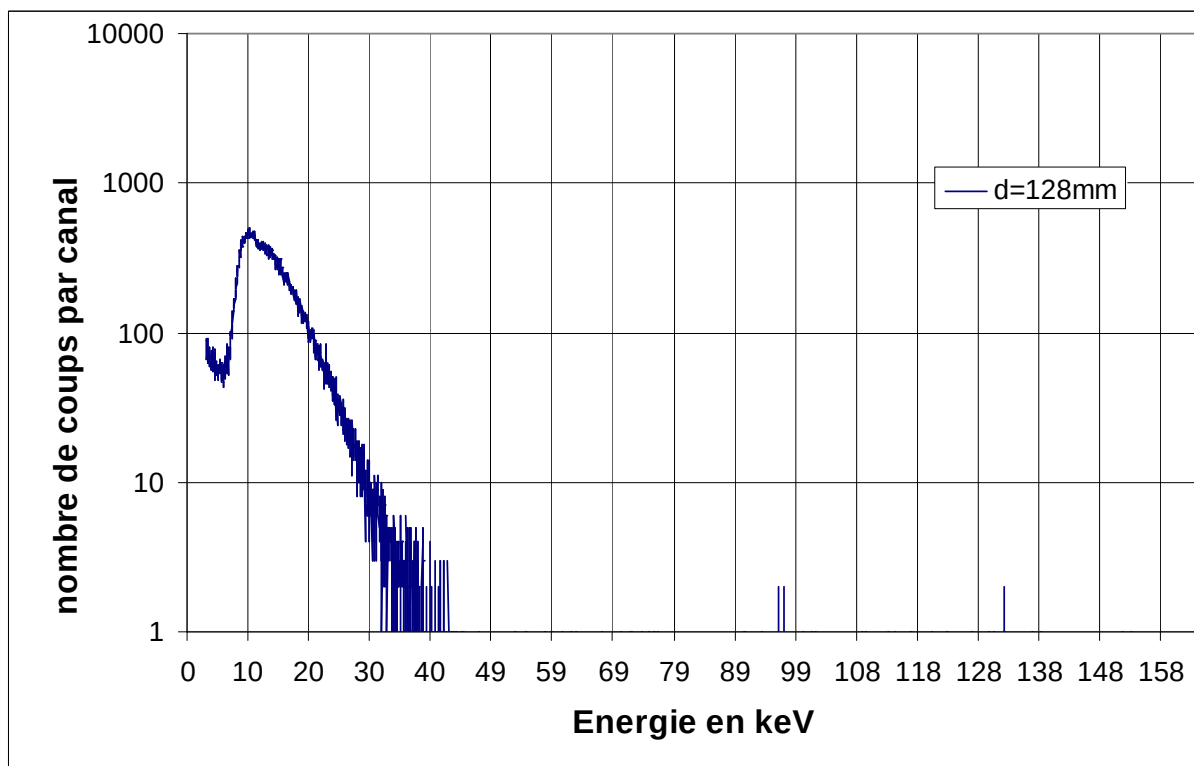


Figure 36 : Spectre pour une distance sans résonance dans le plan médian

Dans la figure 37, on donne la dose à 1 mètre en $\mu\text{Gy/s}$ pour différentes distances entre les aimants à 800W. La dose augmente avec la distance jusqu'à $d=120$ mm, puis chute en devenant presque nulle ($0,5 \mu\text{Gy/s}$) pour $d=128$ mm où l'on chauffe les électrons sur la première harmonique. On retrouve le même comportement de la dose avec la distance entre les aimants, que celui observé pour le spectre, figures 35-36. Sauf que la dose pour $d=124$ mm est environ 50% plus petite que pour $d=120$ mm, alors que sur le spectre la différence n'est que d'environ 10 %. Cette différence est due à la différence de taille de la zone de résonance, où se produit le chauffage des électrons et donc du rayonnement X, qui dans le cas $d=120$ mm est un anneau de rayon estimé à 19,5 mm alors que celui de $d=124$ mm n'est que de 14,25 mm.

Dans la figure 38, on donne l'estimation de la température spectrale à partir des spectres donnés par la figure 35 et de la formule 5.1. La température spectrale passe de 7 à 15,5 keV pour une distance entre les aimants de 95 à 124 mm à 800 W, et chute rapidement à 4 keV pour d=128mm.

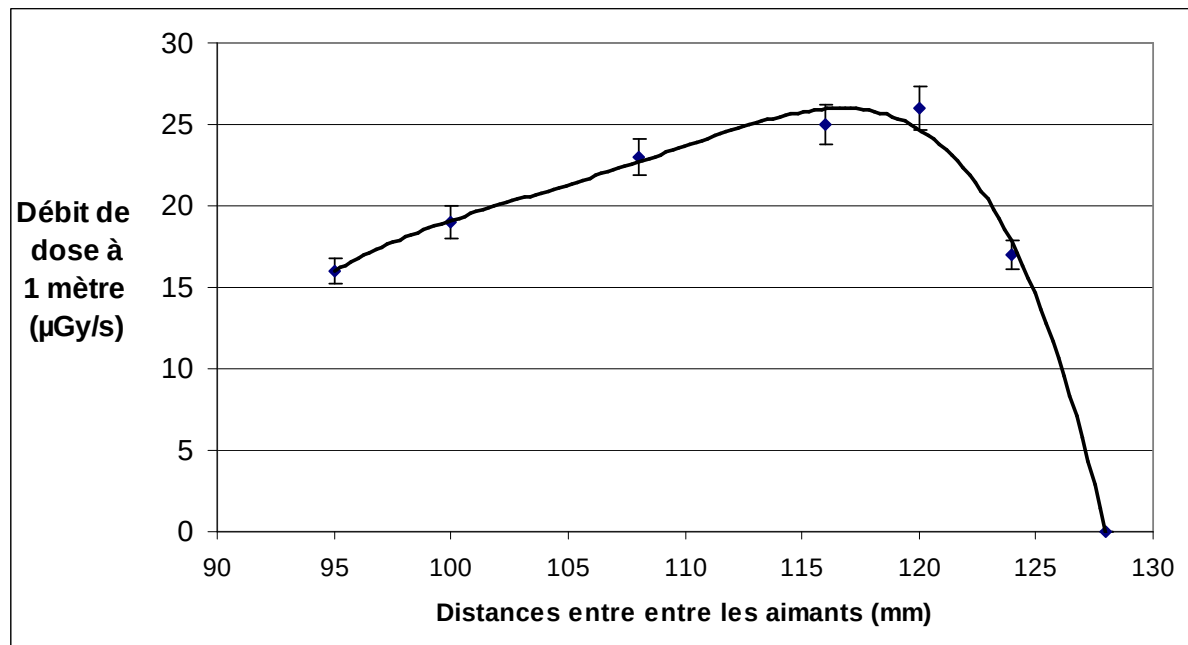


Figure 37 : Débit de dose pour différentes distances entre les aimants, à 800W.

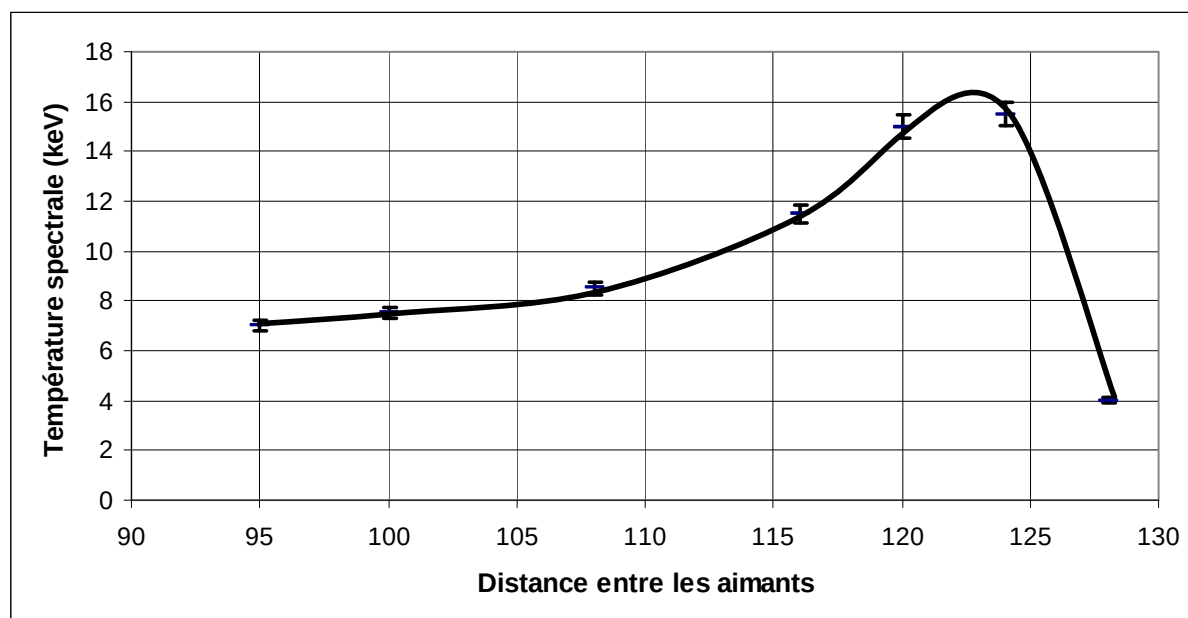


Figure 38 : Température spectrale pour différentes distances entre les aimants, à 800W

Dans le chapitre précédent, on a donné l'énergie limite des électrons, au-delà de laquelle il n'y a plus de trajectoires stables dans le miroir magnétique. Dans le tableau suivant, on compare

cette énergie limite avec celle obtenue avec les spectres expérimentaux. On voit que les valeurs expérimentales concordent bien avec celles calculées et donc le modèle utilisé est une bonne représentation. Pour la distance de 128 mm entre les aimants, l'énergie maximale théorique est calculée pour la première harmonique de la résonance ($2\omega_c$), car d'après les images par caméra à sténopé on voit que c'est à la première harmonique de la résonance que le chauffage se fait, ce qui est confirmé par le bon accord entre les valeurs de l'énergie calculée est mesurée. La configuration magnétique est donc la limitation intrinsèque de notre source.

Distance entre les aimants (mm)	95	100	108	116	120	124	128
Energie maximale théorique (keV)	46	69	79	107	125	130	35
Energie maximale expérimentale (keV)	55	66	80	105	130	140	38

Tableau 5 : Energie maximale des électrons, théorique et expérimentale

Cette étude montre qu'il existe une distance optimale entre les aimants pour avoir les électrons les plus énergétiques. Et pour obtenir des énergies plus élevées il faut une autre configuration magnétique, pour avoir des gradients de champ magnétique plus faible. Donc en faisant simplement varier la distance entre les aimants on fait varier l'énergie maximale des photons, la température spectrale ainsi que la dose.

4.3.4. Influence de la puissance magnétron

La température spectrale augmente peu avec la puissance micro-onde injectée, voir figure 39. Donc la puissance micro-onde affecte peu la fonction de distribution en énergie. Cette observation est en accord avec les précédentes études [Gau-1, Lei-1, Zha-1]. On voit que plus la distance entre les aimants est grande plus la température spectrale est grande, car en éloignant les aimants l'un de l'autre, le gradient du champ magnétique est plus petit ce qui permet un meilleur chauffage, comme le décrit la théorie de Budden (voir 2.3.3) ou le modèle de Kovisto [Kov-1]. De plus l'augmentation de la température spectrale avec la puissance (la pente sur la figure 39) est deux fois plus grande pour les distances d'aimants de 116 et 120 mm (qui ont les gradients plus faible) par rapport aux distances de 95 à 108 mm.

Par contre pour la distance $d=124$ mm, bien qu'elle possède le gradient le plus faible, ce qui lui permet d'avoir la température spectrale la plus grande à 400 W et 800 W, sa température spectrale augmente deux fois moins rapidement avec la puissance par rapport aux distances de 116 et 120 mm et ce qui donne une température spectrale plus élevée pour $d=120$ mm à partir de 1200W.

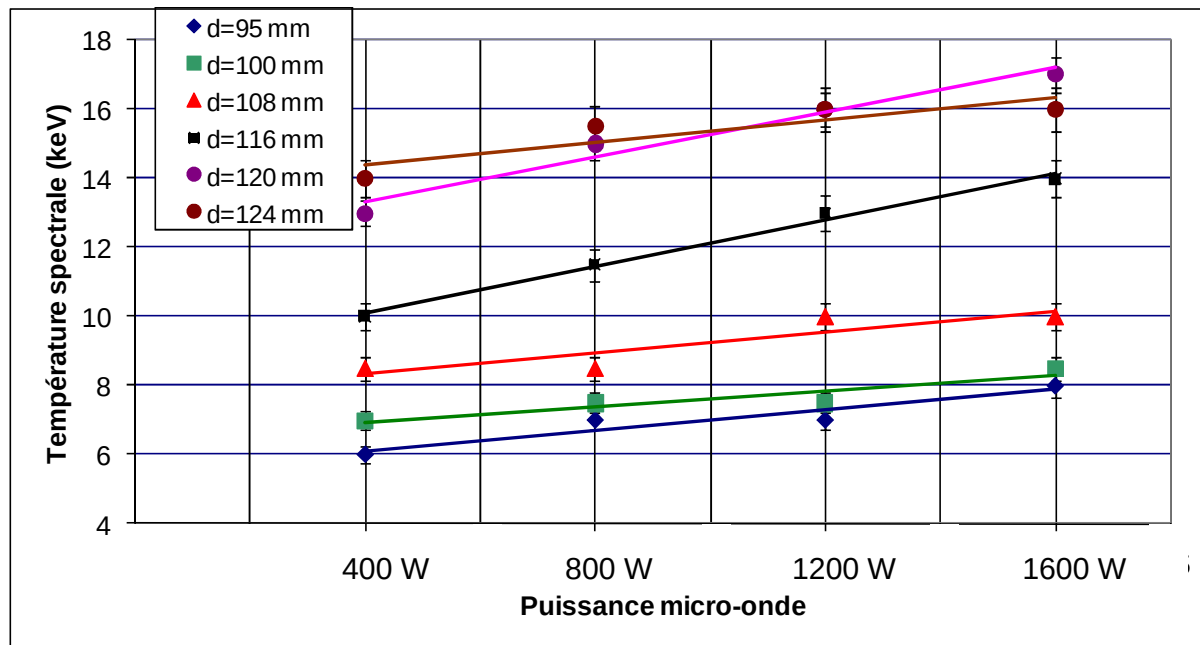


Figure 39 : Influence de la puissance injectée sur la température spectrale.

Dans la figure 40, on présente la dose à 1 mètre en fonction de la puissance magnétron pour différentes distances entre les aimants. Dans la figure 19, on a donné le schéma du dispositif de la mesure de la dose. La dose maximale est obtenue pour la distance entre aimants la plus grande, à savoir $d=116$ mm. Et plus la distance entre aimants est grande plus la dose augmente rapidement avec la puissance micro-onde, pour $d=116$ mm l'augmentation est 75% plus grande par rapport à $d=95$ mm.

Avec la taille du dosimètre, de 30 mm de diamètre, et la hauteur de la fenêtre de sortie des photons X, de 40 mm, on observe un cône de hauteur 47 mm au centre du réacteur (figure 41). En corrigeant les doses mesurées (D_m) avec la différence de taille entre la hauteur visible (H) et le diamètre de l'anneau (Da), voir figure 42, on obtient la dose totale ($D_t = D_m / H * Da$) produite par l'anneau d'électron. La dose maximale est toujours obtenue pour la distance entre aimants la plus grande, mais cette différence est moins prononcée, de même l'augmentation de la dose avec la puissance à $d=116$ mm n'est plus que de 25% plus grande par rapport à $d=95$ mm. L'augmentation de la dose avec la puissance est pratiquement linéaire. Car il est connu que dans les plasmas ECR l'augmentation de la puissance injectée augmente la densité du plasma et donc dans notre cas la dose produite.

L'augmentation de la distance entre les aimants après $d=116$ mm, voir figure 43, entraîne une réduction de l'augmentation de la dose avec la puissance magnétron et ce d'autant plus que la distance entre les aimants est grande. Cette 'saturation' pourrait s'expliquer par le fait que la

taille des anneaux diminue en écartant les aimants, ce qui donne un volume plus petit de plasma et donc une dose qui sature plus rapidement en augmentant la densité du plasma par le biais de la puissance magnétron.

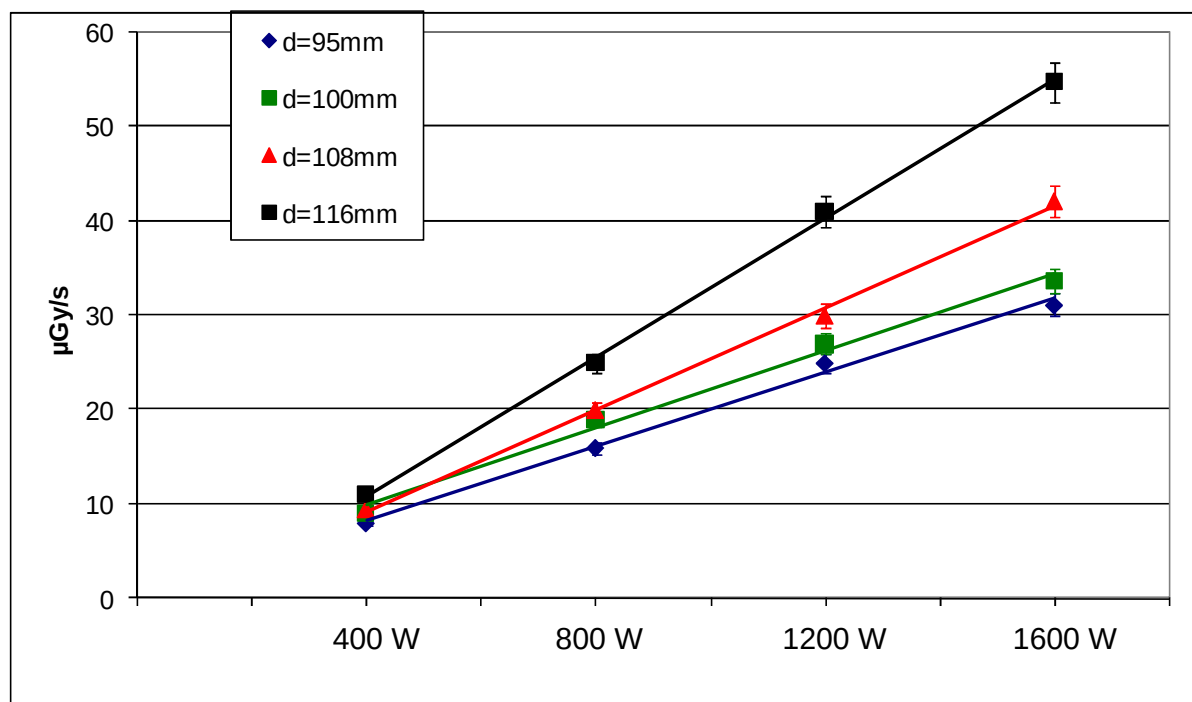


Figure 40 : Influence de la puissance sur la dose visible par le détecteur, à 1 mètre pour différentes distances entre les aimants.

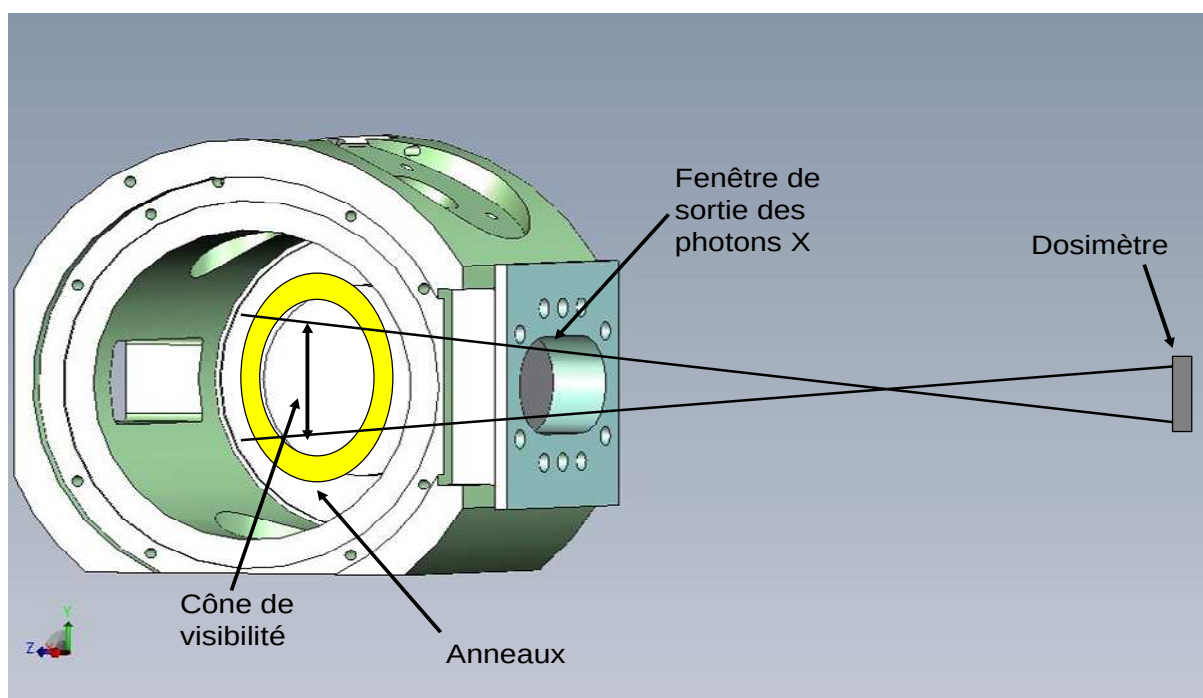


Figure 41 : Cône de visibilité du dosimètre.

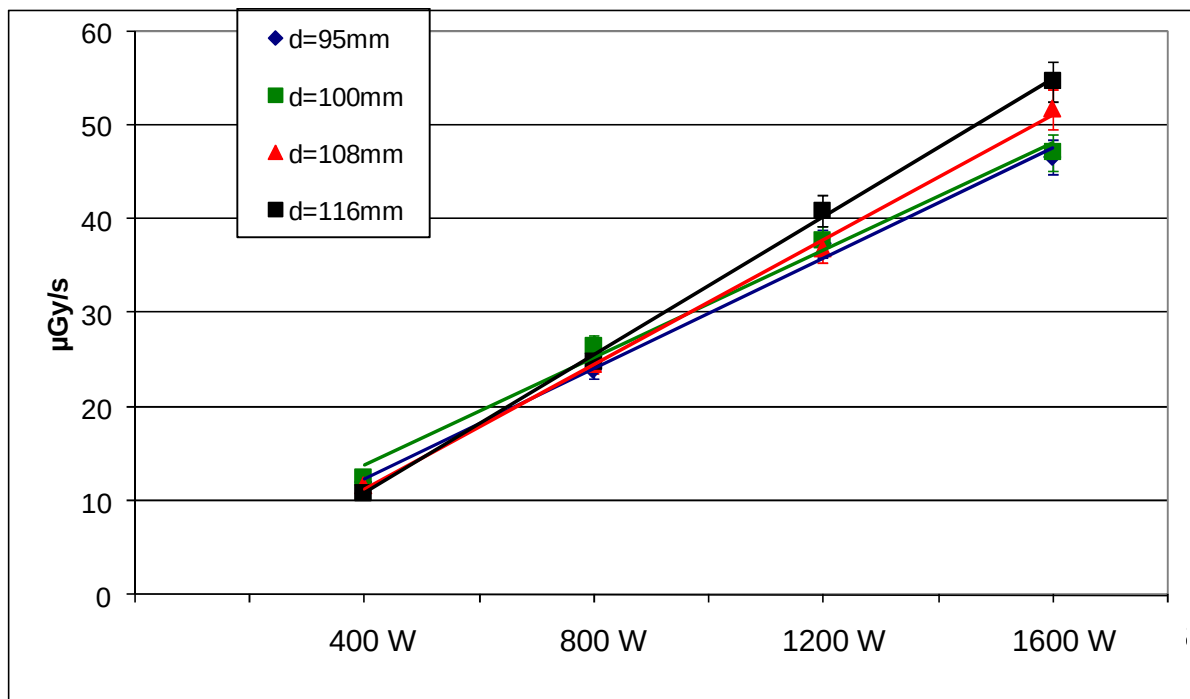


Figure 42 : Influence de la puissance sur la dose totale à 1 mètre, pour différentes distances entre les aimants (faibles distances).

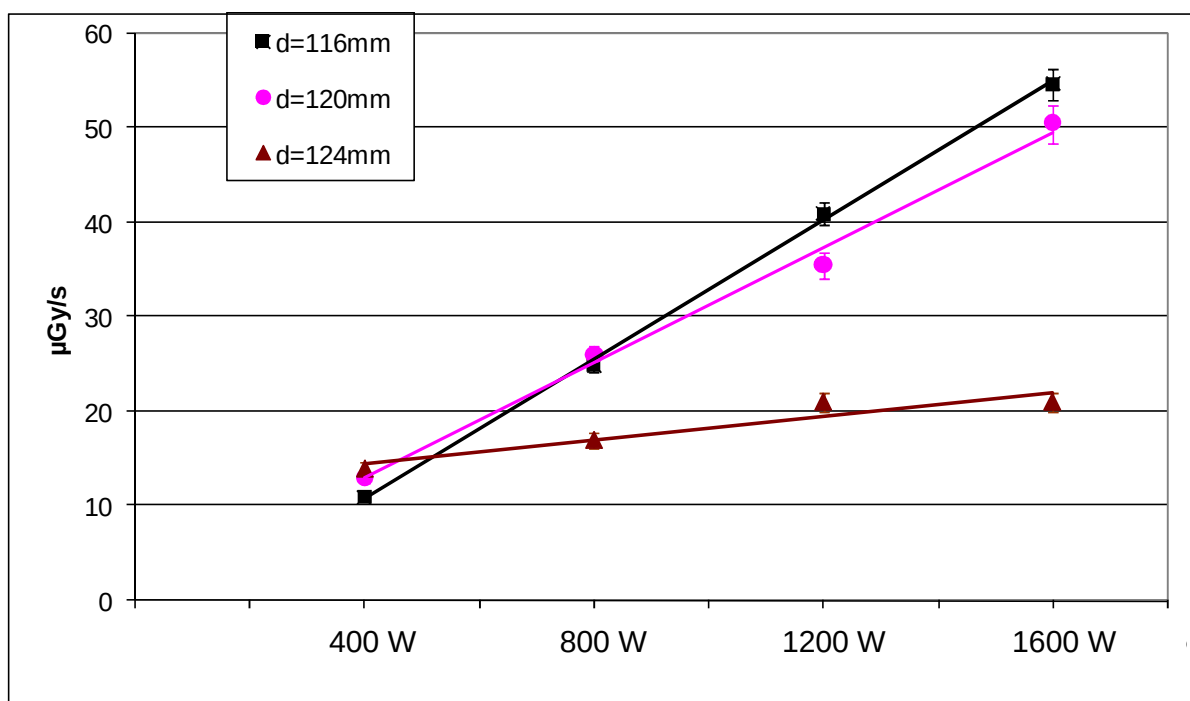


Figure 43 : Influence de la puissance sur la dose à 1 mètre, pour différentes distances entre les aimants (grandes distances).

4.3.5. Comparaison avec les autres sources ECR

La plupart des sources ECR produisant des photons énergétiques capables de produire des photons X sont utilisées comme sources d'ions multichargés, où le rayonnement X est utilisé comme diagnostic pour caractériser les électrons énergétiques. Baskaran et al. ([Bas-1, Bas-2]) ont utilisé une source ECR pour la production de photons X. Leur dispositif expérimental, voir figure 44, est presque le même que le nôtre avec comme différence l'utilisation de bobine avec des aimants permanents pour la génération du champ magnétique et leur réacteur fait 130 mm de diamètre et 85 mm de large alors que notre réacteur fait 127 mm de diamètre et 78 mm de large.

La figure 45 donne le spectre obtenu par Baskaran et al. à 300W pour 1,33 mPa et la figure 46 présente le spectre de notre source à 300W pour 4 mPa avec un filtre de 2 mm d'aluminium pour avoir la même fenêtre de sortie que Baskaran et al.. On voit que l'on a à peu près le même spectre pour les deux sources, ce qui n'est pas étonnant compte tenu des similitudes des sources. La grande différence vient de la dose qui est de 8,85 mGy/h pour Baskaran et al. et de 150 mGy/h pour notre source à 15 cm du centre du réacteur. Cet écart est dû d'abord par l'emploi de dosimètre distincts pour la mesure de dose, l'équipe indienne utilise un dosimètre thermo luminescent composé d'un tube Geiger-Muller (M/S Automation Uno Messtechnik GmbH, Landenburg, model 6112B) qui répond aux énergies < 200 keV mais avec une efficacité qui tombe à 10% à 20 keV. La deuxième différence est la pression (qui est la pression optimale) qui est de 4 mPa pour notre source et de 1,33 mPa pour Baskaran et al., ce qui donne une densité plus élevée et donc une dose plus grande pour notre source. De plus, pour l'équipe indienne la dose sature à 500W ce qui n'est pas le cas pour nous, ce qui n'est pas étonnant car leur source fonctionne à plus basse pression que la nôtre.

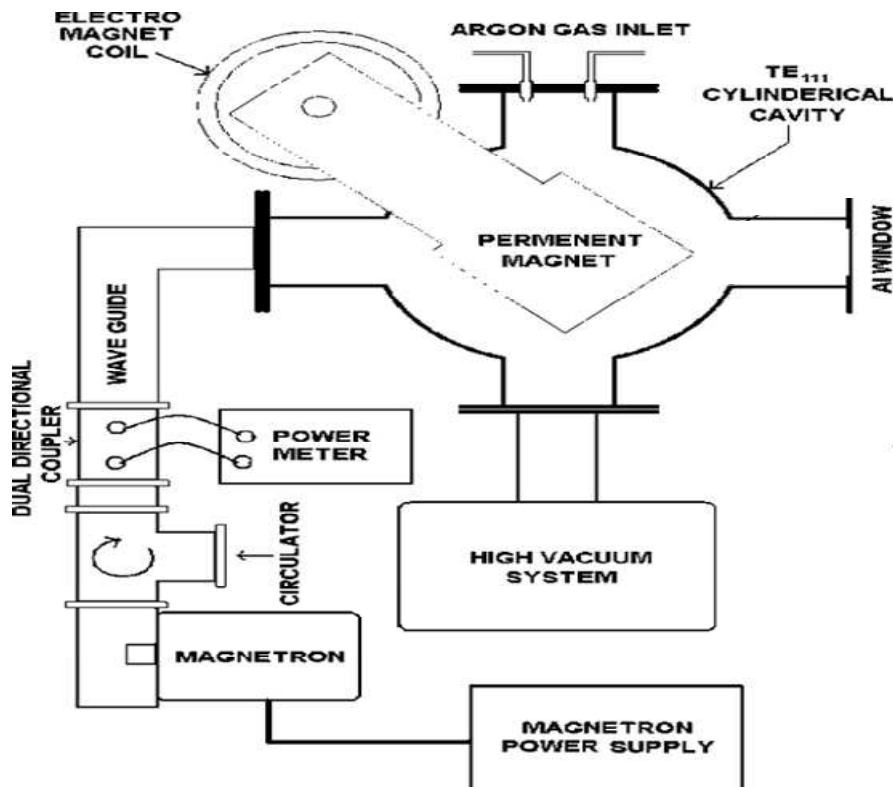


Figure 44 : Schéma de la source de [Bas-2].

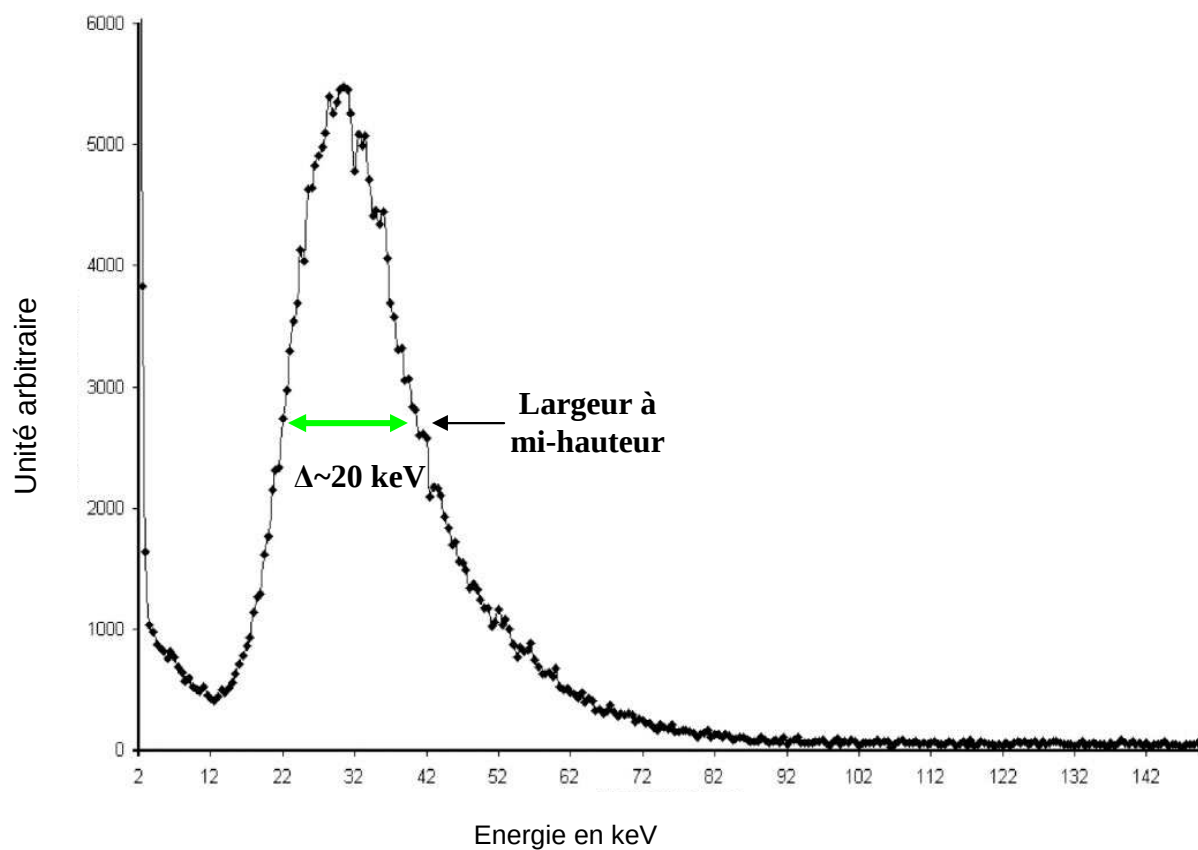


Figure 45 : Spectre à 300W, 1,33 mPa de [Bas-2] avec une fenêtre de sortie des photons X de 2 mm d'aluminium.

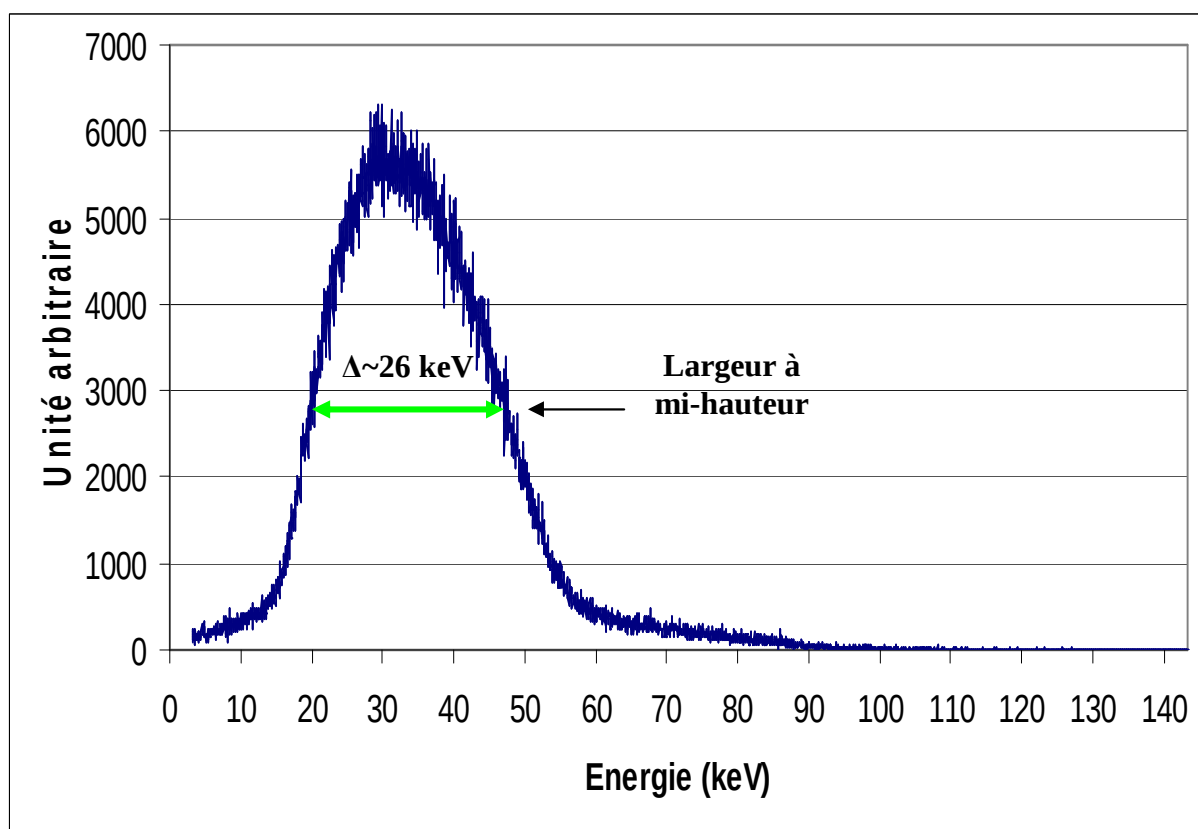


Figure 46 : Spectre à 300W, 4 mPa de notre source avec un filtre de 2 mm d'aluminium

4.4. Bilan du rayonnement sans cible

La dose maximale obtenue issue du plasma est de $\sim 50 \mu\text{Gy/s}$ à 1 mètre à 1600W, ce qui est très inférieur à la dose pour un tube X de 40kV et 30 mA, qui est de 13 mGy/s. De plus la source est très étendue, et donc elle ne peut pas être utilisée en radiologie et encore moins en cristallographie. La dose mesurée issue des parois est plus intense que celle du plasma (environ 20 fois plus grande), mais cette émission provient de deux foyers non ponctuels, les anneaux ayant un rayon allant de 10 à 22 mm.

5. Rayonnement X avec l'insertion d'une cible

Dans le chapitre précédent on a vu que la dose produite par le plasma est trop faible et est non ponctuelle pour des applications en radiologie et encore moins en cristallographie. Dans des travaux précédents [Gol-2,Bac-1], l'équipe de Polytechnique a eu l'idée de placer une cible sur la trajectoire des électrons chauds, concentrés dans le plan médian du miroir, pour augmenter la dose produite et rendre la source plus ponctuelle.

Le choix du matériau pour la cible est important pour le spectre et pour la tenue en température, car la cible subit un chauffage intense par l'impact des électrons, il faut donc un matériau possédant un point de fusion élevé. On a donc choisi le tungstène qui est également couramment utilisé dans les tubes X. Pour avoir les cibles les plus petites possibles la cible en tungstène n'est pas refroidie, car plus on insère un objet volumineux dans le plasma plus on le perturbe.

Nous avons d'abord cherché à augmenter la dose avec une cible rectangulaire de tungstène, de 1 cm de largeur et de longueur et 0,3 mm d'épaisseur. Cette cible commence à fondre avec une puissance micro-onde de 1400W après une dizaine de minutes de fonctionnement. Puis on a utilisé une tige de tungstène de 1 mm de diamètre comme cible, pour obtenir une taille source plus petite qui tienne jusqu'à une puissance de 800W et à partir de 1000W la tige de tungstène fond et forme une boule de 2 mm de diamètre qui tient jusqu'à 1200W.

Nous avons également utilisé une cible de cuivre car la société INEL était intéressée par les raies de cuivre pour la cristallographie. Comme le cuivre possède une faible température de fusion (1080 °C) la cible est refroidie. La cible est un tube de 3 mm de diamètre où circule à l'intérieur de l'eau pour la refroidir. La taille de la cible de cuivre est la plus petite que l'on a pu réaliser avec un système de refroidissement. Dans la dernière partie on donnera les images radiographiques réalisées avec notre source.

La position de la cible joue également un grand rôle sur la dose et la stabilité du plasma. Une modification de quelques millimètres de la position de la cible peut facilement doubler la dose, on a donc construit un manipulateur 3D avec un pas de 0,5 mm, avec un déplacement de 10 cm sur la hauteur pour balayer une grande partie du réacteur. Pour les deux autres dimensions on se déplace sur un cercle de 7 cm de diamètre, dont le centre est décalé de 3 cm du centre du réacteur pour ne pas empêcher le chauffage des électrons car si on intercepte trop le faisceau d'électrons chaud avec la cible on coupe le faisceau et l'émission X s'arrête, ce qu'on verra au 5.1.1.. Dans ce chapitre, les spectres sont pris avec le dispositif de la figure 17.

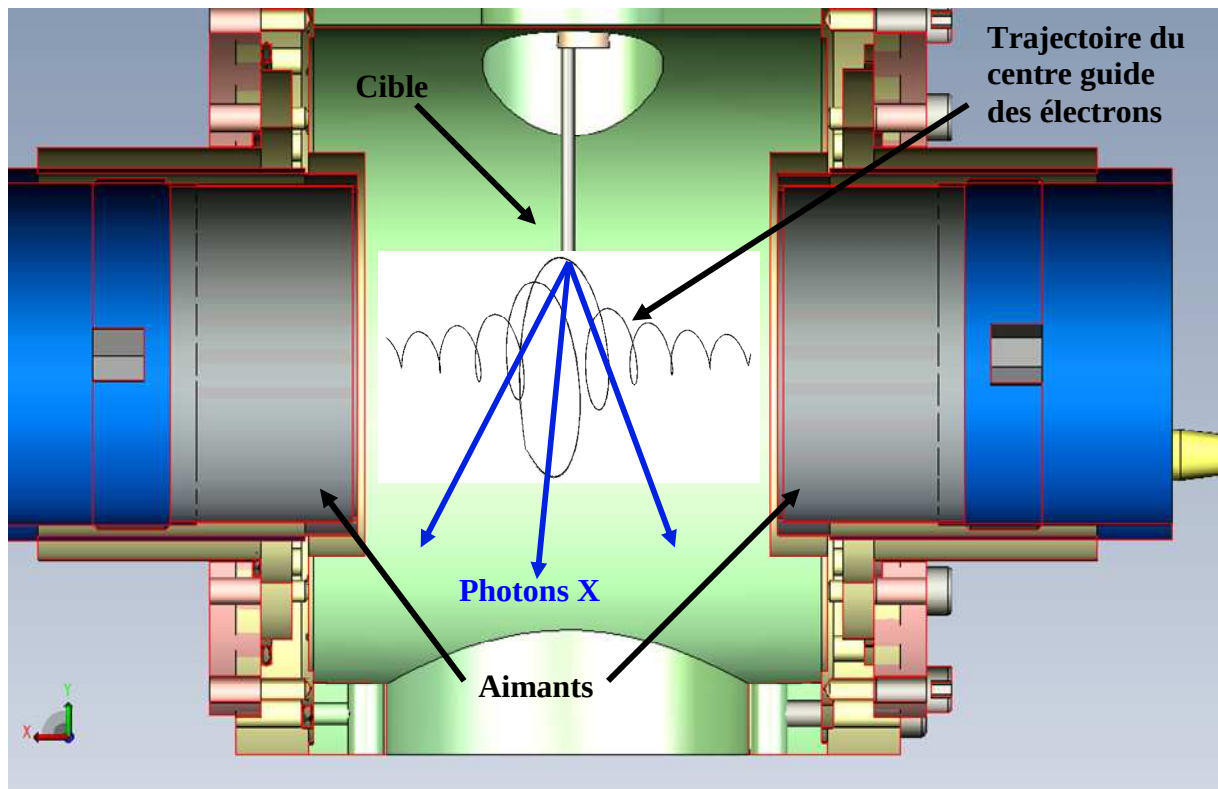


Figure 47 : Schéma de la source avec la cible interceptant les électrons (vue de face)

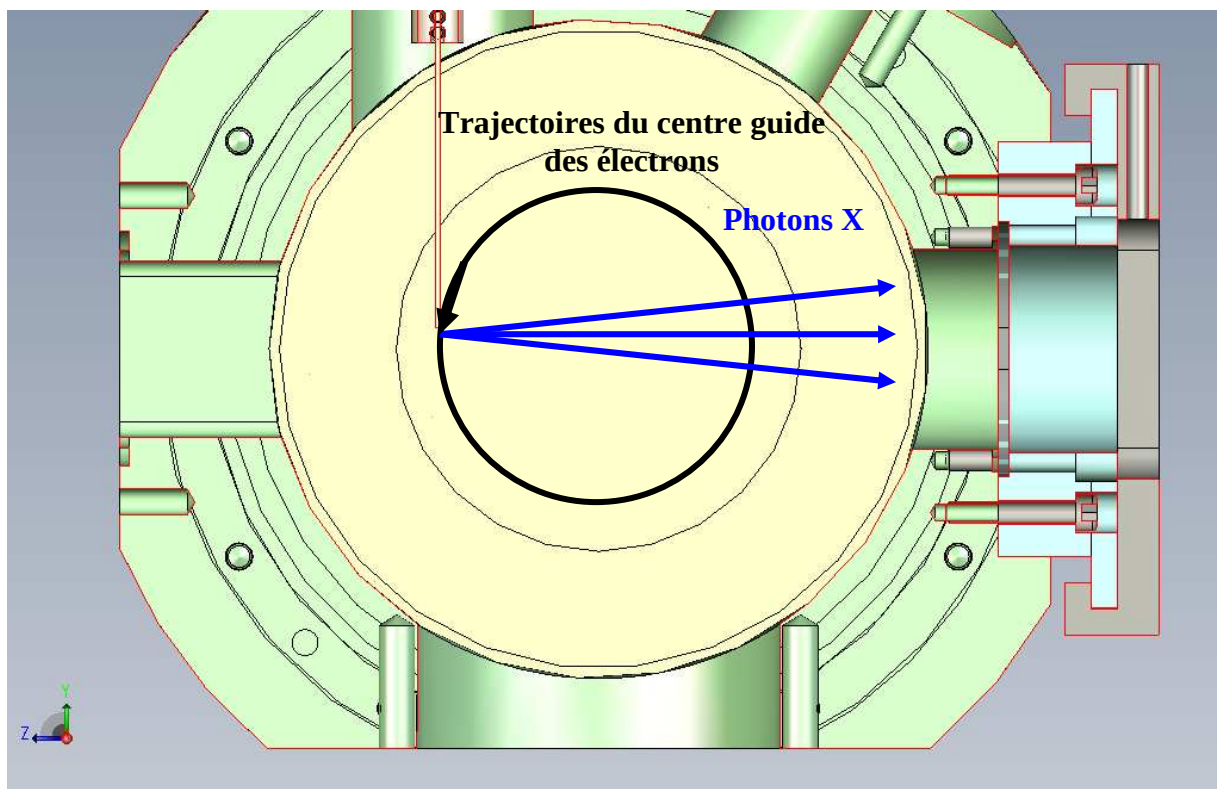


Figure 48 : Schéma de la source avec la cible interceptant l'anneau d'électron (vue de coté)

5.1. Cible rectangulaire de tungstène

L'étude sur le rayonnement X du plasma a montré que ce dernier émettait une dose beaucoup trop faible pour de possibles applications, nous avons donc cherché en premier à maximiser la dose avec une cible de tungstène relativement grande de $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Nous avons étudié en premier l'influence de la distance entre les aimants sur la dose car comme on l'a vu dans le cas du rayonnement X issue du plasma la configuration magnétique joue un rôle important. Puis avec la distance entre les aimants optimale pour la dose, on donnera la dose en faisant varier l'angle d'inclinaison de la cible par rapport à l'horizontale, car l'inclinaison de la cible permettra de diminuer la taille du foyer, que l'on a déterminée à l'aide d'images par caméra à sténopé.

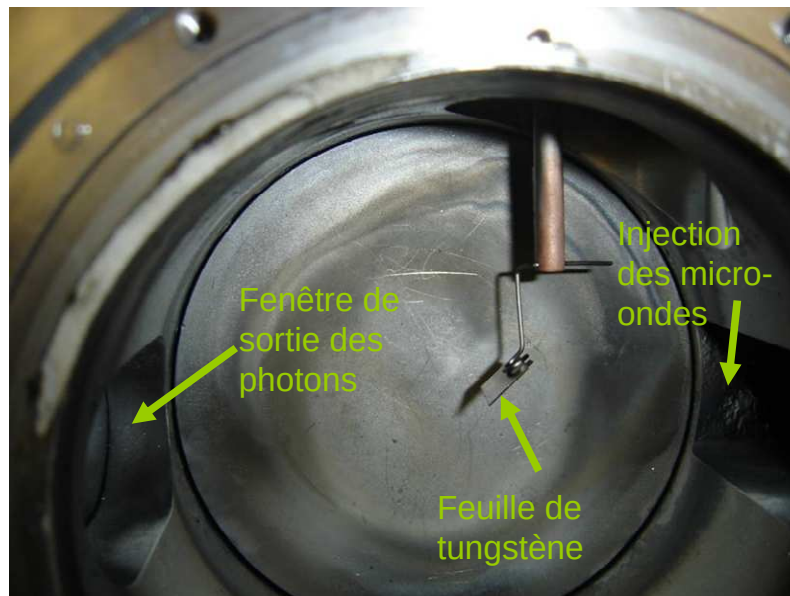


Figure 49 : Image de la cible rectangulaire de tungstène

5.1.1. Influence de la distance entre les aimants

Positionnement de la cible pour optimiser la dose

Pour augmenter la dose on a utilisé une fenêtre de sortie des photons X en kapton à la place de fenêtre de 0,2 mm d'aluminium. Pour trois distances d'aimants, nous avons cherché la position optimale de la cible pour avoir la dose la plus grande. Ici la feuille de tungstène a un angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale de 45° et la puissance micro-onde utilisée est de 400W. Les valeurs sont reportées dans le tableau 6. On remarque que quelle que soit la distance entre les aimants la cible ne doit pas se trouver dans le plan médian du miroir ($Z=0$). Car sinon, la cible intercepte une grande partie des électrons dans l'anneau et bloque donc leur chauffage [Gau-1]. De plus, la dose la plus grande est obtenue pour une distance entre les aimants de 10,8 cm, alors que dans le cas sans cible la dose la plus grande a été obtenue pour

d=12 cm. La dose est passée de 40 $\mu\text{Gy/s}$ (50 $\mu\text{Gy/s}$) à 2,5 mGy/s (0,5 mGy/s) pour d=10,8 cm (d=12 cm) entre le cas sans cible et avec cible.

Distance entre les aimants (cm)	Coordonnée Z de la cible (cm)	Coordonnée R de la cible (cm)	Débit de dose à 1 mètre (mGy/s)
10,8	1,2	1,75	2,5
11,6	1	1,5	1,2
12	0,9	1,3	0,5

Tableau 6 : Dose optimale avec la cible à 400W

Caractérisation en énergie du rayonnement X

Pour caractériser le rayonnement on a mesuré l'atténuation de la dose avec des filtres d'aluminium de différentes épaisseurs. Dans la figure 50, on a rapporté les valeurs pour deux distances, d=10,8 cm et d=11,6 cm, qui donnent la plus grande dose, pour une puissance de 400W. On a également rapporté l'atténuation théorique de faisceau mono énergétique de photons de 10 et 20 keV, afin de pouvoir déterminer l'énergie moyenne du rayonnement émis.

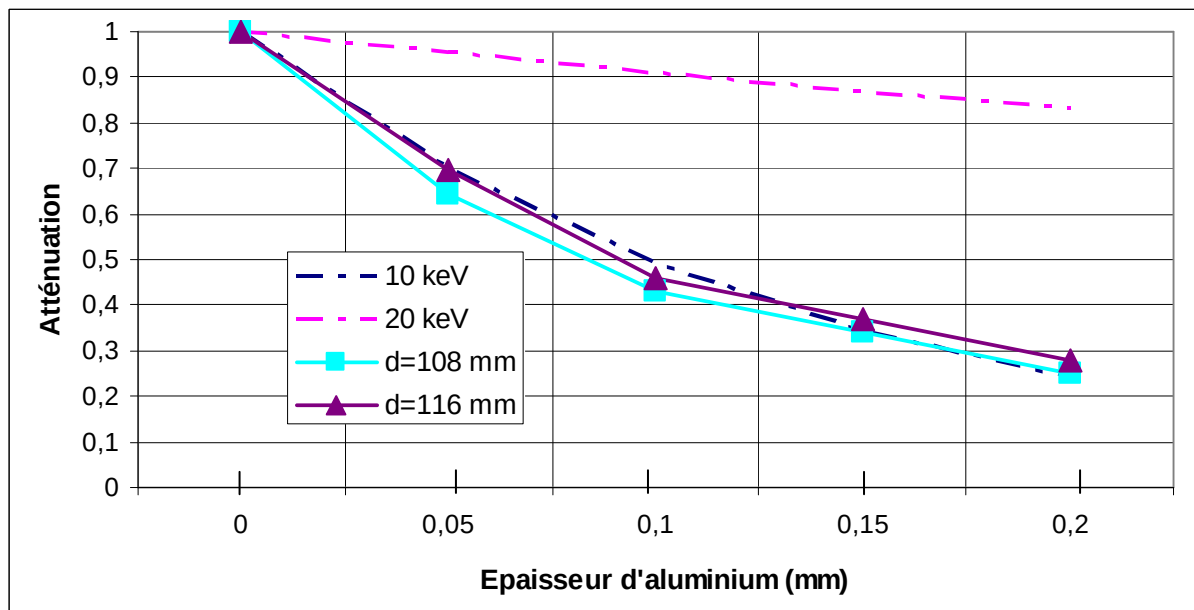


Figure 50 : Atténuation de la dose avec des filtres d'aluminium pour deux distances d'aimants à 400W, avec la cible en position optimale.

On voit que l'atténuation est relativement identique pour les deux distances d'aimants. Et que les deux rayonnements contiennent beaucoup de photons de basse énergie avec une énergie moyenne de 10 keV due principalement aux raies du tungstène d'énergie 8,39 keV ($L\alpha_1$), 8,33 keV ($L\alpha_2$), 9,67 keV ($L\beta_1$), 9,96 keV ($L\beta_2$) et 11,28 keV ($L\gamma_1$). La mise en place de la fenêtre de kapton a permis de quadrupler les raies de tungstène par rapport à la fenêtre initiale de 0,2 mm d'aluminium, cette fenêtre de kapton sera donc bien adaptée si l'on souhaite avoir des

photons de basse en énergie comme par exemple les raies du cuivre en cristallographie, comme on le verra dans la section 6.3. Cependant, ces photons de basse énergie ne participent pas à la formation d'images radiographiques. Nous avons donc augmenté l'épaisseur des filtres pour réduire ces photons. Avec la figure 51, on constate que l'énergie moyenne tend vers 30 keV après une atténuation de 2 mm d'aluminium, qui est la filtration typique en radiologie. Mais on a diminué la dose d'un facteur 33 et 16 pour $d=10,8$ cm et $d=11,6$ cm respectivement, qui atteint 90 et 70 $\mu\text{Gy/s}$, qui sont des valeurs trop faibles pour la radiographie pour avoir un temps de pose raisonnables. Comme attendu, pour la distance $d=11,6$ cm les photons sont plus énergétiques que pour la distance $d=10,8$ cm, mais la dose est plus petite.

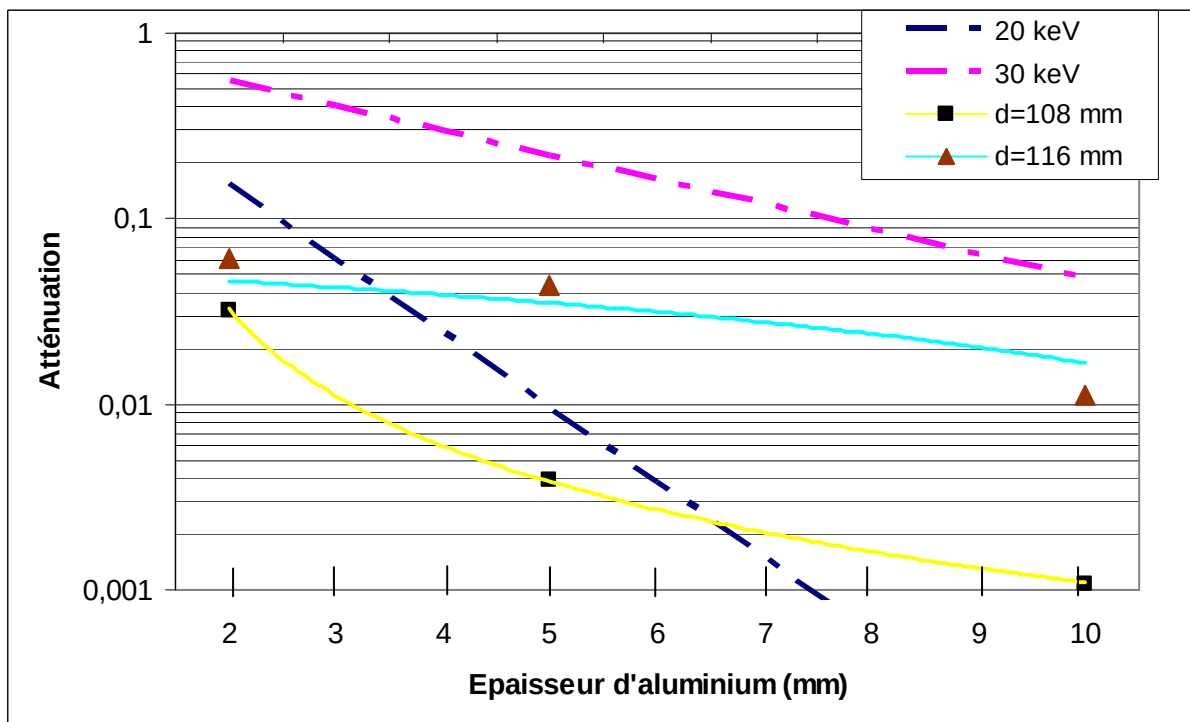


Figure 51 : Atténuation de la dose avec des filtres d'aluminium pour deux distances d'aimants à 400W, avec la cible en position optimale.

Spectre du rayonnement X

Dans la figure 52, on présente le spectre pour $d= 10,8$ cm et $d=11,6$ cm. De 3 à 40 keV, pour $d=11,6$ cm on a environ deux fois moins de photons qu'à $d=10,8$ cm. Après 50 keV on a plus de photons pour $d=11,6$ cm, seulement cette partie du spectre ne représente qu'environ 5% de la dose.

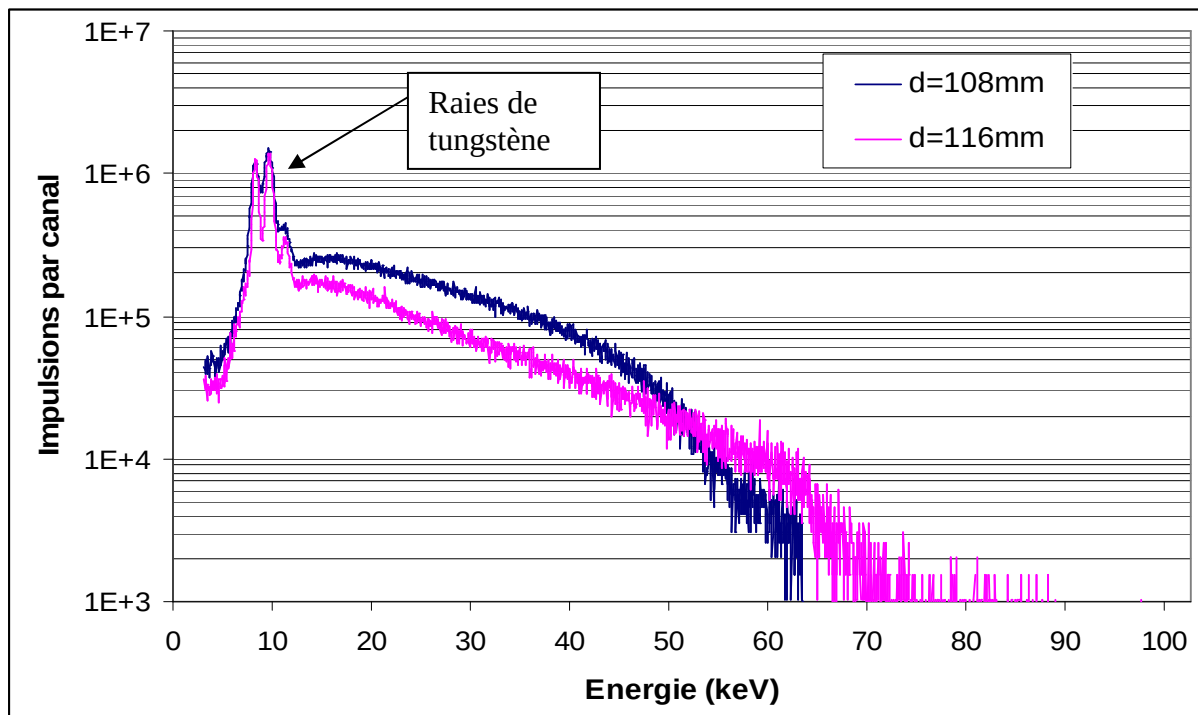


Figure 52 : Spectre pour d=108 mm et d=116 mm à 400 W de la cible.

La figure 53 montre le spectre pour d= 10,8 cm et d=11,6 cm avec un filtre d'aluminium de 2 mm d'épaisseur, pour les applications en radiologie. On voit, comme indiqué par l'étude précédente sur la dose, que l'énergie moyenne est de 30 keV. Donc notre source pourrait servir dans des applications en mammographie ou dans le contrôle industriel de matériaux peu dense ou encore pour la cristallographie. Nous avons, pour le montrer, réalisé des radiographies d'un flacon de cachet en verre, d'un tube de mascara et d'un circuit intégré.

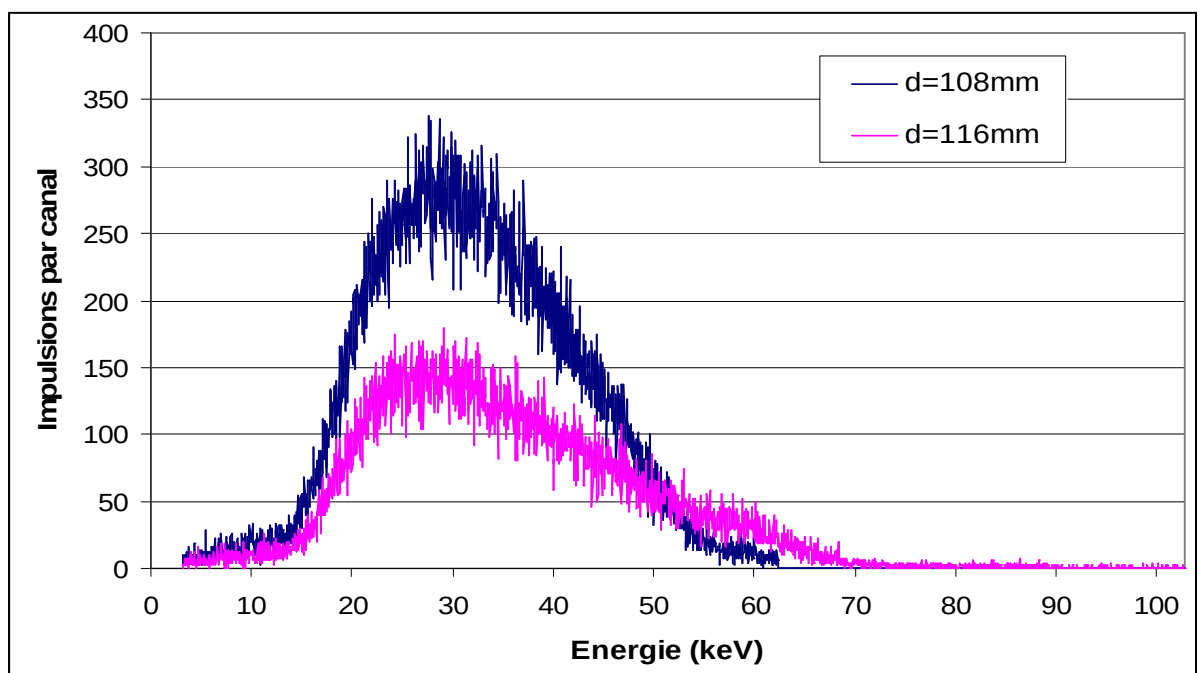


Figure 53 : Spectre pour d=108 mm et d=116 mm avec un filtre de 2 mm d'aluminium à 400 W.

En résumé la distance optimale pour la dose est $d=10,8$ cm, avec une dose de $2,8$ mGy/s à 1 mètre à 400 W, avec la fenêtre de kapton. L'énergie moyenne est de 10 keV. Après un filtre de 2 mm d'aluminium la dose passe à 90μ Gy/s et l'énergie moyenne du spectre est de 30 keV.

5.1.2. Influence de l'angle d'inclinaison de la cible par rapport à l'horizontale

Pour diminuer la taille du foyer il est commun dans les tubes X d'incliner l'anode (la cible) pour qu'elle ne soit pas perpendiculaire au faisceau d'électrons car pour des énergies jusqu'à 200 keV, l'émission X se fait dans la direction perpendiculaire à celle du faisceau électronique, voir figure 54 et 55. La diminution géométrique de la taille de foyer est proportionnelle au sinus de l'angle d'inclinaison. Un angle de 17° est souvent utilisé dans les tubes X permettant une réduction de la taille de foyer d'un facteur 3,4 par rapport à la taille d'impact des électrons sur la cible. Nous avons donc choisi cet angle d'inclinaison pour la cible ainsi qu'un angle de 45° , qui devrait donner une taille de foyer 2,5 fois plus grande que celle avec l'angle de 17° , et aussi un angle de 0° pour avoir la taille de foyer la plus petite. Dans cette étude la distance entre les aimants est de 108 mm, qui est la distance optimale pour la dose.

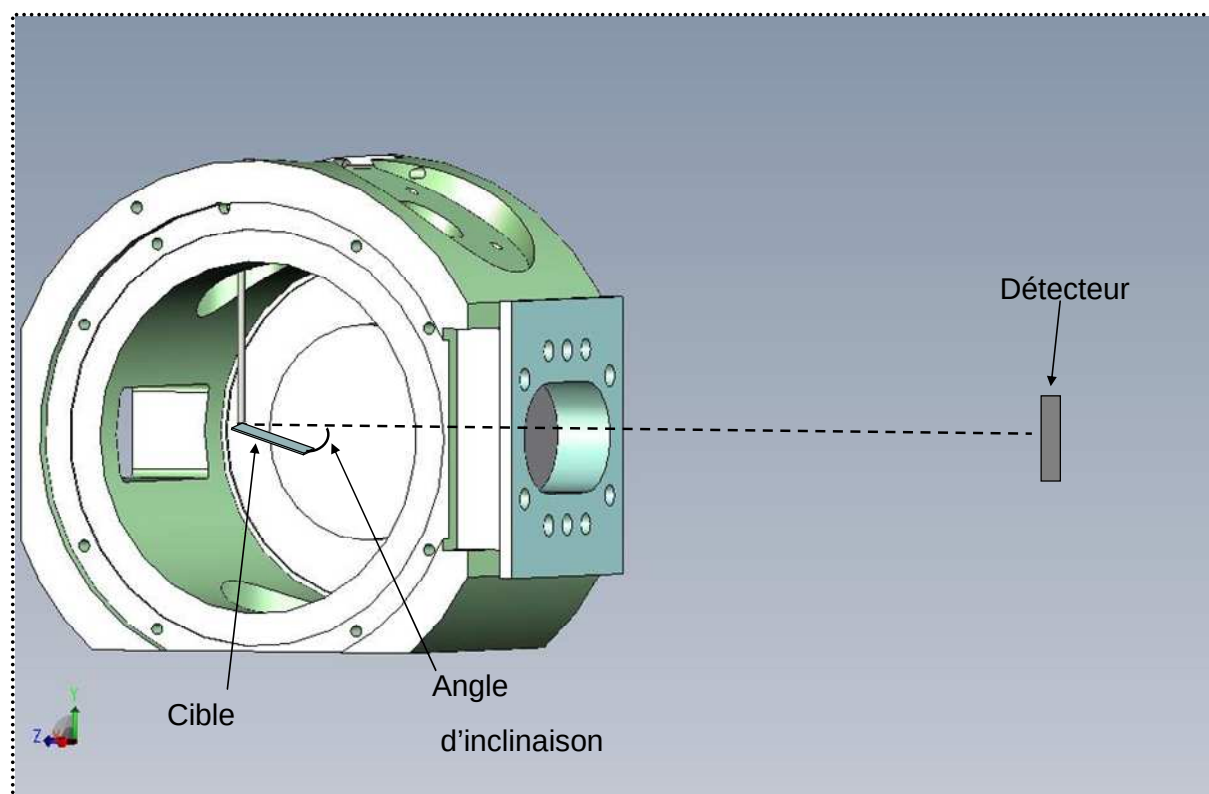


Figure 54 : Schéma de la cible avec un angle d'inclinaison

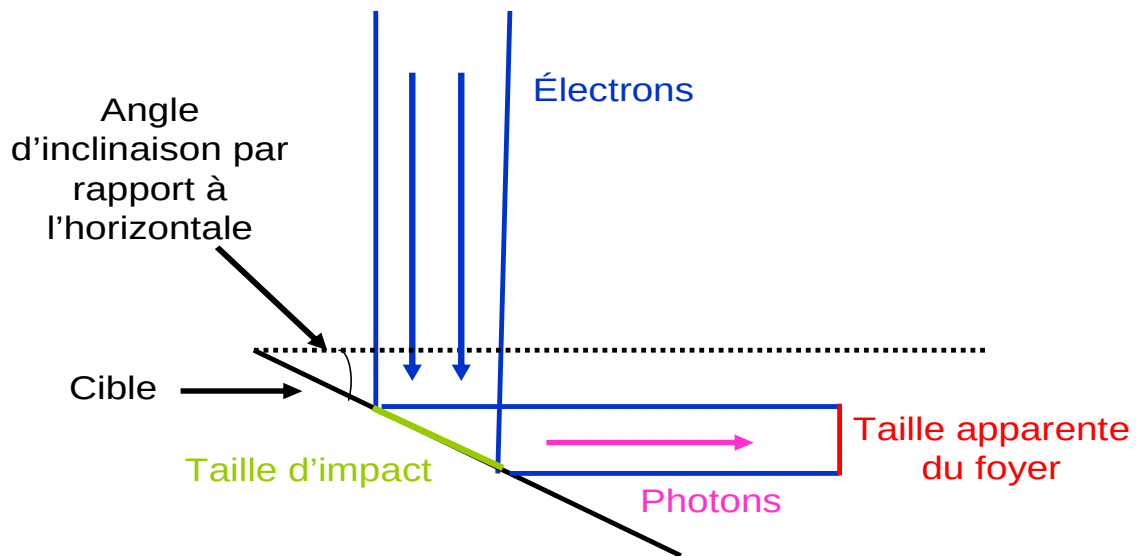


Figure 55 : Réduction de taille de foyer en inclinant la cible

Débit de dose

Dans la figure 56, on présente le débit de dose, à 1 mètre de la cible, pour trois angles d'inclinaison de la cible pour différentes puissances micro-onde. On voit que pour un angle de 45° le débit de dose est deux fois plus grand que pour un angle de 17° et six fois plus important que pour 0° . La différence de valeur entre 45° et 17° est due au fait que le foyer optique est proportionnel au sinus de l'angle. Comme on le verra avec les images par caméra à sténopé.

Le débit de dose est relativement proportionnel à la puissance micro-onde, car on l'a déjà indiqué la puissance augmente principalement la densité du plasma et donc le nombre de photons X produit. Après 1000 W, la cible commence à fondre mais on a pu faire une mesure à 1400 W, qui donne un débit de dose de 10 mGy/s, pour l'angle d'inclinaison de 45° .

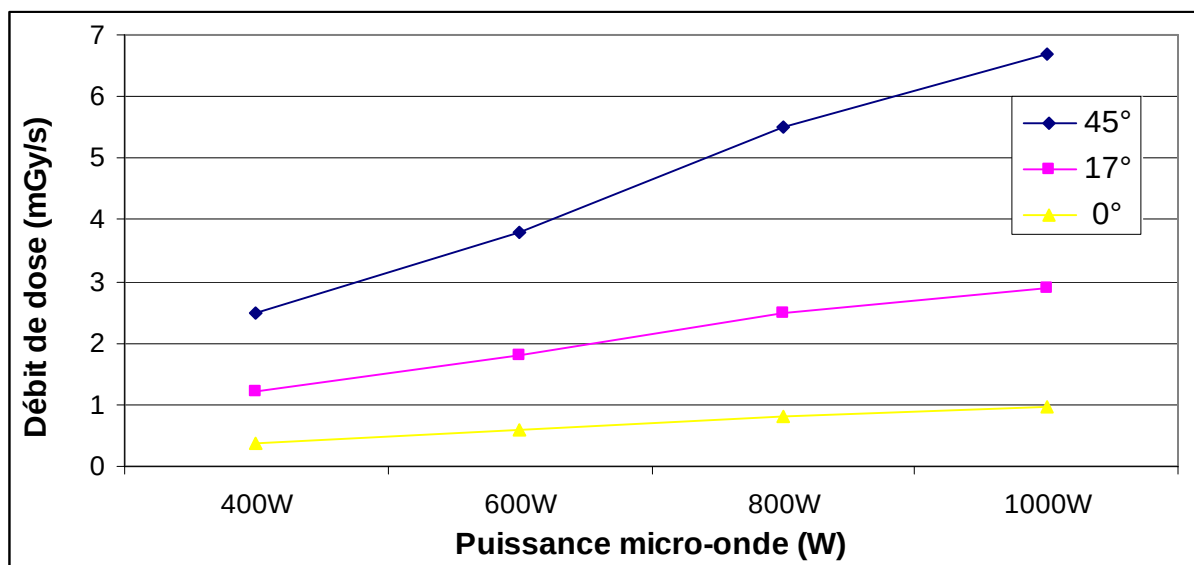


Figure 56 : Débit de dose pour trois angles d'inclinaison de la cible

Taille du foyer

Dans le tableau 7, on a reporté la taille de foyer estimée à partir des images par caméra à sténopé (dans les figures suivantes, les images sont agrandies pour une meilleure lisibilité). Images réalisées pour les trois angles d'inclinaison pour 400 W et 1000W.

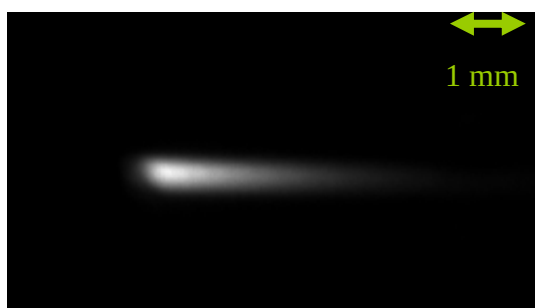


Figure 57 : Image par caméra à sténopé, pour un angle à 0° à 400 W.

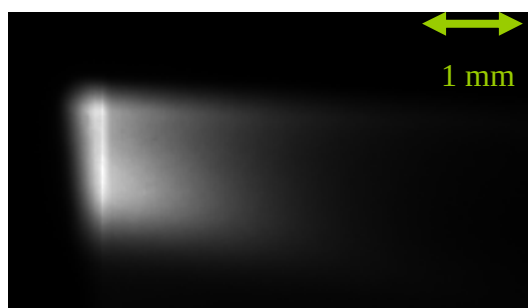


Figure 60 : Image par caméra à sténopé, pour un angle à 45° à 400W.

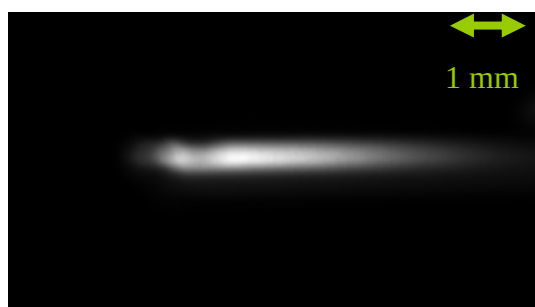


Figure 58 : Image par caméra à sténopé, pour un angle à 0° à 1000 W.

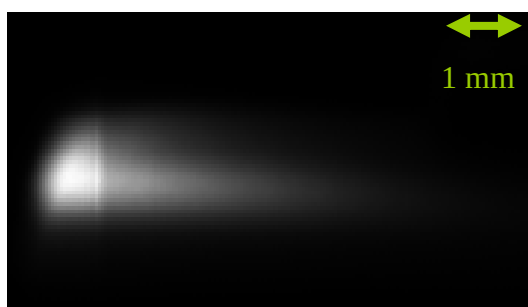


Figure 61 : Image par caméra à sténopé, pour un angle à 17° à 1000W.

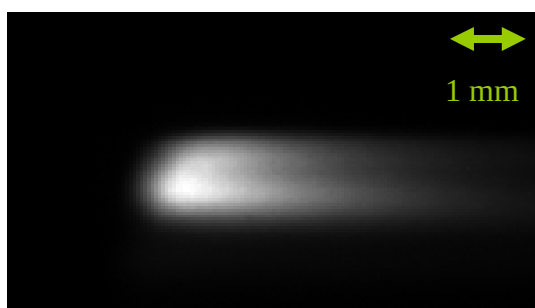


Figure 59 : Image par caméra à sténopé, pour un angle à 17° à 400 W.

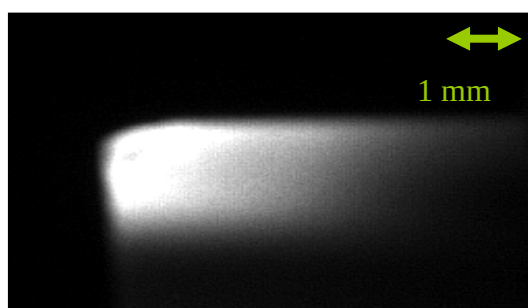


Figure 62 : Image par caméra à sténopé, pour un angle à 45° à 1000 W.

	0°	17°	45°
400 W	0,25 mm * 4 mm	2,2 mm * 1 mm	2,2 mm * 2,7 mm
1000 W	0,3 mm * 5,5 mm	3 mm * 1 mm	2,3 mm * 5,5 mm

Tableau 7 : Estimation de la taille de foyer pour trois angles d'inclinaison

La taille du foyer, estimée à mi-hauteur de l'intensité maximale, à 45° est 2,7 et 6 fois plus grande que la taille de foyer à 17° et à 0° respectivement, à 400 W. Alors que le facteur de diminution de dose, à 17° et 0° par rapport à 45°, est de 2 et 6 respectivement. Donc le meilleur rapport dose sur taille de foyer est obtenu pour un angle d'inclinaison de 17°.

A 1000W, la dose est multipliée par environ 2,5 par rapport à 400W, alors que la taille du foyer est multipliée par 1,5, 1,5 et 2 pour les angles 0°, 17° et 45°.

A titre de comparaison, l'équipe de l'école Polytechnique a obtenu une dose de 0,36 mGy/s pour une taille de foyer de 3*1,5 mm² et une dose de 0,73 mGy/s pour une taille de foyer de 4*2 mm² après un filtre de 0,1 mm d'aluminium et un angle d'inclinaison de la cible de 17° par rapport à l'horizontale pour une puissance de 400W [Gau-2]. Alors que nous arrivons à une dose de 0,6 mGy/s pour une taille de foyer de 2,2*1 mm², dans les mêmes conditions. On a donc, une taille de source deux fois plus petite (3,5 fois plus petite) et une dose 50% plus grande (une dose 20% plus petite) par rapport au cas où l'équipe de l'école Polytechnique obtient une taille de foyer de 3*1,5 mm² (de 4*2 mm²). La différence d'efficacité peut venir du positionnement de la cible et du fait que la plus grande taille de la cible de l'équipe de l'école Polytechnique qui fait 30*10 mm² pourrait plus perturber le plasma alors que notre cible ne fait que 10*10 mm².

5.2. Tige de tungstène de 1 mm de diamètre comme cible

L'insertion d'une cible sur la trajectoire des électrons énergétiques a permis de grandement augmenter la dose produite par rapport aux rayonnements du plasma, mais les tailles de foyer sont trop importantes pour des applications en radiologies comme les mammographies. On a donc utilisé des cibles plus petites de tungstène pour diminuer la taille de la source. On présente les résultats obtenus avec une tige de tungstène de 1 mm de diamètre qui est la cible la plus petite avec laquelle nous avons une dose acceptable et qui également ne fondait pas et avec un angle d'inclinaison de la tige de 45°.

Débit de dose

Dans la figure 63, on présente le débit de dose, à 1 mètre de la cible, pour deux distances d'aimants pour différentes puissances micro-onde, la pression est optimisée pour chaque puissance micro-onde pour avoir la dose la plus grande (voir tableau 8). On voit que pour $d=108$ mm, la dose est environ le double de celle pour $d=116$ mm. Cet écart est dû, comme dans le cas de la feuille de tungstène, à la différence de taille de foyer entre les deux distances d'aimants. Comme on le verra avec les images par caméra à sténopé. Si on compare la dose obtenue avec la tige et avec la feuille de tungstène dans les mêmes conditions : $d=108$ mm, 400W, pression optimale et l'angle d'inclinaison de 45°, la dose est environ cinq fois plus petite avec la tige mais la taille de foyer de la tige est environ 10 fois plus petite que celle de la feuille. On a donc gagné un facteur deux sur le rapport dose sur taille de source avec la tige.

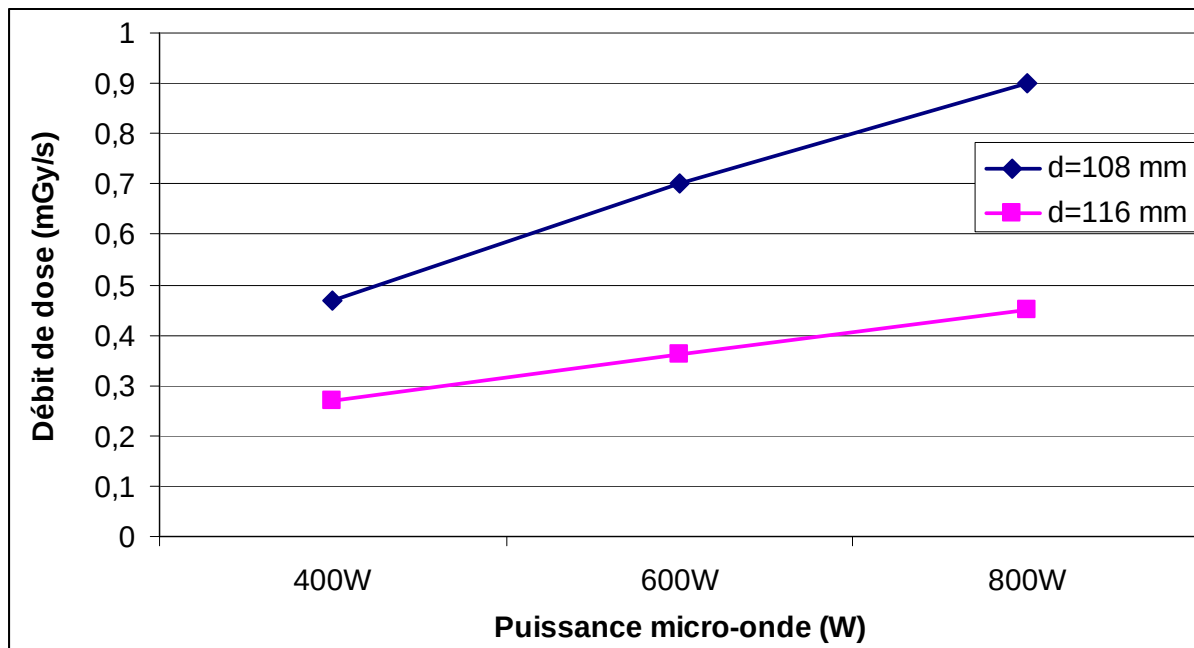


Figure 63 : Débit de dose pour une tige de 1 mm de diamètre à 1 mètre du foyer.

Distance entre les aimants	400 W	600 W	800 W
108 mm	8	9	10,5
116 mm	7	7,5	8,5

Tableau 8 : Pression optimale en mPa avec la tige de tungstène pour deux distances d'aimants en fonction de trois puissances micro-ondes

Taille du foyer

La taille de foyer estimée à partir des images par caméra à sténopé (dans les figures suivantes, les images sont agrandies pour une meilleure lisibilité), est de $0,9 \times 0,65 \text{ mm}^2$ pour $d=10,8 \text{ cm}$ et de $0,65 \times 0,3 \text{ mm}^2$ pour $d=11,6 \text{ cm}$. Donc pour $d=11,6 \text{ cm}$ la taille de foyer est 3 fois plus petite par rapport à $d=10,8 \text{ cm}$ alors que la diminution de dose n'est que d'un facteur deux. La taille du foyer est estimée à 50 % de la valeur maximale de l'intensité, voir figure 65.

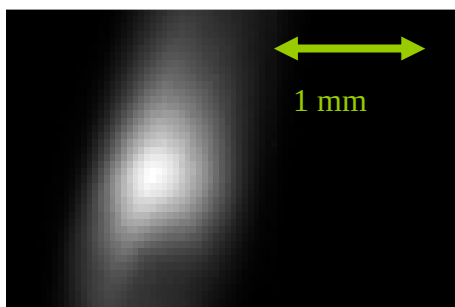


Figure 64 : Image par caméra à sténopé, pour $d=10,8 \text{ cm}$ avec une tige de 1 mm de diamètre pour cible, à 400W (agrandissement x 10).

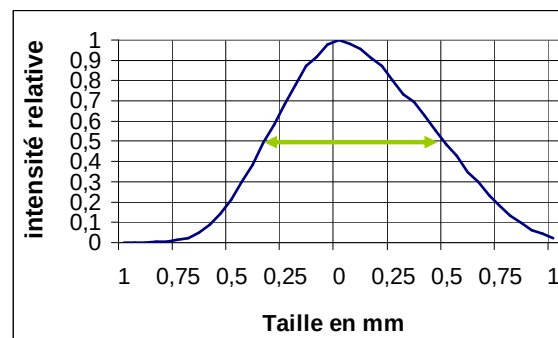


Figure 65 : Taille de la source à mi-hauteur pour $d=10,8 \text{ cm}$ avec une tige de 1 mm de diamètre pour cible, à 400W

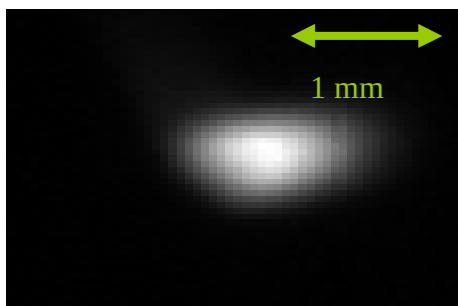


Figure 66 : Image par caméra à sténopé, pour $d=11,6 \text{ cm}$ avec une tige de 1 mm de diamètre pour cible à 400W (agrandissement x 10).

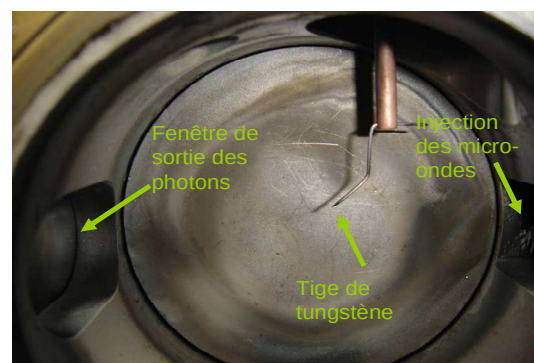
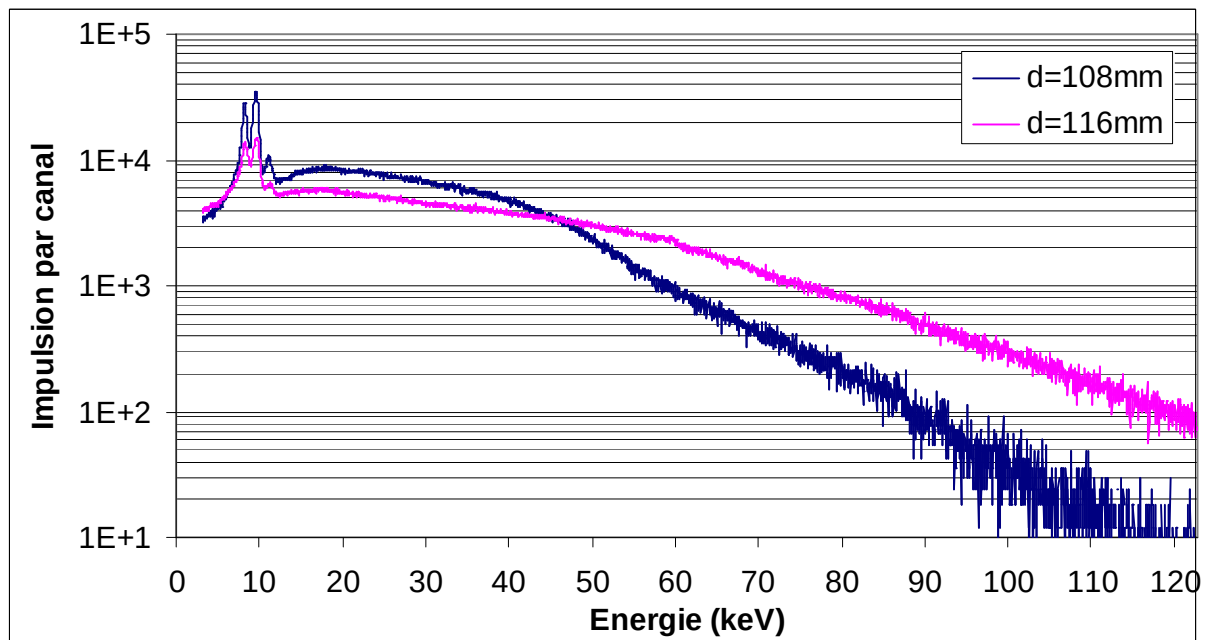


Figure 67 : Image de la tige de tungstène

Spectre du rayonnement X

Dans la figure 68, on présente le spectre pour $d=10,8$ cm et $d=11,6$ cm. De 3 à 40 keV, pour $d=11,6$ cm on a environ 50% moins de photons qu'à $d=10,8$ cm. Après 50 keV on a plus de photons pour $d=11,6$ cm, seulement cette partie du spectre ne représente qu'environ 5% de la dose. On a avec la tige de tungstène et la feuille de tungstène la même différence entre le spectre pour $d=10,8$ cm et $d=11,6$ cm. Par contre on a proportionnellement plus de photons de basse énergie avec la feuille de tungstène (de 0 à 30 keV) et plus de photons énergétiques (après 30 keV) avec la tige de tungstène. De plus on a pratiquement plus de photons après 80 keV avec la feuille de tungstène. On a moins de photons de haute énergie avec la feuille de tungstène car elle est plus grande que la tige ce qui a pour effet de plus perturber le plasma et la feuille est placée plus près de la zone de chauffage des électrons (zone de résonance) car on a cherché à avoir la dose la plus grande possible avec la feuille.



Donc l'insertion d'une tige de tungstène de 1 mm de diamètre a permis de réduire la taille de foyer à $0,65 \times 0,3$ mm², avec une dose de 270 μ Gy/s avec la fenêtre de kapton à 1 mètre de la source. On est même descendu à une taille de source de $0,3 \times 0,2$ mm², avec une dose de 100 μ Gy/s à 1 mètre du foyer. Ces tailles de source deviennent compatibles avec des applications en mammographie, comme l'avait déjà remarqué l'équipe de l'école Polytechnique [Gau-2].

5.3. Cible en cuivre

Nous avons testé une cible en cuivre, car la société INEL a souhaité avoir les raies de cuivre pour des applications en cristallographie. Seulement le cuivre possède une faible température de fusion. La cible doit donc être refroidie, la cible de cuivre est un tube de 3 mm de diamètre, qui est le diamètre le plus petit que l'on a pu obtenir pour avoir une cible refroidie, à l'intérieur duquel une aiguille de 0,8 mm de diamètre amène l'eau de refroidissement.

Débit de dose

Dans la figure 69, on présente le débit de dose, à 1 mètre de la cible de cuivre et de la feuille de tungstène inclinée d'un angle de 0° par rapport à l'horizontale, pour différentes puissances micro-onde et la pression est optimisée pour avoir la dose la plus grande. Avec le tuyau de cuivre, on a un débit de dose environ 50% plus grand par rapport à la feuille de tungstène avec un angle d'inclinaison de 0° . Par contre avec la feuille de tungstène ayant un angle de 17° et de 45° la dose est respectivement deux fois et quatre fois plus grande par rapport au tuyau de cuivre. Cette différence vient du fait que le tube de cuivre perturbe plus le plasma que la feuille de tungstène dû à sa plus grande taille, car plus un objet métallique de grande taille est introduit plus le plasma est perturbé, il est donc placé sur un rayon de 2 cm par rapport à l'axe magnétique alors que la feuille se trouve sur un rayon d'environ 1,5 cm. De plus nous ne sommes pas allés au-delà de 400W avec la cible en cuivre, car en effectuant un test avec un tube de cuivre non refroidi, le tube avait fondu.

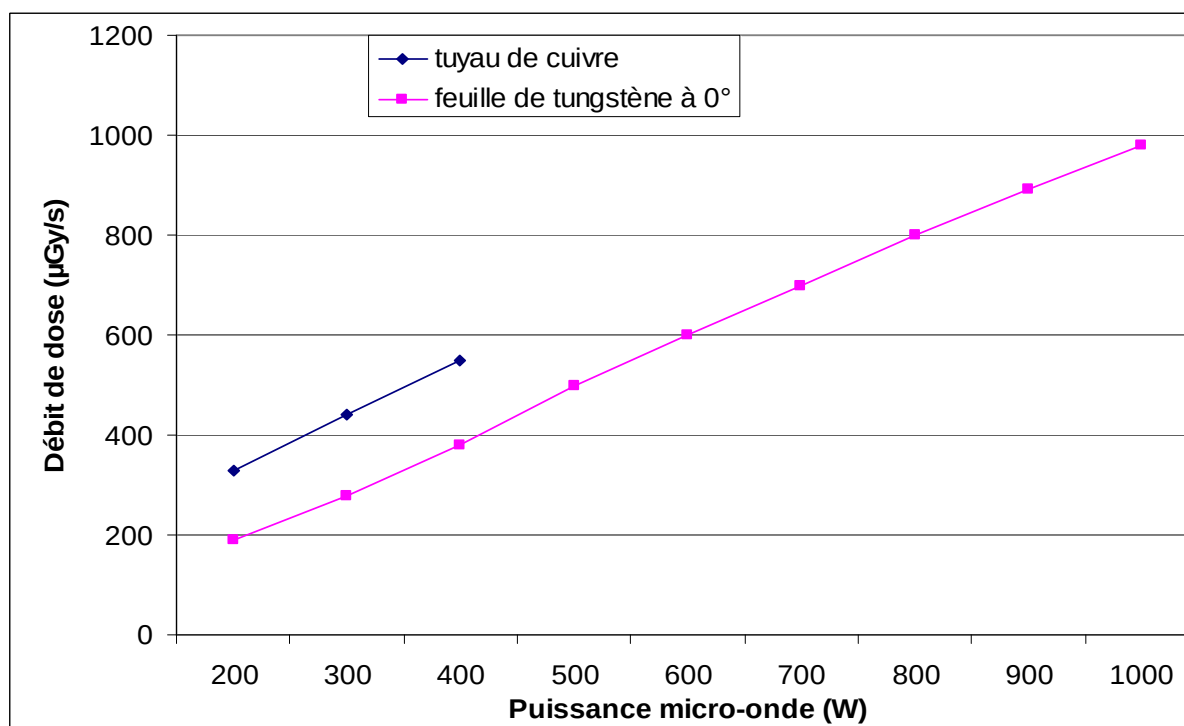


Figure 69 : Débit de dose pour un tube de cuivre de 3 mm de diamètre à 1 mètre du foyer, $d=10,8$ mm.

Type de cible	200 W	300 W	400 W	500 W	600 W	700 W	800 W	900 W	1000 W
Tuyau de cuivre	4,5	5	5,5						
Feuille de tungstène 0°	5	5,3	5,9	6,4	6,7	7,1	7,4	7,7	8,2

Tableau 9 : Pression optimale en mPa pour deux types de cibles en fonction de la puissance micro-ondes, d=108 mm.

Spectre du rayonnement X

Dans la figure 70, on présente le spectre avec notre source pour d= 10,8 cm à 300 W et le spectre pour un tube X de 30 kV et 1mA, les deux utilisent une cible de cuivre. Les deux spectres donnent le même nombre de photons pour les raies de cuivre d'énergie 8,05 keV ($K\alpha_1$), 8,03 keV ($K\alpha_2$) et 8,9 keV ($K\beta_1$). Et on a plus de photons d'énergie supérieure à 10 keV, car notre fonction de distribution des électrons a une queue plus 'longue' que celles les tubes X. Mais on a utilisé une puissance 10 fois plus importante avec ECRX, 300W, par rapport au tube X pour avoir la même dose. Car dans notre source une grande partie de la puissance micro-onde n'est pas consommée par les électrons énergétiques qui produisent le rayonnement X mais par les électrons d'énergies plus basses qui sont beaucoup plus nombreux que ceux de hautes énergies.

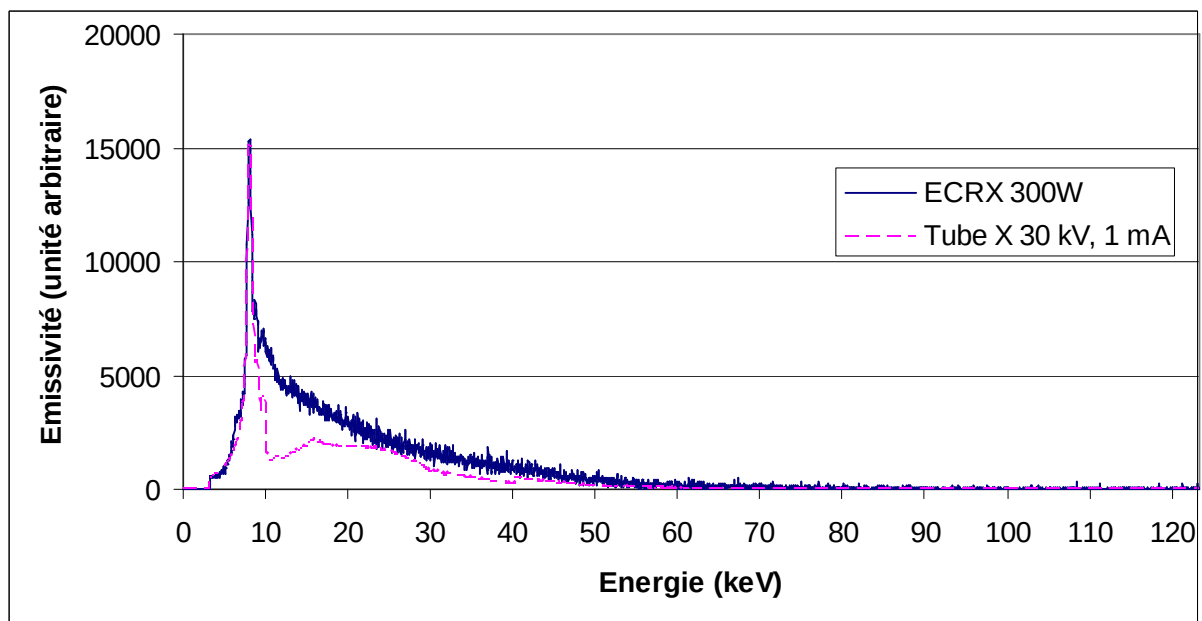


Figure 70 : Spectre pour d=108 mm à 300 W, cible de cuivre.

Taille du foyer

La taille de foyer estimée à partir de l'image par caméra à sténopé (Dans la figure suivante, l'image est agrandie pour une meilleure lisibilité), est de $2 \times 0,4 \text{ mm}^2$ pour d=10,8 cm à 300 W. Cette taille de foyer est 20% plus petite que celle de la feuille de tungstène, avec un angle d'inclinaison de 0°, qui est $4 \times 0,25 \text{ mm}^2$.

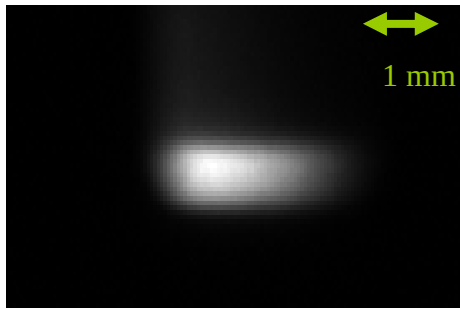


Figure 71 : Image par caméra à sténopé, pour $d=10,8$ cm avec un tuyau de cuivre de 3 mm de diamètre pour cible.

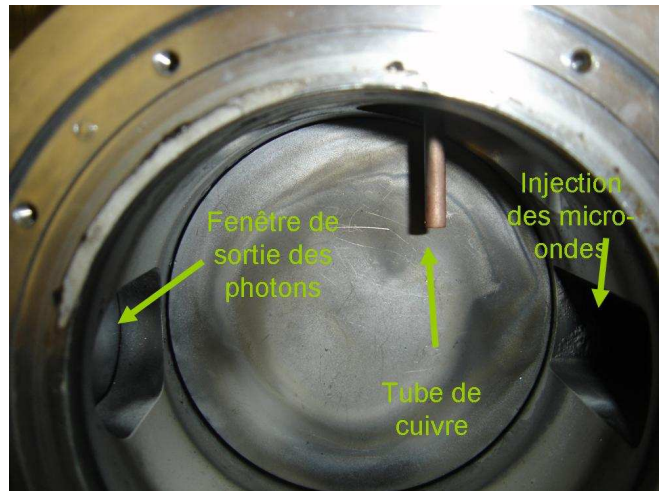


Figure 72 : Image du tube de cuivre

Comme on pouvait s'y attendre la cible de cuivre donne une dose plus petite que le tungstène, due à sa plus petite température de fusion et sa taille plus grande qui perturbe plus le plasma. Ce qui oblige à placer la cible plus loin de la zone de production des électrons énergétiques, sur un rayon de 2 cm par rapport à l'axe magnétique alors que la feuille de tungstène se trouve sur un rayon d'environ 1,5 cm..

5.4. Réalisation d'images radiographiques

Après la caractérisation du rayonnement X de notre source, qui possède une énergie moyenne comprise entre 20 et 30 keV après un filtre de 2 mm d'aluminium, des applications dans le domaine du contrôle industriel de matériaux peu denses sont possibles. Nous avons réalisé des radiographies d'un flacon de cachets en verre, d'un tube de mascara et d'un circuit intégré. Les images sont obtenues avec une distance entre les aimants de 10,8 cm, avec les paramètres optimisés pour avoir la dose la plus grande. Les temps d'exposition sont en général de 6 secondes (ou de 2 secondes, si indiqué). On a utilisé la cible de tungstène rectangulaire (ou les anneaux, si indiqué), inclinée de 45°, avec une puissance micro-onde de 400W. Les images sont prises à une distance de 40 cm du foyer et l'objet est placé devant le film. Par clarté, les radiographies sont des positifs, c'est-à-dire que les objets denses sont noirs.

5.4.1. Flacon de cachets

Avec la cible de tungstène rectangulaire, incliné de 45°, à 400W, on peut voir distinctement les grains du bouchon dessiccateur ainsi que les cachets à travers le verre du flacon, sur la figure 73. On ne distingue pas : la périphérie du flacon, (que l'on suppose être due à la courbure du flacon) et le bas du flacon (où l'on a une épaisseur de verre plus grande à traverser).

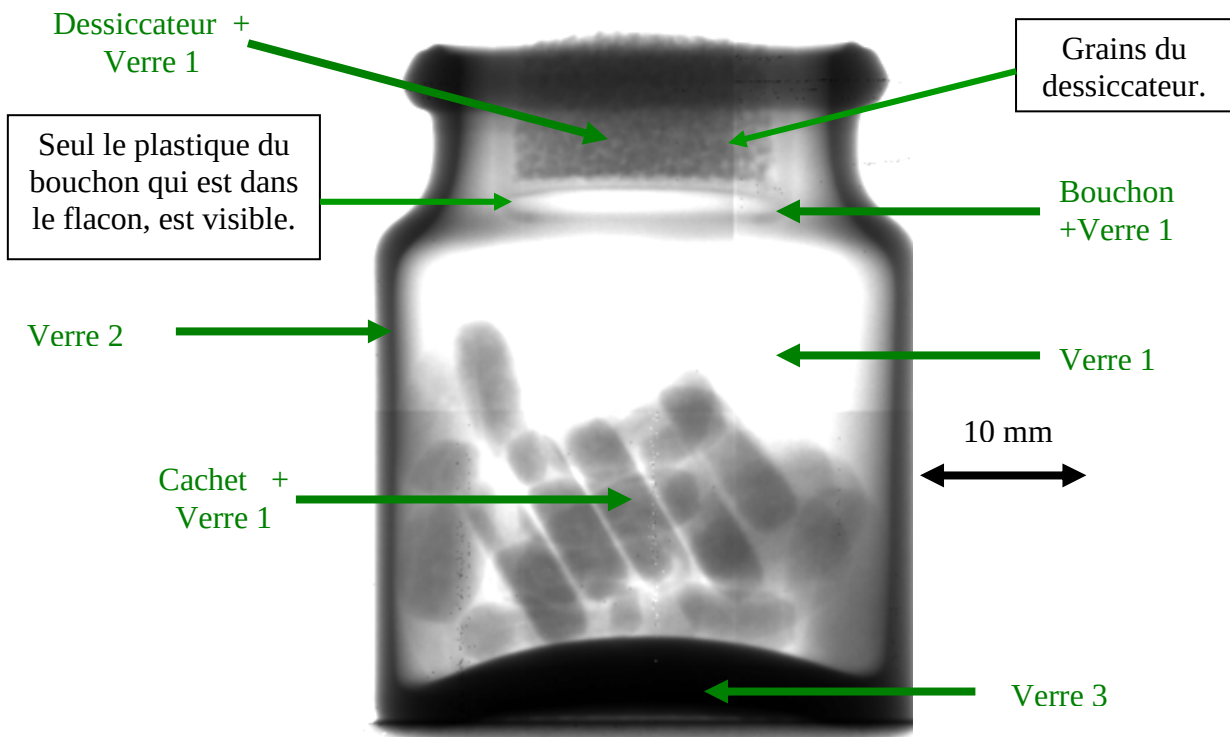


Figure 73 : Radiographie positive par caméra à sténopé d'un flacon de cachets, avec la feuille de tungstène comme cible, à 400W expositions 6 s.

Avec un temps d'exposition de 2 secondes au lieu de 6 secondes on voit le plastique du bouchon qui n'est pas dans le flacon, voir figure 74.



Figure 74 : Radiographie positive par caméra à sténopé d'un flacon de cachets pendant 2 secondes, avec la feuille de tungstène comme cible, à 400W.

Dans le tableau 8, on donne l'absorption à 35 keV des différents matériaux constituant le flacon de cachets, qui sont le plastique du bouchon, le verre (voir figure 73), les perles de gel de silice pour le dessiccateur et les cachets.

	Bouchon (fig. 74)	Verre 1	Verre 2	Verre 3	Bouchon + verre 1	Dessiccateur + verre 1	Cachets + verre 1
Compositions	$(CH_2)_2$	SiO_2	SiO_2	SiO_2	$(CH_2)_n$ + SiO_2	$Si(OH)_4$ + SiO_2	$C_6H_{10}NO$ + SiO_2
Densité (g/cm ³)	0,93	2,23	2,23	2,23	0,93 + 2,23	2+2,23	1,4 + 2,23
Epaisseur (mm)	32,5	3,2	14	33	10+ 3,2	15+ 3,2	3,3+ 3,2
Absorption	56%	25%	75%	97%	67%	77,5%	50%

Tableau 10 : Absorptions à 35 keV des différents matériaux constituant le flacon (source NIST).

Nous avons réalisé une image du flacon de cachets avec le rayonnement issu des parois (les anneaux). On distingue sur la figure 75 le plastique du bouchon du flacon avec un temps d'exposition de six secondes avec le rayonnement issu des parois, alors qu'avec la cible nous avons dû descendre à un temps d'exposition de deux secondes pour voir le plastique, car avec le rayonnement des parois la dose est plus faible par rapport au cas avec une cible. De plus la puissance micro-onde utilisée est de 1200W, car en dessous de cette puissance on n'a pas

assez de dose pour radiographier le flacon de cachets. On voit aussi l'image double due à la deuxième paroi (le deuxième anneau).

Pour ne pas avoir une double image on a masqué l'une des sources en décalant le flacon de cachets avec l'une des parois du réacteur, voir figure 76. Les grains du dessiccateur ne sont pas distinctement visibles car la taille du foyer (l'anneau) est trop grande, voir figure 77. Donc l'utilisation de la source sans la cible n'est pas possible pour des applications de radiographie pour des objets de petites tailles. Les prochaines images ne seront effectuées qu'avec la cible de tungstène rectangulaire, inclinée de 45° , à 400W.

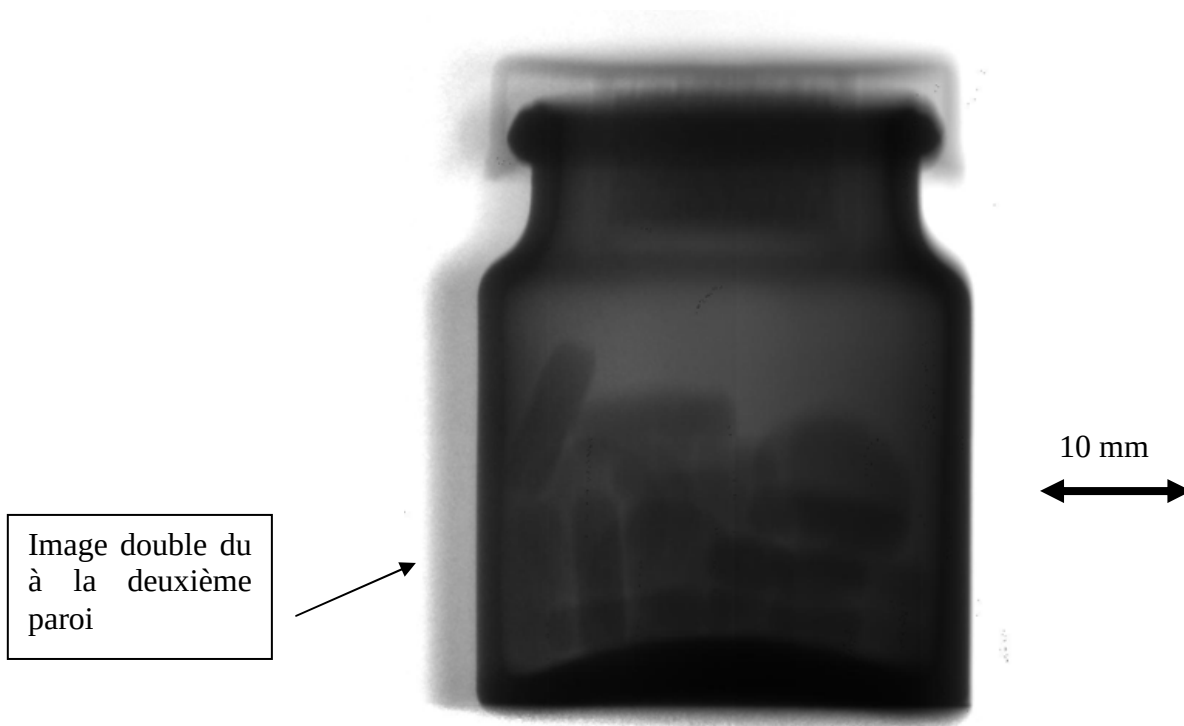


Figure 75 : Image par caméra à sténopé d'un flacon de cachets avec les parois du réacteur, à 1200 W.

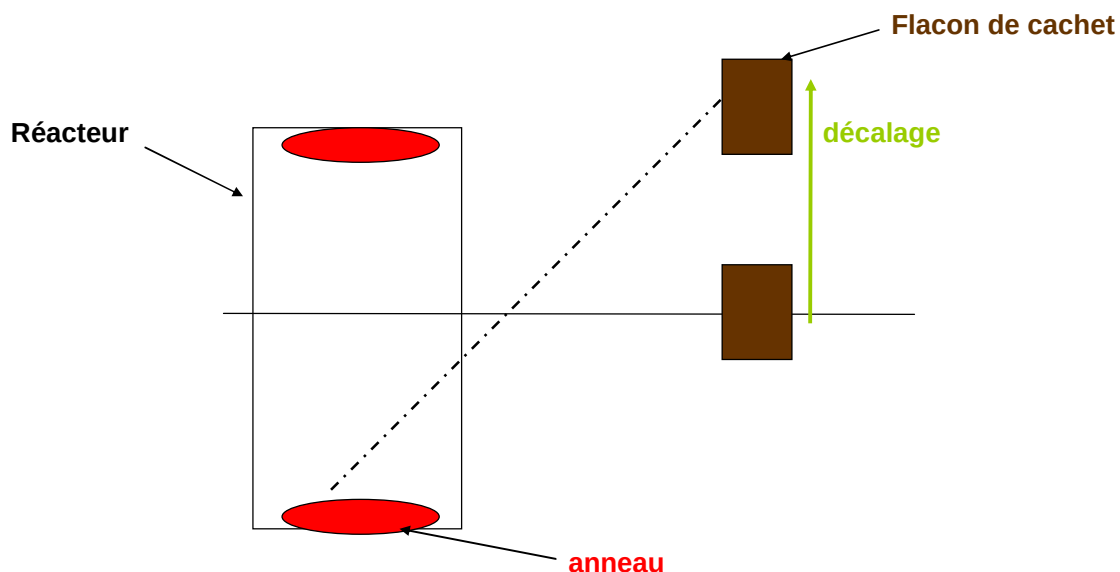


Figure 76 : Schéma de l'alignement du flacon avec l'une des parois du réacteur.

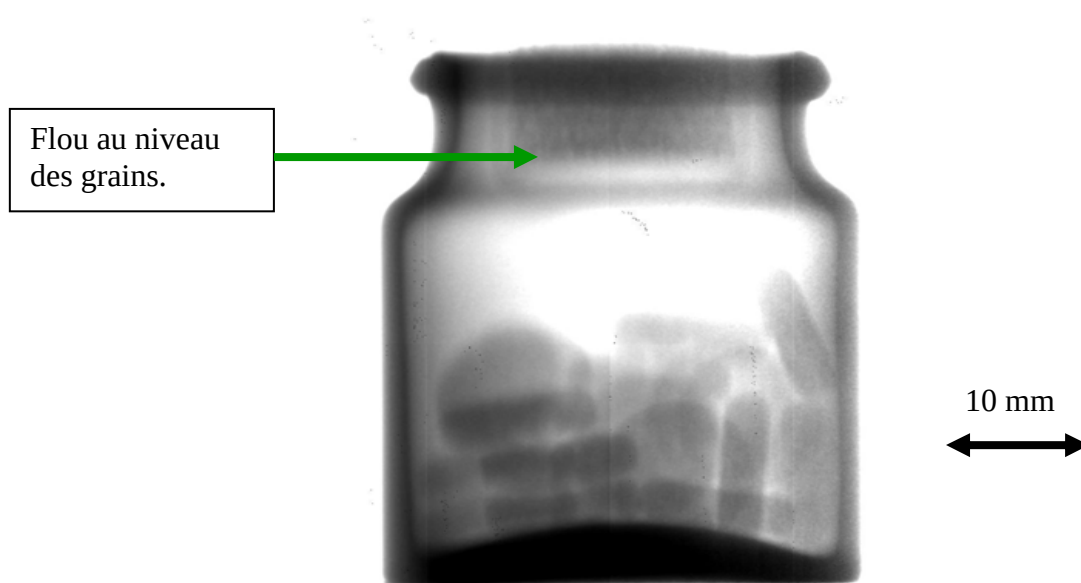


Figure 77 : Image par caméra à sténopé d'un flacon de cachets avec les parois du réacteur, à 1200 W.

Avec la cible, il est donc possible de faire du contrôle non destructif d'objet peu dense (les cachets) dans une enveloppe dense (le flacon de verre). Nous avons une résolution de $400\text{ }\mu\text{m}$ sur les perles de gel de silice, alors que le détecteur a une résolution de $50\text{ }\mu\text{m}$. Avec une énergie des photons de 35 keV , qui est l'énergie moyenne des photons de notre source qui participe à la formation de l'image radiographique, on peut traverser moins de 15 mm de verre car l'absorption à cette épaisseur de verre est de 77% . Cela sera donc la limite des épaisseurs de matériaux ayant une densité proche de celle du verre que l'on peut traverser pour faire du contrôle non destructif. Pour le plastique, qui est moins dense que le verre, un temps de pose de deux secondes est suffisant à 400 W alors que pour traverser le verre il faut au moins quatre secondes à 400 W . Pour diminuer le temps de pose, il suffit d'augmenter la puissance micro-onde injectée, car comme on l'a vu dans la section 4.3.4 la dose est proportionnelle à la puissance micro-onde. Cependant avec la cible, on est limité en puissance injectée car sinon la cible fond. Dans la section suivante nous avons radiographié un tube de mascara en plastique, pour vérifier que l'on a besoin que de deux secondes pour le plastique et le brin du mascara qui est en fer va nous permettre de regarder le comportement de notre source avec un matériau plus lourd.

5.4.2. Tube de mascara

Comme pour le bouchon du flacon de cachets, on voit le plastique du tube de mascara avec un temps d'exposition de 2 secondes. On distingue également la tige métallique de la brosse, avec l'énergie moyenne des photons qui forme l'image radiographique de la tige est d'environ de 35 keV l'absorption est de 97%, l'énergie des photons de notre source est trop faible pour traverser une telle épaisseur de fer.

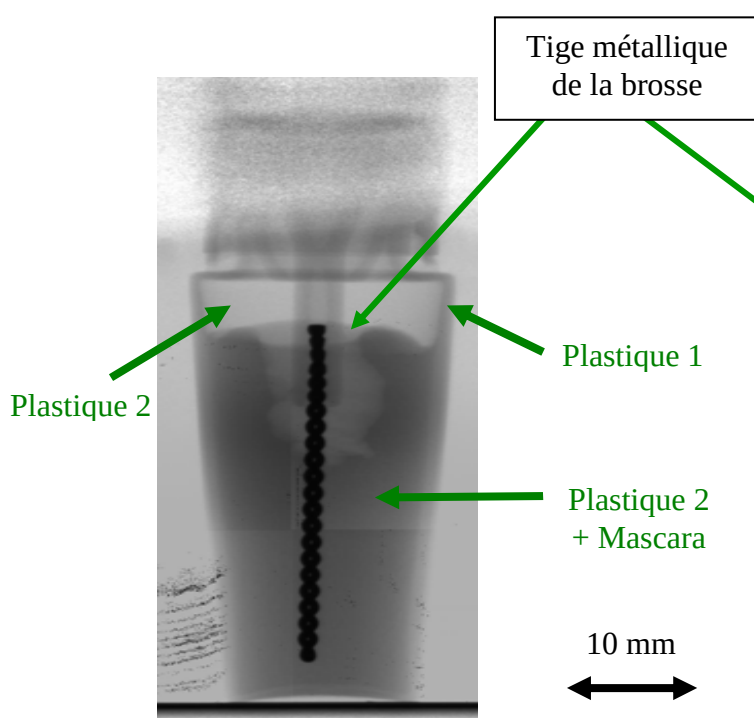


Figure 78 : Image par caméra à sténopé d'un tube de mascara, temps d'exposition de 2 secondes

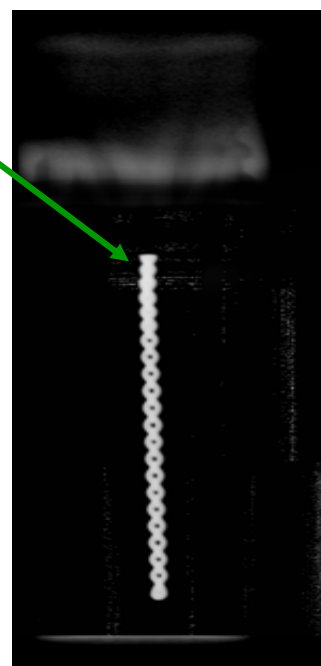


Figure 79 : Image par caméra à sténopé d'un tube de mascara, temps d'exposition de 2 secondes (image en négatif de la figure 78)

	Plastique 1	Plastique 2	Mascara (cire d'abeille)	Mascara + Plastique 2	Tige	Tige + Plastique 2 + Mascara
Compositions	$(CH_2)_2$	$(CH_2)_2$	C_3HO_4	C_3HO_4 + $(CH_2)_2$	Fe	$Fe + (CH_2)_2$ + C_3HO_4
Densité (g/cm^3)	0,93	0,93	1,08	0,93 + 1,08	7,86	7,86 + 0,93 + 1,08
Epaisseur (mm)	8	2	14	14 + 2	0,75	0,75 + 2 + 14
Absorption	19%	5%	44%	47%	97%	98,5%

Tableau 11 : Absorptions à 35 keV des différents matériaux constituant le tube de mascara (source NIST).

5.4.3. Circuit intégré

Nous avons radiographié dans cette section un circuit intégré, ce qui nous a permis de voir les détails du circuit comme les pattes, les fils et les soudures. Nous avons choisi de radiographier un circuit intégré pour voir si notre source pouvait détecter les fils de soudures, ce que l'on peut effectivement voir sur l'image par caméra à sténopé (figure 80) qui nous donne un diamètre de fil de soudure de 150 μm . On a également sélectionné ce circuit imprimé car il contient deux épaisseurs de fer de 0,5 et 0,25 mm où l'absorption est de 10% et de 30% respectivement, on ne pourra donc radiographier que des épaisseurs de fer de moins de 0,5 mm.

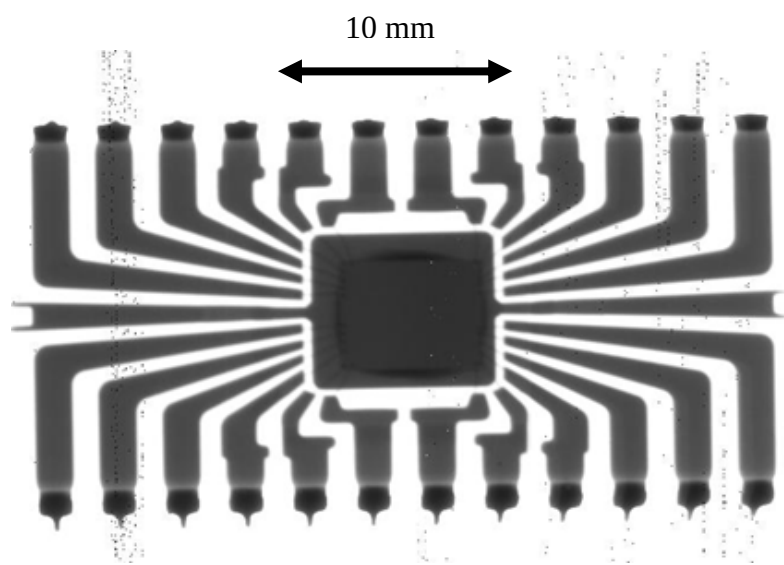


Figure 80 : Image par caméra à sténopé d'un circuit intégré, vue de dessus.



Figure 81 : Photographie du circuit intégré, vue de dessus.

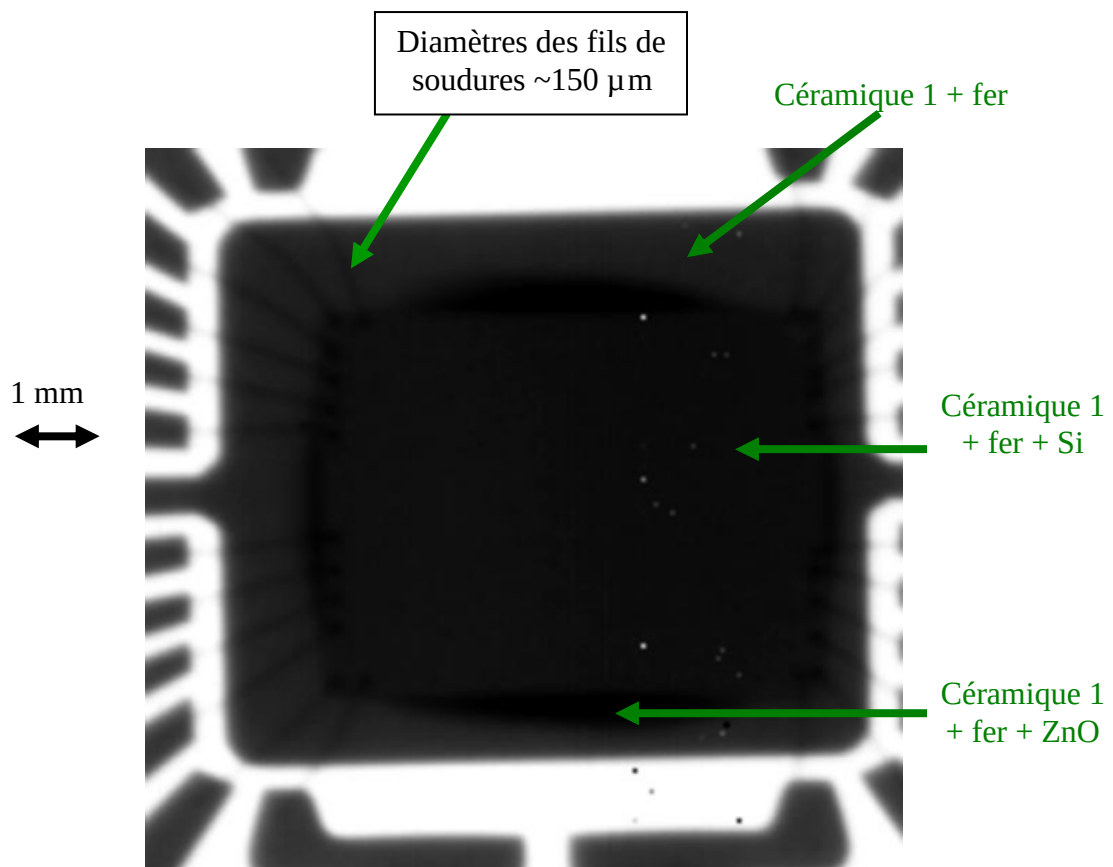


Figure 82 : Image par caméra à sténopé d'un circuit intégré, vue de dessus (zoom).

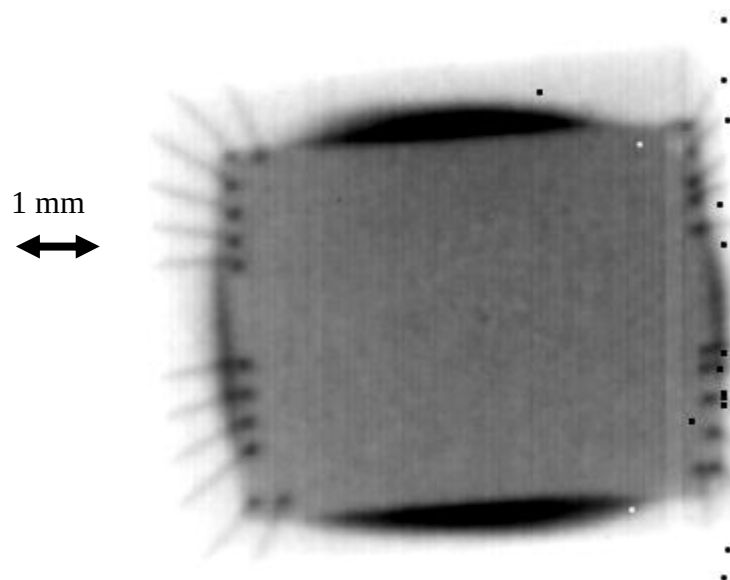


Figure 83 : Image par caméra à sténopé d'un circuit intégré, vue de dessus (zoom et changement de l'échelle du contraste pour une meilleure lisibilité).

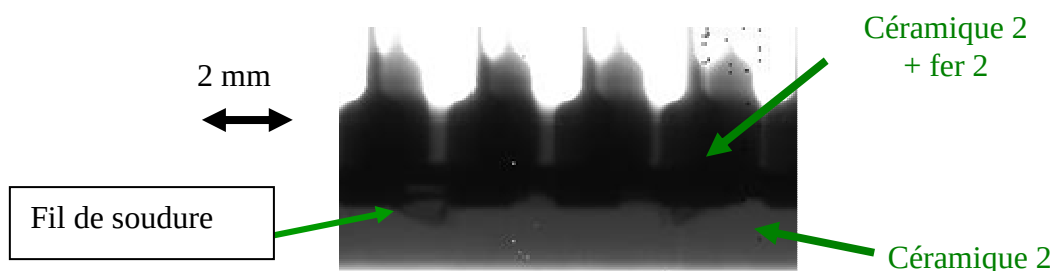


Figure 84 : Image par caméra à sténopé d'un circuit intégré, vue de coté.

	Compositions	Densité (g/cm ³)	Epaisseur (mm)	Absorption
Céramique 1	BeO	3	4	25%
Céramique 2 (fig. 84)	BeO	3	15	70%
Fer	Fe	7,87	0,25	70%
Patte thermique	ZnO	5,606	0,05	45%
Silicium	Si	2,33	0,8	20%
Céramique 1 + Fe (fig. 82)	BeO + Fe	0,93 + 7,87	4 + 0,25	77,5%
Céramique 1+Fe + Si (fig. 82)	BeO + Fe + Si	0,93 + 7,87 + 2,33	4 + 0,25 + 0,8	82%
Céramique 1+Fe + ZnO (fig. 82)	BeO+ Fe + ZnO	0,93 + 7,87 + 5,606	4 + 0,25 + 0,05	87,6%
Céramique 2 + Fer 2 (fig. 84)	BeO + Fe	0,93 + 7,87	15+ 0,5	97,3%

Tableau 12 : Absorptions à 35 keV des différents matériaux constituant le tube de mascara (source NIST).

5.5. Stabilité de la source

Nous allons maintenant nous intéresser à la stabilité de la source, qui est un point essentiel si l'on veut commercialiser la source. Notre source étant une source continue elle doit être capable de fonctionner une journée entière sans arrêt (8 heures), pour des applications envisagées comme le contrôle industriel, tout en gardant une bonne reproductibilité et stabilité des paramètres (énergies moyenne, taille et position du foyer, débit de dose). Nous avons donc consacré la dernière partie de la thèse à cette étude, qui a demandé un gros travail expérimental pour l'amélioration des performances de la source. Tous les résultats suivants sont obtenus avec la cible de tungstène en feuille et la tige de tungstène qui ont à peu près le même comportement.

Dans la figure 85 on présente l'évolution de la dose dans temps. On peut voir que l'on a une chute rapide de la dose de 20% au bout de quinze minutes de fonctionnement, puis la chute devient trois fois moins rapide. Au démarrage le générateur magnétron envoie la puissance maximale disponible (1800W) pendant 200 ms, d'où au début une densité plasma plus élevée car la densité du plasma dépend de la puissance injectée, puis le magnétron revient à la puissance de consigne. En général comme la puissance de consigne est plus petite que la puissance maximale, car la cible fond à cette puissance, la densité du plasma chute ce qui donne la baisse importante de la dose au début. Ensuite la chute de la dose diminue mais reste trop élevée, environ 7% en un quart d'heure, pour pouvoir fonctionner une journée entière. On voit qu'il y a des pics de chute de dose, ils correspondent à une augmentation de la pression dans le réacteur due aux instabilités du plasma, lorsqu'on est proche de la pression limite de production de photons X (voir section 5.3.3.). Cette petite augmentation de pression fait dépasser cette limite mais très rapidement, environ 1 à 2 secondes, le pompage fait descendre la pression supplémentaire permettant la production du rayonnement X.

Pour éviter ces pics de chute de dose il suffit de travailler à une pression plus petite que la pression limite, ainsi si il y a une petite augmentation de la pression la pression limite de production des photons X n'est pas atteinte. Seulement la pression optimale et la pression limite sont très proches, et en fonctionnant à une pression plus basse la dose diminue, il faut donc trouver le bon compromis entre la stabilité et la dose.

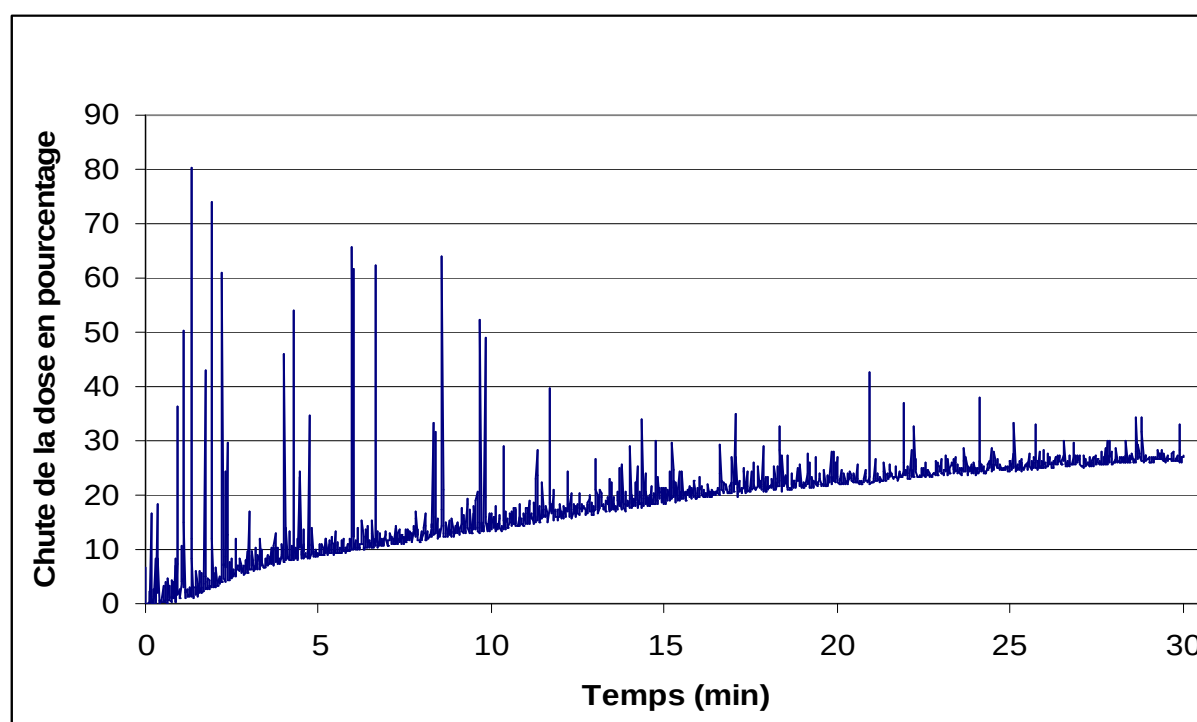


Figure 85 : Chute de la dose en pourcentage dans le temps

On a pu donc limiter les pics de chute de la dose en travaillant en dessous de la pression optimale (et donc aussi de la pression limite), comme on peut le voir dans la figure 86. Pour limiter la diminution de la dose dans le temps on s'est rendu compte qu'il fallait augmenter très légèrement la pression. Dans la figure la dose correspond à 100% a été prise arbitrairement comme la dose moyenne sur les deux heures de fonctionnement.

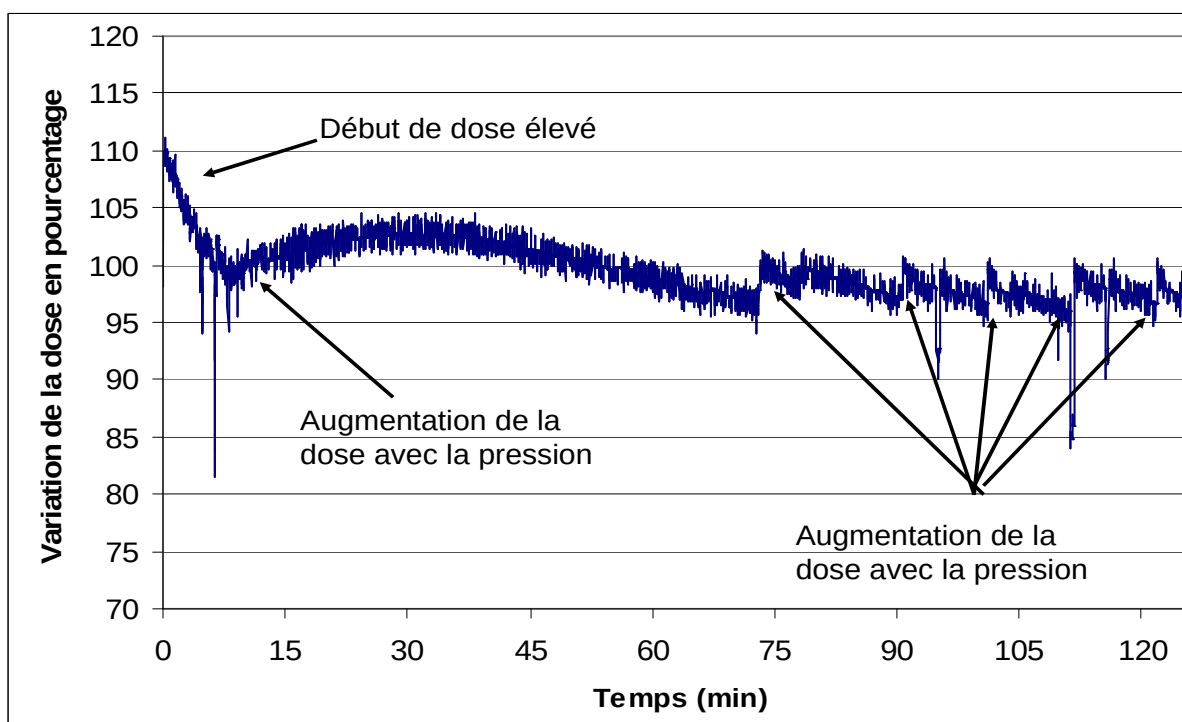


Figure 86 : Variation de la dose en pourcentage dans le temps, avec ajustement par la pression

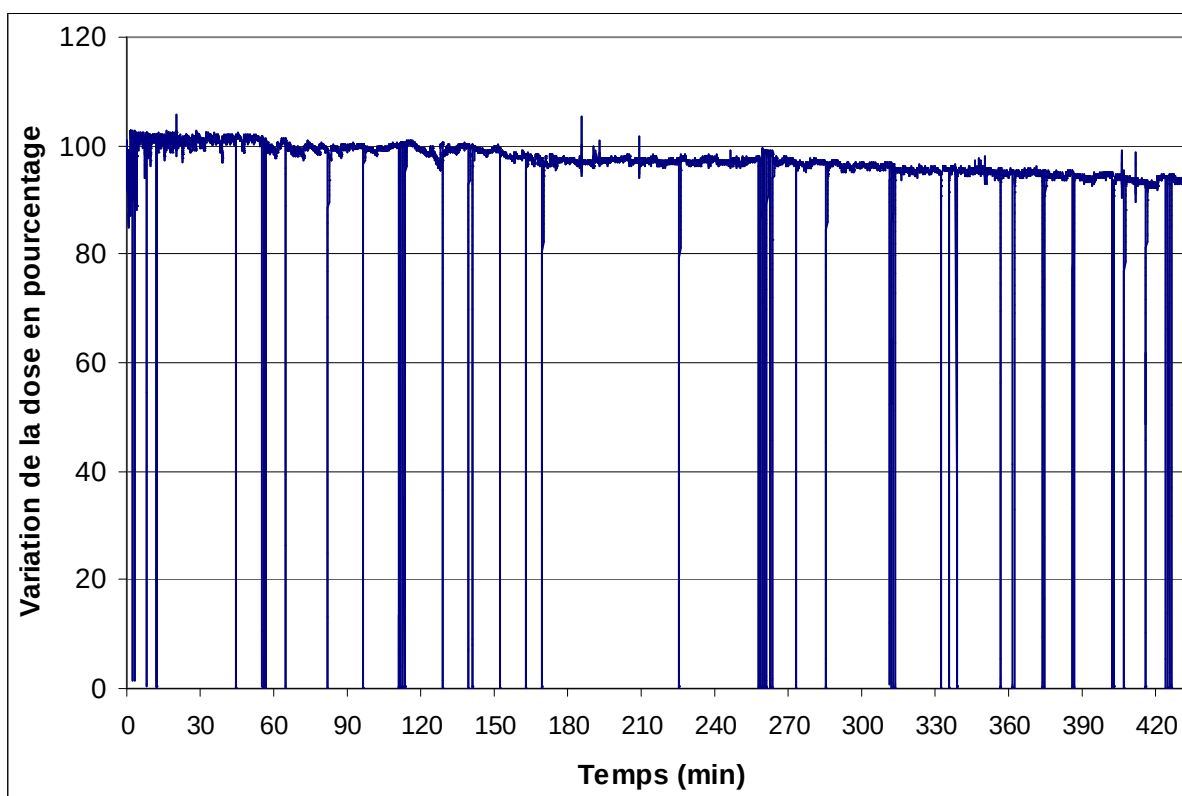


Figure 87 : Variation de la dose en pourcentage dans le temps pendant une journée.

Nous avons également effectué des tests de huit heures sans interruption avec la source, pour voir si elle pouvait fonctionner pendant toute cette durée et aussi pour savoir quelle serait la chute de la dose en utilisant l'ajustement par la pression. Dans la figure 87, on a rapporté la variation de la dose en pourcentage dans le temps pendant une journée. Nous avons encore diminué la chute de la dose qui est maintenant de 7% après huit heures de fonctionnement en ajustant la pression. La régulation de pression peut facilement s'effectuer de façon électronique avec une boucle de rétroaction pour la stabilisation de la dose.

Les possibles raisons de cette chute sont d'abord la pression, comme on a pu le voir on est arrivé à diminuer la chute de dose en augmentant très légèrement la pression dans le réacteur. Il est très probable en fait qu'il ne s'agisse pas d'une réelle augmentation de la pression mais plutôt un maintien de la pression car la jauge de pression que l'on utilise, une cathode froide, n'a qu'une précision de 30% sur la mesure et une reproductibilité de 5% qui sont des valeurs beaucoup plus élevées que les petites augmentations de pression que l'on est obligé d'effectuer. Nous avons également essayé une jauge à cathode chaude (une Bayard-Alpert de chez Pfeiffer, réf : IMR 265) possédant une précision de 15% sur la mesure et une reproductibilité de 2%, qui a donné de meilleurs résultats, mais ce qui reste encore insuffisant, de plus nous avons rapidement abandonné son utilisation car elle s'est polluée au bout de quelques dizaines de minutes.

En jouant sur la pression nous n'avons pas complètement arrêté la diminution de la dose, ce qui suggère une autre cause. Comme on peut le voir sur la figure 88 après une journée de fonctionnement on a beaucoup de dépôt dans le réacteur, issue de l'ablation des parois. Lorsqu'on nettoie le réacteur la dose revient au niveau initial, c'est donc la pollution dans le réacteur qui diminue, lentement la dose.

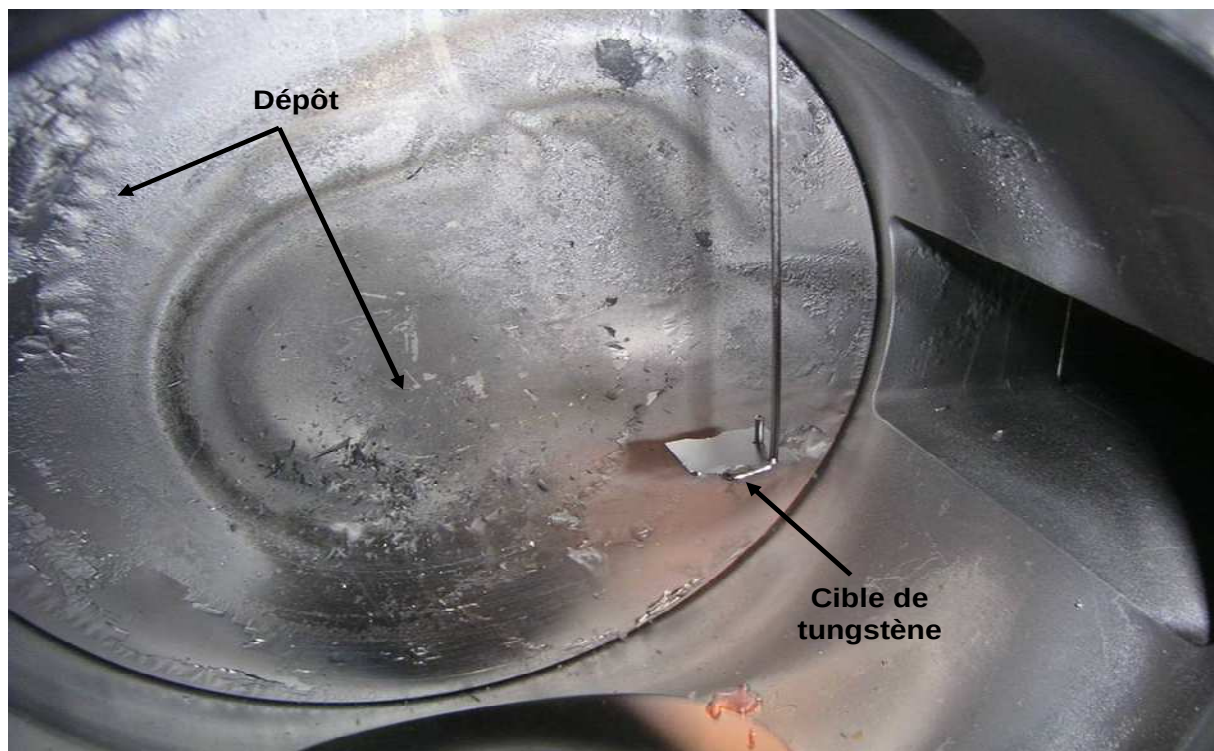


Figure 88 : Dépôt dans le réacteur après 8 heures de fonctionnement continue.

6. Conclusion

Au cours de mon travail de thèse en collaboration avec l'industriel INEL, nous avons caractérisé et amélioré une nouvelle source de rayons X initialement développée par l'école Polytechnique. Notre source est un plasma ECR (Electron cyclotron resonance), qui permet de générer des électrons énergétiques grâce au phénomène de résonance cyclotronique électronique, qui se produit lorsque la fréquence de l'onde de chauffage, dans notre cas une onde électromagnétique de fréquence 2,45GHz, est égale à la fréquence cyclotron de l'électron. Dans ce cas-là, l'électron voit le champ électrique (de l'onde) constant, ce qui donne un transfert très efficace de l'énergie. Pour que les électrons atteignent des énergies permettant la production de rayonnement X, la fréquence de collision doit être petite devant la fréquence cyclotronique, ce qui est obtenu en maintenant le réacteur sous basse pression. Ces électrons énergétiques vont ensuite produire le rayonnement X par freinage (Bremsstrahlung). Les améliorations de l'installation ont permis d'obtenir une source stable, pouvant fonctionner une journée entière de travail (huit heures) sans arrêt.

La première partie de l'étude expérimentale, a consisté à déterminer l'influence des paramètres de la source : la pression, la puissance micro-onde et la configuration magnétique (par la variation de la distance entre les aimants) sur le rayonnement X du plasma. La localisation des électrons énergétiques sur un anneau, dans le plan médian du miroir, a été confirmée grâce aux images par caméra à sténopé, comme rapporté dans l'étude précédente de Polytechnique. Lorsque la zone de résonance fondamentale passe par le plan médian du miroir, le rayon de l'anneau se trouve au voisinage de la résonance fondamentale. Si la résonance fondamentale ne se trouve plus dans le plan médian, le rayon de l'anneau est localisé sur la première harmonique de la résonance. Cela suggère que les électrons sont chauffés à la première harmonique de la résonance dans ce cas là, mais la dose est très faible. Nous avons mis en évidence l'existence d'un régime optimal de fonctionnement de la source. Il existe une pression optimale, dont la valeur dépend de la puissance micro-onde et de la configuration magnétique, au-delà de laquelle le rayonnement X devient très rapidement nul. Du à la thermalisation des électrons énergétiques par les collisions, les électrons n'émettent plus dans le domaine X. Il y a également, une distance optimale entre les aimants pour avoir les électrons les plus énergétiques, cette distance correspond au cas où la résonance se trouve la plus proche de l'axe magnétique dans le plan médian du miroir.

L'intensité trop faible et la zone d'émission non ponctuelle du rayonnement plasma, ne permettent pas l'utilisation de la source à plasma. D'où l'insertion d'une cible sur la trajectoire des électrons énergétiques pour résoudre ces deux problèmes. La cible est placée hors du plan médian pour ne pas gêner le chauffage des électrons. Nous avons utilisé une cible rectangulaire de tungstène, pour augmenter le débit dose qui atteint 2,5 mGy/s à 1 mètre de la cible à 400W avec une taille de source de $2,2 \times 2,7 \text{ mm}^2$. Puis une tige de tungstène de 1 mm de diamètre, pour diminuer la taille du foyer, qui devient alors de $0,65 \times 0,3 \text{ mm}^2$ pour un débit de dose de 0,27 mGy/s à 1 mètre de la cible à 400W. L'énergie moyenne du rayonnement est de 10keV. Le spectre peut aller de 50 à 120 keV, mais cette composante dure du spectre ne représente qu'une petite partie de la dose. Ce qui obligerait à avoir des temps de pose trop grand pour la radiologie, sauf pour les applications en mammographie, comme l'avait déjà remarqué l'étude de Polytechnique.

Au Gremi, nous avons testé notre source pour des applications dans le domaine du contrôle industriel. En réalisant des images radiographiques concluantes, de flacon de cachet, de tube de mascara et d'un circuit imprimé, avec des temps de pose pouvant être de 1 seconde à 400W.

Pour conclure, durant cette thèse nous avons monté une nouvelle source de rayonnement X dont les avantages par rapport aux tubes X sont l'absence de haute tension et d'ultravide, et un coût moindre. Bien que nous ayons un débit dose plus petit qu'un tube X les résultats sont prometteurs pour des futures applications. Par exemple pour un tube avec une puissance de 400W avec une tension de 50 kV (100 kV) et donc un courant de 8mA (4mA) le débit de dose est de 0,4 mGy/s (0,7 mGy/s) après un filtre de 2 mm d'aluminium. Alors que, nous obtenons un débit de dose de 0,1 mGy/s à 400W avec notre source.

Pour avoir des photons d'énergies plus importantes dans notre source, il faudrait changer la configuration magnétique, afin d'obtenir des gradients de champ magnétique plus petits. Ceci devrait assurer un meilleur chauffage des électrons, comme le suggère la théorie et les expériences. Le moyen le plus simple d'y parvenir, est d'utiliser des aimants de plus grandes tailles. Mais le nombre de photons très énergétiques restera faible. Un autre moyen plus efficace et beaucoup plus coûteux, serait d'augmenter la fréquence de chauffage, en passant au 18 GHz dont le prix est environ 10 fois plus grand que le 2,45 GHz, de l'ordre de cent mille euros le kW. Il existe même la fréquence de 28 GHz, commercialisée à environ un million d'euros le kW. Il faut bien sûr changer les aimants pour obtenir la résonance avec ces fréquences de chauffage. Pour la fréquence la plus raisonnable de 18 GHz, le champ magnétique nécessaire pour avoir la résonance est de 0,65 T, sans compter qu'il faut un champ magnétique plus grand près des parois du réacteur pour avoir l'effet bouteille magnétique. Ces valeurs de champ magnétique peuvent être encore obtenues à l'aide d'aimant permanent, mais pour des valeurs de champ plus grandes (pour le 28 GHz) il faut utiliser des bobines supraconductrices, qui non seulement sont moins pratiques et plus encombrantes mais surtout plus chères que des aimants permanents. L'énergie atteinte par les photons dans les sources d'ions ECR, utilisant la fréquence de 18 GHz, est de plus de 1 MeV [Lei-1]. On s'attend également à une dose plus grande en augmentant la fréquence de chauffage, car la densité critique est proportionnelle à la racine carrée de la fréquence de chauffage. De plus, la plupart des sources d'ions actuelles utilisent la configuration magnétique dite de type min-B. Cette configuration magnétique consiste à rajouter des aimants radialement pour augmenter le champ magnétique dans cette direction, afin de mieux confiner le plasma et donc d'améliorer le chauffage des électrons. Et enfin, dans cette configuration les lignes deviennent concaves, et donc les dérives, dues à la non homogénéité du champ magnétique, poussent l'électron vers l'intérieur du réacteur augmentant ainsi leur confinement.

Bibliographie

[Ara-1] L.E. Aranchuk J. Larour, A.S. Chuvatin. Experimental study of X-pinch in submicroseconde regime. *Plasmas Science, IEEE*, 33, 990–996, 2005.

[Asu-1] J. Asmussen, Electron-cyclotron resonance microwave discharges for etching and thin-film deposition, *J. Vac. Sci. Techn.* A7 883 (1989).

[Bac-1] M. Bacal, C. Gaudin, A. Bourdier, J. Bruneteau, J. M. Buzzi, K. S. Golovanivsky, L. Hay, and C. Rouille, A compact radiological X-ray source, *Nature (London)* **384**, 421 (1996).

[Bac-2] Brevet numéro WO 99/57946, déposant Ecole Polytechnique, Source de rayons X et applications à la radiographie.

[Bar-1] C. Barué, M. Lamoureux, P. Briand, A. Girard and G. Melin, Investigation of hot-electrons in electron-cyclotron resonance, *J. Appl. Phys.* 76 2662 (1994).

[Bas-1] R. Baskaran and T.S. Selvakumaran, Experimental studies on a compact electron cyclotron resonance plasma X-ray source, *Revi. Sci. Instrum.* 70, 2637 (1999).

[Bas-2] R. Baskaran and T.S. Selvakumaran, Studies on the effective energy of x-ray generating by ECR and their use for calibration of thermoluminescent dosimeter badges in low energy region, *Revi. Sci. Instrum.* 76, 046106 (2005).

[Ber-1] M. Berglund, L. Rymell, H. M. Hertz, and T. Wilhein, Cryogenic Liquid-Jet Target for Debris-Free Laser-Plasma Soft X-Ray Generation, *Rew. Sci. Instrum.* **69**/6, 2361 (1998).

[Bern-1] I.B. Bernstein. Waves in a plasma in a magnetic field, *Phys. Rev.*, 109, 10 (1958).

[Bor-1] M. Bornatici, F Engelmann, C. Maroli and V. Petrillo, Propagation of electrostatic electron-cyclotron waves at oblique angles, *Plasma Phys.*, 23, 229 (1981).

[Boy-1] C. N. Boyer, G. E. Holland, and J. F. Seely, Portable Hard X-Ray Source for Nondestructive Testing and Medical Imaging, *Rev. Sci. Instrum.* **69**/6, 2524 (1998).

[Bud-1] K. G. Budden, *The Propagation of Radio Waves* (Cambridge University Press, Cambridge, 1985), p. 596–602.

[Che-1] F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Plasma Physics, Kluwer Academic/ Plenum Publishers (1984).

[Chi-1] B.V. Chirikov, Resonance processes in magnetic traps, Sov. J. Atomic Energy 6, 630 (1959).

[Dec-1] J. Decker, Electron Bernstein Wave Current Drive Modeling in Toroidal Plasma Confinement, thèse au Massachusetts Institute of Technology (2005).

[Del-1] J.L. Delcroix, Introduction to the Theory of Ionised Gases (New York, Wiley-Interscience), 1980.Editions(1994)

[Del-2] J.-L. Delcroix et A. Bers : *Physique des plasmas, tome 1&2*. Interédition/CNRS

[Dre-1] A.G. Drentje, Techniques and mechanisms applied in electron cyclotron resonance sources for highly charges ions, Rev. Sci. Instrum. 74, 2631 (2003).

[Fis-1] M. Fiszer and J. Gruszczynski, *Russia Working on Stealth Plasma*, Journal of Electronic 3. Defense, juin 2002.

[Fre-1] J. Freudenberger, E. Hell, and W. Knüpfer, Perspectives of medical X-ray imaging, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **466**/1, 99 (2001).

[Gau-1] C. Gaudin, Emission de rayons X dans un plasma ECR (Electron Cyclotron Resonance) en vue d'applications médicales, thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1999).

[Gau-2] C. Gaudin, M. Lamoureux and C Rouillé, X-ray emission from a compact hot plasma: application to radiology and mammography, Phys. Med. Biol. 46, 835 (2001).

[Gel-1] R.Geller : Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas. Institute of Physics Publishing (1996).

[Gir-1] A. Girard, D. Hitz and G. Melin, electron cyclotron resonance plasmas and electron cyclotron resonance ion sources: Physics and technology (invited), Revi. Sci. Instrum. 75, 1381 (2004).

[Gol-1] K.S. Golovanivsky The gyromagnetic autoresonance, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-11, 28 (1983).

[Gol-2] K. S. Golovanivsky, V. D. Dougar-Jabon, and D. V. Reznikov, Proposed physical model for very hot-electron shell structures in electron-cyclotron resonance-driven plasmas, Phys. Rev. E **52**, 2969 (1995).

[Han-1] B. A. M. Hansson, L. Rymell, M. Berglund, and H. M. Hertz, A Liquid-Xenon-Jet Laser-Plasma X-Ray and EUV Source, Microelectron. Eng. **53**, 667 (2000).

[Htt-1] <http://gemo.obspm.fr/AREMIF/mlesturgie.pdf>.

[Htt-2] <http://www.onera.fr/dmph/plasmas/reduction-ser.php>.

[Htt-3] <http://physics.nist.gov/physrefdata/xraymasscoef/cover.html>.

[Ike-1] H. Ikegami, H. Ikeshi, M. Hosokawa, S. Tanaka and K. Takayama, Shell structure of a hot-electron plasma, Phys. Rev. Lett., **19**, 778 (1967).

[Kha-1] A. Khacef, R. Viladrosa, C. Cachoncinlle, E. Robert, and J. M. Pouvesle, High Repetition Rate Compact Source of Nanosecond Pulses of 5-100 keV X-Ray Photons, Rev. Sci. Instrum. **68**/6, 2292 (1997).

[Kor-1] G. Korn, A. Thoss, H. Steil, U. Vogt, M. Richardson, T. Elsaesser, and M. Faubel, Ultrashort 1-kHz Laser Plasma Hard X-Ray Source, Opt. Lett. **27**/10, 866 (2002).

[Kov-1] H. Kovisto, The effect of microwave frequency and grad B on the energy of electrons in an electron cyclotron resonance ion source, Rev. Sci. Instrum. **70**, 2979 (1999).

[Lam-1] M. Lamoureux, A. Girard, R. Pras, P. Charles, H. Khodja, F. Bourg, J. P. Briand, and G. Melin, Evidence of low-frequency oscillations in heavy ion plasmas heated by electron cyclotron resonance, Phys. Plasma **3**, 4307 (1996).

[Lei-1] D. Leitner, J.Y. Benitez, C. M. Lyneis, D. S. Todd, T. Ropponene J. Ropponen, H. Kovisto and S. Gammino Measurement of high energy component of the x-ray spectra in VENUS electron cyclotron resonance ion source, Rev. Sci. Instrum. **79**, 033302 (2008).

[Lor-1] P. Lorrain and D.R. Corson : Electromagnetic fields and waves, W. H. Freeman and company, San Francisco, (1970).

[Lic-1] A.J. Lichtemberg and G. Melin, Diffusion in electron-cyclotron resonance heating magnetic mirrors, Phys. Fluids 16, 1660 (1973)

[Man-1] W.M. Manheimer, Plasma reflectors for electronic beam steering in radar systems, IEEE Trans, 19, 1228 (1991).

[Mog-1] Mogul, a Flash X-Ray Machine at the Atomic Weapons Establishment, UK, Disponible en ligne sur <http://www.awe.co.uk>.

[Nak-1] S. Nakagima and H. Abe, Mode-conversion process and overdense-plasma heating in the electron-cyclotron range frequency, Phys. Rev. A, 38, 4373 (1988).

[Nov-1] N. Novichkov, Russian scientists created revolutionary technologies for reducing radar visibility of aircraft, ITAR-TASS, 20 janvier 1999.

[Qué-1] D. Quémada : Ondes dans les plasmas, Hermann, Paris (1968).

[Ram-1] A. K. Ram, A. Bers and S. D. Schultz, Mode conversion of fast Alfen waves at the ion-ion hybrid resonance, Phys. Plasmas 3, 1976 (1996).

[Ram-2] A. K. Ram and S. D. Schultz, Excitation, propagation and damping of electron Bernstein waves in tokamaks, Phys. Plasmas 7, 4084 (2000).

[Rom-1] E. Romero, Etude, optimisation et caractérisation spectral d'une source flash de rayonnement X pour le diagnostic de sprays denses, thèse de l'Université d'Orléans (2008).

[Ron-1] W. C. Röntgen, Über eine neue Art von Strahlen, Sitzungsberichte Med. Phys. Gesellschaft Würzburg, pp. 137-141 (1895).

[Sam-1] J. A. Samson, and D. L. Ederer, eds., Chapter 4 - Hollow cathode, Penning, and Electronbeam Excitation Sources, pp. 65-81, in [27].

[Ser-1] K. Serebrennikov, Etude théorique des mécanismes non linéaires de chauffage des électrons dans un plasma à des énergies relativistes au voisinage de la résonance cyclotronique électronique, thèse de l'école Polytechnique (1999).

[Sol-1] <http://www.synchrotron-soleil.fr/RessourcesPedagogiques/Soleil3Questions>.

[Sti-1] T.H. Stix : The Theory of Plasma Waves, MacGraw-Hill Book Co (1962). T.H. Stix : Waves in Plasma, American institute of Physics (1983).

[Sti-2] T.H. Stix and D.G. Swanson, Handbook of Plasma Physics, North Holland, Amsterdam (1983).

[Sug-1] H. Sugai, Phys. Mode conversion and local heating below the 2nd electron-cyclotron harmonic, Rev. Lett., 47, 1899 (1981).

[Swa-1] W. Swarner, L. Jr. Peters, Radar cross sections of dielectric or plasma coated conducting spheres and circular cylinders, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 11, 558, 1963.

[Swa-2] D.G. Swanson, Plasma waves, Academic Press (1989).

[Tho-1] A. P. Thorne, *Spectrophysics* (Chapman and Hall, London, 1974), Chapter 3.7.2 and 3.7.3 on pinch discharges and plasma focus, pp. 100-102.

[Tit-1] Model 43710A Flash X-Rays System from Titan Corporation, USA, Information available online at <http://www.titan-psd.com>.

[Tit-2] Model 43731A Flash X-Rays System from Titan Corporation, USA, Information available online at <http://www.titan-psd.com>.

[Zha-1] H.Y. Zhao, H.W. Zhao, X.W. Ma, H. Wang, X.Z. Zhang, L.T. Sun, B.H. Ma, X.X. Li, S. Sha, Y.H. Zhu, W. Lu and Y. Shang, Experimental study of hot electron in LECR2M plasma, Rev. Sci. Instrum. 79, 02B504 (2008).

Nassim MAJERI

Production de rayons X par plasma ECR

Durant cette thèse nous avons caractérisé et amélioré une nouvelle source de rayons X avec un plasma ECR (résonance cyclotronique électronique) permettant de générer des électrons énergétiques de 10 à 120 keV, qui vont ensuite produire le rayonnement X par freinage (bremsstrahlung). Les améliorations de l'installation ont permis d'obtenir une source stable, pouvant fonctionner une journée entière de travail (huit heures) sans arrêt. Dans la première partie de l'étude expérimentale on a étudié et déterminé les paramètres optimaux de la source : la pression, la puissance micro-onde et la configuration magnétique sur le rayonnement X du plasma. Nous avons également confirmé la localisation des électrons énergétiques sur un anneau due à la configuration magnétique. L'intensité trop faible et la zone d'émission non ponctuelle du rayonnement plasma, ne permettant pas l'utilisation de la source à plasma, une cible a été insérée sur la trajectoire des électrons énergétique pour résoudre ces deux problèmes.

Le principal avantage de notre source par rapport aux tubes X, est l'absence de haute tension (20 à 400 kV). Pour chauffer les électrons, nous utilisons une onde de 2,45 GHz, qui est la fréquence industrielle autorisée dans les fours à micro-ondes, délivrée par un magnétron. Les éléments simples qui composent notre source donne un coût plus faible qu'un système classique de tubes X, dû principalement au prix élevé du générateur HT pour les tubes X. De plus, nous n'avons pas besoin d'un vide très poussé car, à la différence des tubes X, la source ECRX fonctionne avec une pression résiduelle de 0,1mPa. Et enfin notre source est compacte ce qui la rend facilement transportable. Les applications de cette source sont nombreuses comme la radiologie, la stérilisation et le contrôle non destructif industriel.

Mots clés : Plasma micro-onde, résonance cyclotronique électronique, rayon X.

Production of X-ray by ECR plasma

During this thesis we have characterised and developed a new X-ray source with an ECR plasma (electron cyclotron resonance) generating energetic electrons from 10 to 120 keV, which will emit a deceleration radiation (the Bremsstrahlung). The improvements of the installation permit to obtain a stable source, which can work during one day (eight hours) without stop. In first part of the experimental study we have studied and determined the optimal parameters of the source: pressure, micro-wave power and the magnetic configuration on the X radiation of the plasma. We also confirmed the localisation of the energetic electron on a ring due to the magnetic configuration. The low intensity and the non punctual emission size of the X radiation, don't allow the use of the source, so a target is inserted in the trajectory of the energetic electron to solve these two weaknesses.

The main advantage of our source compared with X-ray tubes, is the absence of high voltage (20 to 400 kV). For heating the electron, we use a 2,45 GHz wave, that is the industrial frequency authorized for the micro-wave oven, delivered by the magnetron. The simple elements that compose our source are less expensive than the classical X-ray tubes, due to mainly the high cost of the X-ray generator. Moreover, we don't need a high vacuum, mandatory for the X-ray tubes; an ECRX operates at a residual pressure of 0,1 mPa. And finally, we have a compact source. Applications will be various from medical, like radiological, sterilization, to non-destructive industrial control.

Keywords : Micro-wave plasma, electron cyclotron resonance, X-ray.



GREMI Université d'Orléans B.P. 6744
45067 Orléans Cedex 2 France

INEL Z.A.-C.D. 405
45100 Artenay, France

