

Sommaire :

Introduction	17
 1 – Description du moyen expérimental	 25
1.1 – Le générateur RKA	27
1.1.1 – Historique et principe de fonctionnement des générateurs HPP	27
1.1.2 – Présentation du générateur RKA	29
1.1.3 – La ligne Blumlein	32
1.1.4 – La charge résistive radiale	33
1.1.5 – La diode du générateur.....	33
1.1.5.1 – Présentation de la diode.....	33
1.1.5.2 – Simulations Flux 2D de la diode.....	34
1.2 – Les diagnostics électriques.....	36
1.2.1 – Diviseur capacitif	36
1.2.2 – Boucle de courant "Bdot"	37
1.2.3 – Bobine de Rogowski.....	37
1.2.4 – Exemple de signaux électriques	39
1.3 – Les diagnostics optiques.....	41
1.3.1 – La caméra 4 images	42
1.3.2 – La caméra à balayage de fente	43
1.4 – Conclusion	46
 2 – Les processus d'interaction des électrons et des photons avec la matière	 49
2.1 – Quelques définitions	51
2.1.1 – Notion de section efficace.....	51
2.1.2 – Notion de collision	52
2.2 – Les interactions électrons-matière	53
2.2.1 – Les diffusions élastiques et inélastiques	53
2.2.2 – Le pouvoir d'arrêt des électrons dans la matière	55
2.2.2.1 – Théorie	55
2.2.2.2 – Application dans la silice	56
2.2.3 – Le parcours des électrons dans la matière	58
2.2.4 – Diffusion angulaire.....	60
2.2.4.1 – Diffusion simple	60
2.2.4.2 – La diffusion multiple.....	61
2.2.5 – L'émission Cerenkov	63
2.2.5.1 – Historique	63
2.2.5.2 – Théorie	63

2.2.5.3 – Application dans la silice	66
2.2.5.4 – Remarque	69
2.2.5.5 – Fonction de transfert.....	70
2.3 – Les interactions photons-matière.....	72
2.3.1 – Effet photoélectrique.....	73
2.3.2 – Diffusion Compton	74
2.3.3 – Diffusion Rayleigh.....	75
2.3.4 – Production de paires.....	76
2.3.5 – Sections efficaces des photons dans la silice	76
3 – Les moyens de simulation.....	81
3.1 – La méthode Monte Carlo	83
3.1.1 – Le principe.....	84
3.1.2 – Notion « d'histoire condensée ».....	84
3.1.3 – L'algorithme de transport des électrons	85
3.1.4 – L'algorithme de traversée des frontières	85
3.2 – Le choix du code de simulation.....	85
3.3 – La plateforme de simulation Monte Carlo Geant4.....	86
3.3.1 – Présentation de Geant4.....	86
3.3.2 – Architecture du code.....	87
3.3.3 – Les classes de base	89
3.3.4 – Modélisation et géométrie.....	90
3.3.4.1 – La cible Cerenkov.....	90
3.3.4.2 – La géométrie de la cible sur Geant4	92
3.4 – Le code de simulation Particle in cell Magic	92
3.4.1 – Présentation de Magic	92
3.4.2 – Modélisation et géométrie.....	93
3.5 – De Magic à Geant4	94
3.6 – Conclusion	95
4 – Etude du faisceau d'électrons.....	97
4.1 – Faisceau d'électrons expérimental et simulé dans le vide.....	99
4.1.1 – Les caractéristiques d'un faisceau d'électrons	99
4.1.1.1 – Paramètres généraux.....	99
4.1.1.2 – Principe de fonctionnement d'une diode sous vide.....	102
4.1.2 – Comportement du faisceau en fonction de la cathode utilisée	107
4.1.2.1 – Cathode en inox	107
4.1.2.2 – Cathode en graphite	109
4.1.2.3 – Cathodes en velours.....	110
4.1.2.4 – Diamètre de la cathode	113
4.1.2.5 – Tir sur un disque en polychlorure de vinyle.....	116

4.1.2.6 – Compréhension des « raies » parasites sur les images Cerenkov	118
4.1.2.7 – Simulations Geant4	120
4.1.3 – Comportement du faisceau en fonction de l'anode utilisée	124
4.1.3.1 – Simulations Geant4	124
4.1.3.2 – Signaux électriques	126
4.1.3.3 – Images Cerenkov provenant de la caméra 4 images	127
4.1.3.4 – Images Cerenkov provenant de la caméra à balayage de fente .	129
4.1.3.5 – Thermochoch initié dans l'aluminium	131
4.1.4 – Evolution des images Cerenkov en fonction de la cible en silice..	132
4.1.4.1 – Influence de la présence d'une feuille en mylar aluminisé placée devant la cible	132
4.1.4.2 – Variation de l'épaisseur de la cible.....	133
4.1.4.3 – Simulations Geant4	134
4.1.5 – Mesure de dose à l'aide de films radiochromiques	136
4.1.6 – Simulation de la propagation d'un faisceau d'électrons dans le vide	139
4.2 – Influence de la distance anode-cible et de la variation de la pression de gaz sur le faisceau d'électrons	142
4.2.1 – Propagation du faisceau de l'anode à la cible dans de l'air.....	145
4.2.1.1 – Résultats expérimentaux.....	145
4.2.1.2 – Simulations Magic	154
4.2.2 – Propagation du faisceau de l'anode à la cible dans de l'argon....	155
4.2.2.1 – Résultats expérimentaux.....	155
4.2.2.2 – Simulations Magic	161
4.3 – Focalisation du faisceau d'électrons par un champ magnétique externe	162
4.3.1 – Résultats expérimentaux	162
4.3.2 – Simulations Magic	163
4.4 – Caractérisation du faisceau d'électrons à plus forte intensité 10 kA et 20 kA.....	165
4.5 – Conclusion	167
Conclusion	169
Références.....	177
Annexes	189
A.1 – Spectre photonique	191
A.2 – Simulations Geant4 du profil des photons Cerenkov en fonction du diamètre du faisceau et de l'épaisseur de la cible.....	193
A.3 – Images CBF et C4I de la propagation des électrons dans un gaz	194



Table des illustrations :

Figure 1 : Diagramme du générateur.....	30
Figure 2 : Photo du générateur RKA de face (a) et de dos (b)	31
Figure 3 : Schéma de la ligne Blumlein	32
Figure 4 : Schéma de la diode et de la chambre de propagation du RKA	34
Figure 5 : Répartition spatiale du champ électrique pour 1 V de tension d'entrée avec l'ancienne géométrie (a) et la nouvelle géométrie de diode (b).....	35
Figure 6 : Schéma d'un diviseur capacitif (a) et de son modèle équivalent (b).....	37
Figure 7 : Bobine de Rogowski.....	38
Figure 8 : Signaux de courant et de tension au niveau de la diode sous vide	39
Figure 9 : Spectre énergétique d'un faisceau d'électrons du RKA.....	40
Figure 10 : Puissance (a) et fluence (b) du faisceau d'électrons	40
Figure 11 : Parcours des photons allant du générateur jusqu'aux caméras	41
Figure 12 : Schéma de la caméra 4 images	42
Figure 13 : Principe de fonctionnement de l'intensificateur d'image d'une des caméras de la C4I.....	42
Figure 14 : Exemple d'une image provenant de la C4I.....	43
Figure 15 : Principe de fonctionnement de l'intensificateur d'image de la CBF	44
Figure 16 : Exemple d'une image provenant de la CBF	44
Figure 17 : Profil temporel de la CBF et signaux de tension et de courant du RKA	45
Figure 18 : Schéma récapitulatif des diagnostics présents sur le RKA.....	46
Figure 19 : Définition de la section efficace	51
Figure 20 : Pouvoir d'arrêt des électrons dans la silice – Comparaison entre les formules (a) et les tables de Penelope (b) [45]	57
Figure 21 : Sections efficaces des effets que subit un électron dans la silice [45].	58
Figure 22 : Simulation Geant4 du parcours d'un électron dans de la silice	58
Figure 23 : Profondeur de pénétration des électrons dans la silice ($\rho = 2,208 \text{ g/cm}^3$)	59
Figure 24 : Angle de diffusion pour des électrons de 500 keV dans de l'aluminium	62
Figure 25 : Cône Cerenkov.....	63
Figure 26 : Fronts d'ondes pour $v \leq vl$ (a) et pour $v \geq vl$ (b)	64
Figure 27 : Simulation Geant4 de l'effet Cerenkov	66
Figure 28 : Angle Cerenkov dans 1 mm de silice en fonction de l'énergie de l'électron incident.....	67
Figure 29 : Nombre de photons produits dans 1 mm de silice en fonction de l'énergie de l'électron incident	68
Figure 30 : Spectre photonique normalisé dans 1 mm de silice pour un électron incident de 500 keV	69
Figure 31 : Faisceau d'électrons simulé, monoénergétique de 500 keV et de 70 mm de diamètre.....	70

Figure 32 : Profil spatial des photons Cerenkov sortants de la cible en silice	71
Figure 33 : Interactions prépondérantes suivant l'énergie du photon incident et le numéro atomique du milieu	72
Figure 34 – Effet photoélectrique	73
Figure 35 – Diffusion Compton	74
Figure 36 – Section efficace différentielle en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion pour l'effet Compton dans de la silice.....	75
Figure 37 – Diffusion Rayleigh	75
Figure 38 – Production de paires	76
Figure 39 – Sections efficaces en fonction de l'énergie du photon incident dans de la silice – Comparaison entre les formules (a) et les tables de Penelope (b) [45]..	78
Figure 40 : Classes utiles de Geant4	87
Figure 41 : Indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde des photons incidents.....	91
Figure 42 : Géométrie utilisée sur Geant4	92
Figure 43 : Géométrie du RKA sur Magic	93
Figure 44 : Exemple d'un faisceau reformé à partir des données de Magic.....	94
Figure 45 : Modélisation d'un faisceau d'électrons.....	99
Figure 46 : Mesure de la fréquence d'oscillation des électrons, (a) : signal d'antenne et (b) : transformée de Fourier du signal d'antenne.....	102
Figure 47 : Mécanisme d'émission explosive.....	103
Figure 48 : Représentation du potentiel entre l'anode et la cathode	104
Figure 49 : Courant en fonction de la tension d'après la formule de Child-Langmuir et à partir des signaux électriques expérimentaux	106
Figure 50 : Tir avec une cathode en acier inoxydable.....	107
Figure 51 : Seuil d'émission (a) et signaux électriques (b) pour une cathode en acier inoxydable	108
Figure 52 : Tir avec une cathode en graphite.....	109
Figure 53 : Seuil d'émission (a) et signaux électriques (b) pour une cathode en graphite	109
Figure 54 : Photographies des deux types de velours : velours noir (a) et velours rouge (a)	110
Figure 55 : Tir avec une cathode en velours noir (a) et une en velours rouge (b).....	111
Figure 56 : Seuil d'émission et signaux électriques pour une cathode en velours noir (a) (b) et pour une cathode en velours rouge (c) (d)	112
Figure 57 : Images et profils Cerenkov pour les cathodes K30 (a), K50 (b) et K70 (c).....	114
Figure 58 : Signaux électriques en fonction du diamètre de la cathode	115
Figure 59 : Images du faisceau sur un disque en PVC pour les cathodes K30 (a), K50 (b) et K70 (c).....	116
Figure 60 : Schéma de la cathode du RKA et de son support	118
Figure 61 : Cathode dont une partie du velours est coupée.....	119
Figure 62 : Cathode avec la bague en acier inoxydable oblique.....	119
Figure 63 : Image Cerenkov avec la bague en acier inoxydable oblique	119

Figure 64 : Comparaison entre la simulation Geant4 d'un faisceau monoénergétique de 400 keV en incidence normale et un profil provenant de la C4I.....	120
Figure 65 : Faisceau d'électrons Geant4 (a) et comparaison entre le profil des photons Cerenkov d'une simulation Geant4 et de la C4I (b)	121
Figure 66 : Expériences et simulations pour les cathodes K50 (a) et K30 (b)	122
Figure 67 : Simulations Geant4 de la perte d'énergie et de la diffusion des électrons dans l'aluminium	125
Figure 68 : Signaux électriques pour trois anodes de différentes épaisseurs.....	126
Figure 69 : Images Cerenkov pour trois anodes de différentes épaisseurs (a) : A1, (b) : A2, (c) : A3	128
Figure 70 : Images et profils temporels provenant de la CBF.....	130
Figure 71 : Signaux quartz pour les anodes A1 et A2.....	131
Figure 72 : Tir sur cible avec mylar aluminisé (a) et sans mylar aluminisé (b) sur sa face avant.....	132
Figure 73 : Courants avec et sans mylar aluminisé sur la face avant de la cible.	133
Figure 74 : Influence de l'épaisseur de la cible sur les images Cerenkov.....	134
Figure 75 : Simulations des photons Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible pour un faisceau incident de 70 mm de diamètre (a) et étude du front de montée (b)	135
Figure 76 : Tir sur film radiochromique avec une anode en mylar aluminisé (a), une anode de 11 μm d'aluminium (b), une anode de 100 μm d'aluminium (c)	137
Figure 77 : Signaux électriques	140
Figure 78 : Simulation Magic de la propagation des électrons dans le vide (a) positions en r-z des électrons, (b) impulsions longitudinales des électrons ayant traversé l'anode	140
Figure 79 : Champ électrique axial (a), champ électrique radial (b) et champ magnétique azimutal (c) en fonction de z	141
Figure 80 : Image CBF (a), image C4I (b), rayon en fonction du temps (c) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (d) pour une cible en position 0.....	144
Figure 81 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible dans 10^{-3} mbar d'air	145
Figure 82 : Image CBF (a), image C4I (b), pour une cible en position 3 dans 10^{-3} mbar d'air.....	146
Figure 83 : Image CBF (a), image C4I (b), pour une cible en position 2 dans 10^{-3} mbar d'air.....	146
Figure 84 : Rayon moyen (a) et intégrale des images provenant de la C4I et de la CBF (b) en fonction de la position de la cible	147
Figure 85 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 10^{-2} mbar d'air.....	148

Figure 86 : Image CBF (a), image C4I (b), pour une cible en position 5 dans 10^{-2} mbar d'air	148
Figure 87 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 10^{-1} mbar d'air	149
Figure 88 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 0,7 mbar d'air	149
Figure 89 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 1,5 mbar d'air	150
Figure 90 : Rayon moyen (colonne de gauche) et intégrale des images provenant de la C4I et de la CBF (colonne de droite) en fonction de la position de la cible .	151
Figure 91 : Simulation Magic de la propagation d'un faisceau d'électrons dans 10^{-2} mbar d'air et une distance anode-cible égale à 5,9 cm	154
Figure 92 : Comparaison entre les rayons mesurés et simulés pour la propagation d'un faisceau d'électrons dans 10^{-2} mbar d'air (a) et dans 10^{-1} mbar d'air (b) pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm	154
Figure 93 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 0,7 mbar d'argon	156
Figure 94 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 1,5 mbar d'argon	157
Figure 95 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible et pour deux pressions d'argon	158
Figure 96 : Rayon moyen (colonne de gauche) et intégrale des images provenant de la C4I et de la CBF (colonne de droite) en fonction de la position de la cible .	159
Figure 97 : Comparaison entre le rayon expérimental et le rayon simulé pour la propagation d'un faisceau d'électrons dans 0,7 mbar d'argon pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm	161
Figure 98 : Schéma de la focalisation des électrons par le solénoïde	162
Figure 99 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) et du champ magnétique externe pour une distance anode-cible de 10,9 cm dans 10^{-3} mbar d'air	163
Figure 100 : Simulation de la focalisation et du transport du faisceau par le solénoïde. (a) valeur de la composante longitudinale du champ magnétique, (b) trajectoires r-z des (distance anode-cible de 10,9 cm), 10^{-3} mbar d'air	164
Figure 101 : Comparaison entre le rayon expérimental et le rayon simulé pour la focalisation d'un faisceau d'électrons dans 10^{-3} mbar d'air pour une distance anode-cible égale à 10,9 cm	164

<i>Figure 102 : Signaux électriques (a), spectre (b) et fluence (c) pour les tirs à 10 kA et à 20 kA</i>	<i>165</i>
<i>Figure 103 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différents courants, dans 10^{-3} mbar d'air avec une cible en position 0</i>	<i>166</i>
<i>Figure 104 : Images provenant de la C4I pour le tir 10 (a) et le tir 20 (b)</i>	<i>166</i>
<i>Figure 105 : Spectre des photons produits par l'émission Cerenkov, simulation, théorie, expérience</i>	<i>192</i>
<i>Figure 106 : Simulations des photons Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible pour un faisceau incident de 50 mm de diamètre (a) et étude du front de montée (b)</i>	<i>193</i>
<i>Figure 107 : Simulations des photons Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible pour un faisceau incident de 30 mm de diamètre (a) et étude du front de montée (b)</i>	<i>193</i>

Introduction

Les faisceaux d'électrons pulsés de fort courant (>1 kA) et de forte énergie (>100 keV) sont utilisés depuis de nombreuses années pour des applications diverses telles que la génération de micro-ondes [1], les lasers à électrons libres [1], la radiographie X [2] ou encore les tests de durcissement [3]. Certains générateurs électriques permettant d'obtenir ces faisceaux sont fondés sur l'application d'une impulsion électrique dans une diode. Le générateur de Haute Puissance Pulsée (HPP) utilisé au cours de cette thèse est le RKA (Relativistic Klystron Amplifier) [4]. Ce générateur, situé au Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine (CESTA), du Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA), produit un faisceau atteignant 500 keV, 30 kA pendant 100 ns (largeur à mi-hauteur). Il est utilisé pour des applications de durcissement des matériaux, c'est-à-dire pour l'étude du comportement des matériaux soumis à des rayonnements divers. Pour ces applications, et pour initialiser les codes d'équations d'états des matériaux, il est nécessaire que le faisceau soit homogène et parfaitement caractérisé. Ce besoin impose des contraintes sur sa qualité qui occasionne un long travail expérimental, divisé en trois parties : une qui concerne l'étude et l'amélioration de l'homogénéité du faisceau d'électrons, une qui est basée sur la propagation du faisceau, sur plusieurs centimètres, dans un gaz à basse pression, et une qui est liée à la focalisation à l'aide d'une source magnétique externe. Ce type de travaux, déjà réalisés il y a plusieurs années au NRL [5, 6], à Tomsok [7, 8] ou au CEA [9] est remis au goût du jour en utilisant des outils expérimentaux (caméras rapides) modernes et est complété par des simulations à l'aide du code particulaire Magic [10] et du code Monte Carlo Geant4 [11].

Le RKA n'est pas l'unique générateur HPP du CEA, un historique des autres générateurs existants sera fait dans le premier chapitre. D'autres laboratoires dans le monde ont des générateurs équivalents à ceux du CEA. Citons par exemple les accélérateurs suivants ETA (Experimental Test Accelerator I, II, III) au LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) [12] ; DARHT (Dual-Axis Radiographic Hydrodynamics Test facility I, II) au LANL (Los Alamos National Laboratory) [13, 14] ; DRAGON (I, II) au CAEP (China Academy of Engineering Physics) [15] ; la machine Z à Sandia [16]. Un accélérateur est composé d'un injecteur qui émet le faisceau et de cellules qui l'accélèrent. Pour tous ces laboratoires et toutes ces installations, comme pour le RKA, la problématique est la même : caractériser le faisceau produit.

Par conséquent, il est nécessaire de faire des mesures sur le faisceau d'électrons produit par ces machines. Ces mesures peuvent être classées en deux grandes catégories : les mesures électriques, qui informent sur l'intensité, l'énergie ou encore la position du faisceau (on peut citer des diagnostics comme le diviseur capacitif [17] ou la bobine de Rogowski [18]) et les mesures optiques, qui sont utilisées pour imager le faisceau et pour évaluer sa distribution spatiale. Pour des faisceaux de forte énergie et de fort courant, les techniques d'imagerie de faisceau

les plus utilisées sont le rayonnement Cerenkov [19] ou encore le rayonnement de transition optique [9].

Le faisceau du RKA est imagé à l'aide de deux caméras : une caméra 4 images (*C4I*) et une caméra à balayage de fente (*CBF*). Lorsqu'un électron interagit avec le milieu qu'il traverse, en perturbant la polarisation des couches électroniques des atomes, un rayonnement est émis. Ce rayonnement génère un flash de lumière dans le domaine du visible : c'est l'effet Cerenkov [19]. Cet effet, qui ne se produit que lorsqu'une particule traverse un milieu transparent à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, a été choisi pour son rendement optique. L'émission Cerenkov est utilisée pour de nombreux travaux. Suivant l'application et l'énergie du faisceau, le détecteur peut être en silice, en diamant (pour imager des particules de quelques keV), en aérogel [20, 21] (ce matériau semblable à du gel a un indice de réfraction de l'ordre de 1,05, il est utilisé pour imager des particules de plusieurs MeV). Le détecteur peut aussi être un liquide comme de l'eau ou encore un gaz [22]. Le détecteur utilisé sur le RKA est en silice. Ce dernier, ayant un indice de réfraction égal à 1,46, ne produit des photons que lorsque l'énergie des électrons est supérieure à 195 keV (voir chapitre 2.2.5.3).

L'analyse de la tâche lumineuse observée par les caméras donne des informations sur l'homogénéité du faisceau. La fonction de transfert qui relie le nombre d'électrons dans le faisceau à la tâche lumineuse, a été déterminée à l'aide du code de calcul Geant4, basé sur la méthode Monte Carlo.

Le fonctionnement du RKA est le suivant : l'énergie stockée dans des condensateurs, eux-mêmes alimentés par une source haute tension, est transmise à une ligne de mise en forme par l'intermédiaire de deux thyratrons (interrupteurs de forte puissance). Un éclateur permet le transfert de l'énergie de la ligne de mise en forme vers la diode. Cette dernière est composée d'une cathode et d'une anode espacées d'une distance qu'on peut choisir (de l'ordre du centimètre). Une étude plus approfondie du fonctionnement du RKA sera faite dans le premier chapitre. Celle-ci sera complétée par l'étude des diagnostics électriques et optiques. Enfin, nous terminerons ce chapitre par un résumé des différentes mesures présentes sur l'expérience.

Afin d'étudier le faisceau d'électrons, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance de l'interaction des électrons avec la matière. Cette étude fera l'objet du second chapitre. Nous définirons des notions comme le pouvoir d'arrêt, le parcours des électrons dans la matière ou encore la diffusion angulaire. Nous étudions ensuite l'émission Cerenkov. Les photons produits lors de cette émission, interagissent eux aussi avec la matière. C'est pour cette raison, que nous détaillerons les processus associés à l'interaction des photons avec la matière.

Les moyens de simulations ont été primordiaux au cours de cette thèse. Ils seront présentés dans le troisième chapitre. A partir du code PIC (Particle-In-Cell) Magic [10], de la géométrie de la diode et du signal de tension expérimental, il a été possible de simuler la propagation du faisceau sous vide ou dans du gaz à basse pression. Ces simulations, réalisées par Jacques Gardelle, servent de conditions initiales pour le code Monte Carlo Geant4 [11]. Ce dernier, utilisé pour la simulation de l'interaction des particules avec la matière, prend en compte l'effet Cerenkov. La comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations a permis de valider les résultats obtenus par les codes de simulations.

La partie essentielle de cette thèse est l'étude expérimentale. L'homogénéisation, la propagation ou encore la focalisation du faisceau d'électrons passent par différents moyens qui seront présentés dans le quatrième chapitre. Nous débuterons par la caractérisation d'un faisceau d'électrons, ce qui nous mènera à l'étude théorique et aux simulations de la propagation dans le vide. En fonction du matériau utilisé, la distribution du courant à la surface de la cathode, peut être plus ou moins homogène. Nous étudierons le comportement du faisceau lorsqu'il est émis par une cathode en acier inoxydable, en graphite et en velours puis nous comparerons trois diamètres de cathodes en velours. Ces résultats pratiques seront complétés par des simulations Geant4. Suivant l'anode utilisée, le faisceau peut être homogénéisé avant d'impacter la cible. Nous analyserons, d'après la théorie, les simulations et les expériences, l'homogénéité du faisceau d'électrons diffusé dans trois épaisseurs d'aluminium.

Avant de s'intéresser à la propagation d'un faisceau dans l'air et dans l'argon, des simulations Magic seront présentées sur la propagation des électrons dans le vide. Pour étudier la propagation du faisceau sur plusieurs centimètres, nous avons préféré développer une géométrie où la cible Cerenkov est parallèle à la cathode (et à l'anode). Dans ces conditions, la distance anode-cible peut être réglée au millimètre près, sans se soucier du système optique. L'étude expérimentale concerne un faisceau d'électrons qui se propage dans de l'air pour des pressions comprises entre 10^{-3} mbar et 1,5 mbar puis dans de l'argon pour des pressions allant de 0,7 mbar à 3,0 mbar. La distance anode-cible variera entre 0,9 cm et 15,9 cm par pas de 2,5 cm. Les résultats expérimentaux montreront que l'argon est un meilleur choix que l'air et que la pression optimale pour propager un faisceau de 400 keV, 4,2 kA est de l'ordre de 0,7 mbar.

Pour les applications de durcissement des matériaux, il est souvent demandé d'augmenter la fluence du faisceau sans changer l'énergie des électrons. La fluence est l'énergie déposée par unité de surface. Pour accroître cette fluence, il existe deux solutions : réduire le rayon du faisceau ou augmenter le courant. Les solutions retenues seront présentées à la fin du quatrième chapitre. Nous montrerons des résultats de tirs réalisés dans 10^{-3} mbar d'air, avec une distance anode-cible égale à 10,9 cm en présence d'un champ magnétique externe. Ce dernier est utilisé pour réduire le diamètre du faisceau, donc augmenter la fluence. Les tirs expérimentaux montreront, qu'en plus d'élever la fluence, avec un champ

magnétique de 0,3 T, il est possible de propager un faisceau d'électrons de 400 keV, 4,2 kA sur une dizaine de centimètres. Ce n'était pas le cas sans champ magnétique. Puis, toujours dans le but d'augmenter la fluence, des tirs seront présentés avec un courant de 10 kA puis un courant de 20 kA. Lors de cette étude à fort courant, nous vérifierons que le faisceau d'électrons reste homogène.

Enfin, nous terminerons par un chapitre de conclusion qui présentera les principaux résultats de la thèse qui sont le travail sur la diode, la propagation du faisceau dans l'air ou dans l'argon et la focalisation en utilisant un champ magnétique externe. Nous expliquerons comment les améliorations apportées au générateur RKA pourront être adaptées au générateur César [3] (500 kV, 400 kA) ou à d'autres installations de hautes puissances pulsées.

Chapitre 1 :
Description du moyen expérimental

1.1 – Le générateur RKA

1.1.1 – Historique et principe de fonctionnement des générateurs HPP

Les générateurs HPP, tels que ceux utilisés à la DAM (Direction des Applications Militaires), comprennent deux parties :

- Un générateur d'impulsion électrique composé d'un circuit de Marx ou d'un transformateur, d'un ou de plusieurs éclateurs et d'une ou plusieurs lignes de mise en forme.
- Une diode utilisée pour émettre et accélérer les électrons. Celle-ci, peut être de plusieurs types suivant les applications du générateur.

Décrivons sommairement chacun de ces deux sous-ensembles pour comprendre le fonctionnement des générateurs HPP.

L'impulsion électrique finale, de forte énergie et de très courte durée, est créée à partir du réseau EDF. Une alimentation Haute Tension (HT) charge en parallèle des condensateurs qui sont immergés dans de l'huile. Nous appellerons l'ensemble constitué de l'alimentation HT et des condensateurs la source primaire d'alimentation.

Les condensateurs peuvent être déchargés en série, par l'intermédiaire d'interrupteurs, et la tension finale est la somme des tensions aux bornes des condensateurs : c'est un circuit « de Marx [17] ». Les condensateurs peuvent être aussi déchargés à travers un transformateur élévateur de tension. Par la suite nous nommerons source HT l'ensemble source primaire d'alimentation et circuit de Marx ou transformateur. Le choix entre ces deux sources HT se fait en fonction de la tension et du courant final désiré. Les circuits de Marx conviennent parfaitement aux générateurs comme César [3] (500 keV, 400 kA) et Ambiorix [23] (1 MV, 2 MA) alors que les sources HT fonctionnant avec des transformateurs conviennent parfaitement aux « petits » générateurs comme le RKA [4] ou les générateurs d'alimentation des cellules accélératrices à induction d'AIRIX [2].

Pour réduire la durée de l'impulsion électrique à quelques dizaines de nanosecondes, il est nécessaire d'associer à la source HT une ligne de mise en forme. Elles sont séparées par un éclateur qui commute au maximum de la tension de charge. Les lignes de mise en forme peuvent être des lignes simples (lignes coaxiales) ou des lignes Blumlein [24] (voir chapitre 1.1.3). La différence entre ces deux types de lignes concerne la tension de sortie. Pour la même géométrie, elle est égale à la tension de charge pour les lignes Blumlein, et elle est deux fois plus faible pour les lignes simples. Ces lignes peuvent être remplies d'eau désionisée, de glycol, d'un mélange eau désionisée glycol ou d'huile. La constante diélectrique

du fluide utilisé influe sur la longueur électrique et sur l'impédance de la ligne. L'eau désionisée est utilisée pour les machines dites basse impédance, afin d'obtenir, en sortie, un courant élevé. L'huile est utilisée pour les machines dont on privilégie le niveau de tension. Afin de rester dans des dimensions géométriques « raisonnables », les lignes Blumlein sont préférées aux lignes simples. Pour certains générateurs (comme César), plusieurs lignes de mise en forme et plusieurs éclateurs sont mis en série pour avoir une compression temporelle progressive du signal. Dans ce cas-là, l'impulsion finale est obtenue en jouant sur la désadaptation d'impédance et sur les réflexions des ondes entre les lignes. Une fois l'impulsion générée et mise en forme elle est transmise à la diode.

Il existe une multitude de configurations de diodes. Pour les générateurs comme le RKA, elle se compose d'une cathode « froide » typiquement en acier inoxydable, en graphite ou en velours et d'une anode qui peut être faite à partir d'un matériau de numéro atomique élevé (par exemple du tantale) pour faire du rayonnement X, ou à partir d'un matériau transparent pour les électrons (par exemple de l'aluminium de faible épaisseur) pour les études du durcissement. Les électrons sont émis par effet de champ dans l'espace anode-cathode (voir chapitre 4.1.1.2).

Depuis le début des années 1970, plusieurs générateurs ont vu le jour à la DAM. Nous pouvons par exemple citer les « Trois Grâces ». La première, Euphrosyne, produisait des rayons γ jusqu'à 3,5 MeV [1]. Quelques mois plus tard naquit Aglaé [1], qui était utilisée pour des expériences de Z-pinch [16]. La troisième Grâce, Thalie (11 MV, 120 kA), était un moyen d'irradiation [1]. On peut également citer d'autres générateurs, plus récents et toujours en fonctionnement, comme :

- Ambiorix [23] (1 MV, 2 MA) dont les configurations de la diode modifient les modes de fonctionnement. Ce générateur peut être utilisé pour faire du thermochoc, du SGEMP (System Generated Electromagnetic Pulse) [25] ou du Z-pinch [16].
- César [3] qui produit des faisceaux d'électrons pouvant atteindre 500 kV, 400 kA.
- AIRIX [2] (20 MV, 2 kA) qui est un moyen de radiographie X.

Tous ces générateurs présentent des dimensions imposantes et ne sont pas simples à mettre en œuvre. Il est donc difficile de faire des études sur la diode, sur l'homogénéité, sur la propagation et sur la focalisation des faisceaux d'électrons. Le générateur RKA, de taille plus modeste et dont l'utilisation est relativement aisée, permet de faire ces études. La robustesse et la reproductibilité de ce générateur ne sont plus à démontrer. Basé sur le même principe que les générateurs d'alimentation des cellules d'AIRIX, il utilise des alimentations du commerce qui fournissent l'impulsion électrique, et un transformateur pour l'amplifier. Bien que ce générateur soit utilisé, comme César pour le durcissement

des matériaux, il est aussi adapté aux études développées tout au long de cette thèse.

1.1.2 – Présentation du générateur RKA

Construit dans les années 90, le générateur RKA était la source d'un klystron de forte puissance. Aujourd'hui, il est utilisé pour générer un faisceau d'électrons de 100 à 500 keV pour des applications de faible fluence (0,5 à 10 cal/cm²). Son principal avantage est sa grande reproductibilité qui lui permet d'être utilisé comme un moyen de durcissement des matériaux et qui permet de faire des études comme celles de cette thèse. Le faisceau est formé dans une diode, constituée d'une cathode placée à l'extrémité d'une ligne coaxiale haute tension, et d'une anode reliée à la masse. Les caractéristiques du générateur sont énoncées dans le tableau 1.

Paramètres	Valeurs
Tension de sortie	- 500 kV
Profil de l'impulsion	Trapézoïdal
Durée du plateau	100 ns
Temps de montée	30 ns

Tableau 1 : Caractéristiques électriques du générateur

Remarque : Nous rappelons que la fluence est l'énergie déposée par unité de surface et qu'elle s'exprime en cal/cm².

Le générateur représenté par le diagramme de la figure 1 ainsi que par les photographies de la figure 2, est composé de quatre sous-ensembles qui permettent de mettre en forme et de transmettre à la charge une impulsion provenant de la « source primaire d'alimentation ».

La source primaire d'alimentation fournit une tension pouvant atteindre 40 kV. Après avoir été amplifiée par le transformateur, l'impulsion électrique passe à travers la ligne de mise en forme de type Blumlein. Une fois la tension maximale atteinte, l'éclateur est déclenché pour transmettre l'impulsion à la charge, composée d'une charge résistive radiale en parallèle avec la diode. Tous ces éléments seront décrits par la suite.

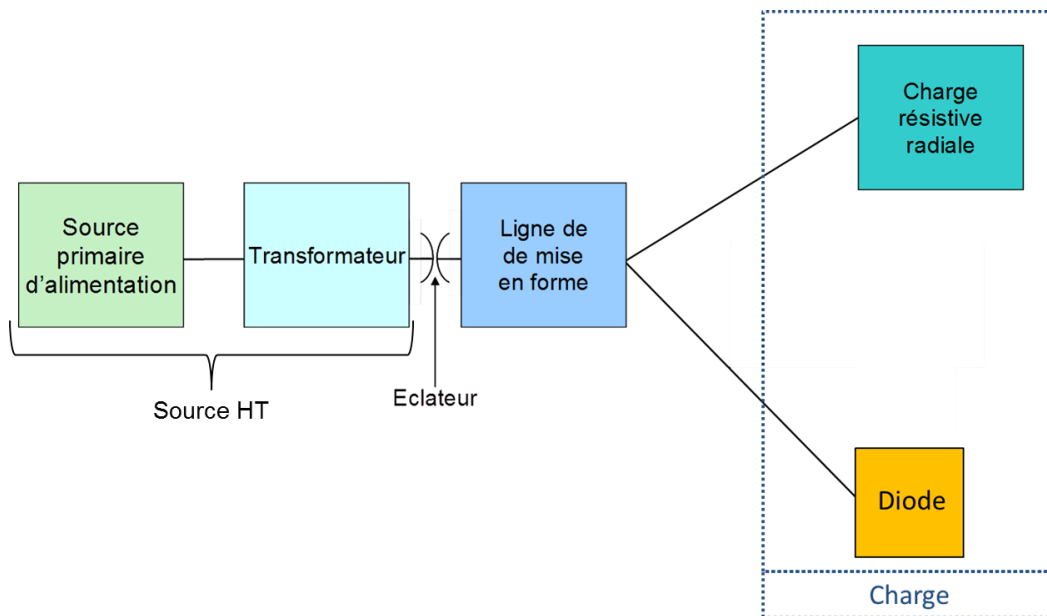


Figure 1 : Diagramme du générateur

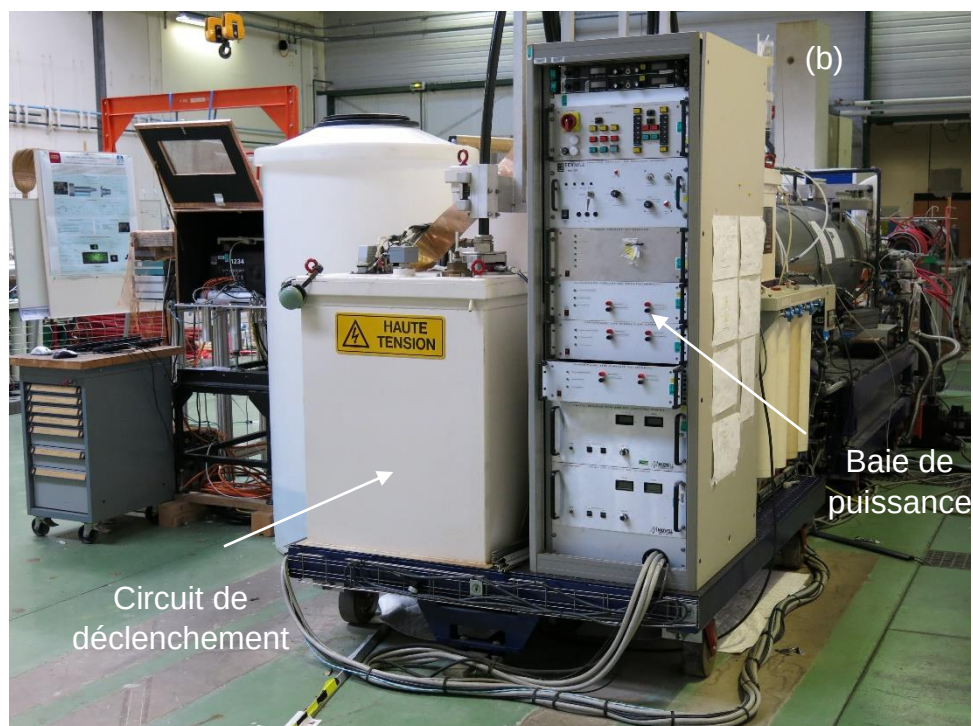
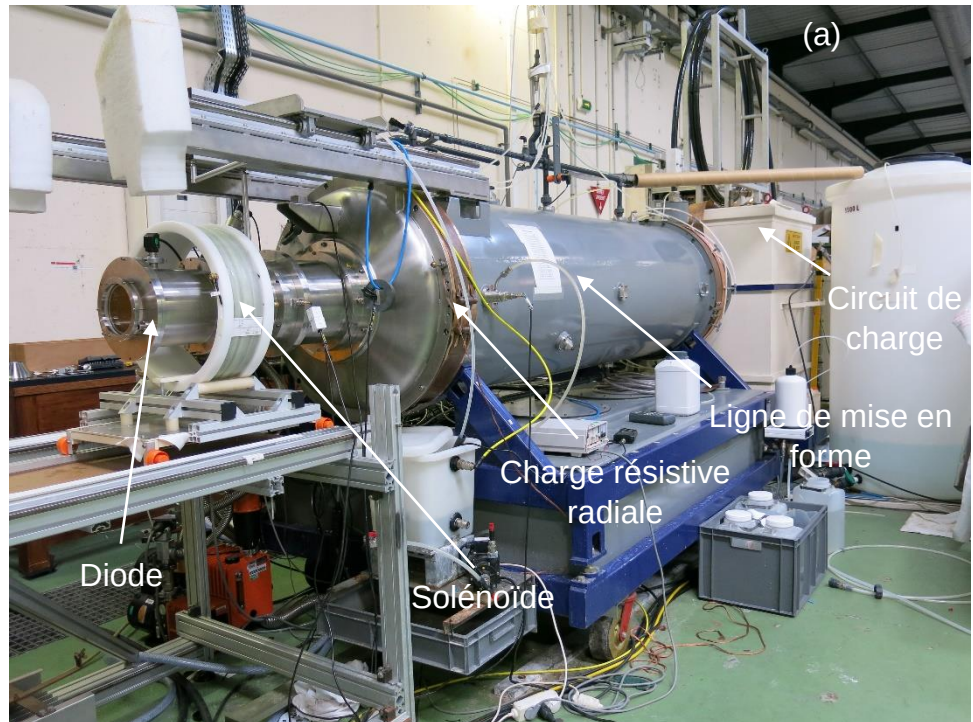


Figure 2 : Photo du générateur RKA de face (a) et de dos (b)

1.1.3 – La ligne Blumlein

Afin de conserver une tension de diode équivalente à la tension de charge V_0 , la ligne de mise en forme (illustrée figure 3) utilisée est de type Blumlein [24]. Cette dernière est formée de trois conducteurs cylindriques imbriqués les uns dans les autres [17], ceci est équivalent à deux lignes coaxiales. La charge des deux lignes se fait pendant un temps relativement long comparé au temps de l'impulsion.

Tout au long de la phase de charge, l'inductance (Z_p) court-circuite le cylindre extérieur avec le cylindre central. La somme des tensions en sortie de ligne est nulle. Quand le cylindre extérieur est en court-circuit avec le cylindre intermédiaire, c'est-à-dire une fois l'éclateur déclenché, la polarité de l'onde est inversée. La somme des tensions devient égale à $-V_0$ au niveau de la charge.

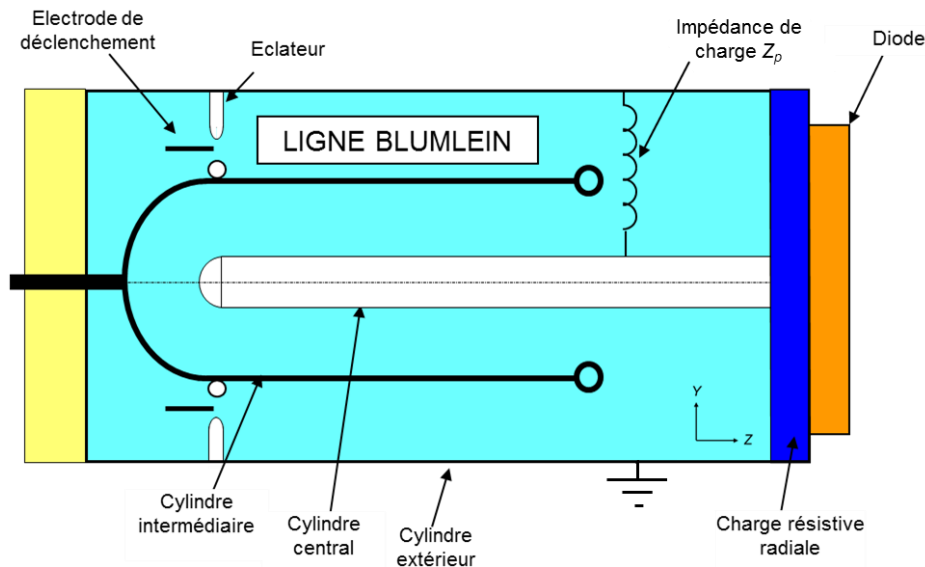


Figure 3 : Schéma de la ligne Blumlein

Une ligne de transmission est définie par sa longueur électrique et par son impédance caractéristique [24]. La longueur électrique τ est le temps que met une onde pour faire un aller-retour dans la ligne. Il est possible de relier la longueur mécanique de la ligne (l) à la longueur électrique par la formule suivante :

$$l = \frac{\tau c}{2\sqrt{\epsilon_r}} \quad (1)$$

où c représente la vitesse de la lumière ($c \cong 3.10^8 \text{ m/s}$).

ϵ_r est la constante diélectrique de l'isolant de la ligne.

La ligne du RKA a une longueur mécanique $l = 1,67$ m, elle est remplie d'eau désionisée ayant une constante diélectrique $\epsilon_r \approx 80$. D'après ces paramètres, nous trouvons une longueur électrique $\tau = 100$ ns (largeur du plateau de l'impulsion).

L'éclateur de déclenchement est composé de trois cylindres concentriques entre lesquels circule du gaz (SF_6). Afin d'avoir des fronts les plus brefs possibles, il convient de minimiser son inductance qui dépend de deux facteurs. L'un est lié à la structure mécanique et aux connexions, l'autre dépend du canal de conduction entre les électrodes [17]. Pour réduire le premier terme, la géométrie a été optimisée et les connexions réduites. Pour le second terme, il faut adapter la pression dans l'éclateur pour obtenir un fonctionnement multicanaux.

1.1.4 – La charge résistive radiale

La plupart du temps, il est nécessaire d'adapter l'impédance de la diode à l'impédance du générateur pour avoir un transfert optimal de l'énergie électrique. Or, sur le RKA, il peut être utile de modifier le courant et par conséquent la fluence sans changer la tension. Une charge résistive radiale est présente entre la ligne Blumlein et la diode. Ce dispositif, peu inductif, se compose de deux panneaux en plexiglas entre lesquels circule une solution de thiosulfate de sodium. La résistance radiale dérive une partie du courant de manière homogène et ne perturbe pas le fonctionnement de la diode. L'impédance de la résistance radiale est inversement proportionnelle à la concentration de thiosulfate de sodium.

1.1.5 – La diode du générateur

1.1.5.1 – Présentation de la diode

La diode du RKA, dont le schéma est donné sur la figure 4, est composée d'un ensemble anode-cathode espacé d'une distance de l'ordre du centimètre (d_{AK}). Les matériaux constituant la cathode et l'anode sont variables. Ceux-ci influent sur le seuil d'émission des électrons ainsi que sur l'homogénéité du faisceau. Dans le but de diaphragmer le faisceau, un disque en graphite peut être installé derrière l'anode. Les diagnostics électriques présents dans la chambre sous vide sont un diviseur capacitif et une boucle de courant au niveau du support de cathode, ainsi qu'une bobine de Rogowski [18] entre l'anode et la cible. Enfin, pour propager le faisceau dans un gaz, il est possible de faire un vide différentiel entre la diode et la chambre de propagation.

La géométrie de la diode a été modifiée au cours de cette thèse. Celle maintenant utilisée (figure 4), a sensiblement amélioré l'homogénéité du faisceau, et a simplifié la mise en œuvre du générateur.

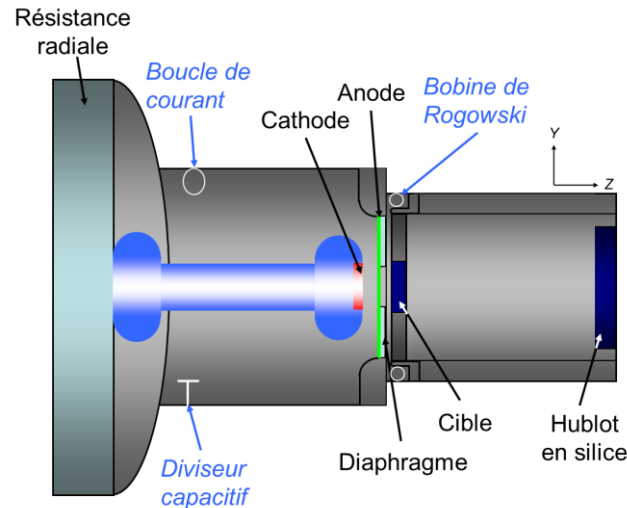


Figure 4 : Schéma de la diode et de la chambre de propagation du RKA

La tension et le courant au niveau de la diode dépendent de la valeur de la résistance radiale et de la distance anode-cathode. Quand cette distance est faible, l'impédance de la diode est faible et on extrait un fort courant de la cathode. Quand elle est grande, l'impédance est élevée et le courant est plus faible.

Remarque : Le support de cathode est doté d'un anti-corona qui permet de distribuer le gradient de champ électrique et de réduire sa valeur pour éviter les émissions parasites.

1.1.5.2 – Simulations Flux 2D de la diode

Dans le but de réduire les claquages parasites qui se produisaient avec l'ancienne diode, et pour pouvoir faire un vide différentiel, une nouvelle diode a été développée. Le développement s'est fait en trois étapes. La première, est la modification du support de cathode qui est maintenant doté d'un anti-corona [26], la seconde, est l'augmentation générale des dimensions de la diode. La troisième concerne le support d'anode qui a été redessiné.

Une fois dessinée, la nouvelle géométrie a été simulée avec Flux2D [27], pour connaître la répartition spatiale du champ électrique au niveau de la diode. Ce logiciel calcule les états magnétiques, électriques ou thermiques des dispositifs en régimes permanents, transitoires et harmoniques. Il résout des équations

diverses telles que les équations de Maxwell dans la diode pour une tension fixe et des conditions aux limites données.

Une tension est appliquée sur le conducteur haute tension (ici composé de la cathode et de son support). L'ensemble anode et support extérieur est fixé à un potentiel de 0 V (masse du générateur). La répartition spatiale du champ électrique relatif est donnée figure 5–a pour l'ancienne géométrie de diode, et figure 5–b pour la nouvelle géométrie. La distance anode-cathode est de 20 mm.

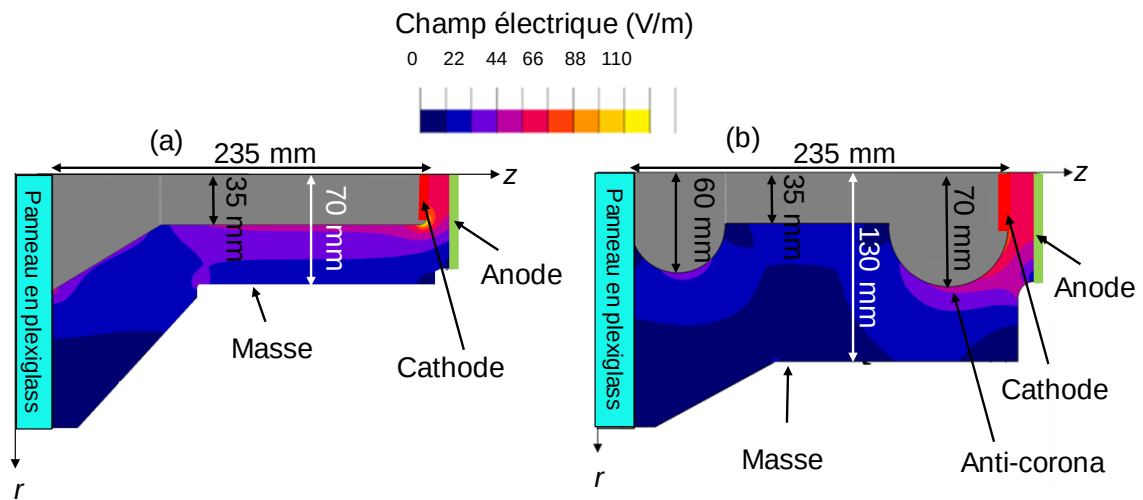


Figure 5 : Répartition spatiale du champ électrique pour 1 V de tension d'entrée avec l'ancienne géométrie (a) et la nouvelle géométrie de diode (b)

Les résultats de simulation montrent que l'anti-corona et l'augmentation des diamètres de la diode, permettent de passer d'un champ électrique normalisé de 100 V/m à 50 V/m au niveau de la cathode. La tendance est la même entre le panneau en plexiglass et le support de cathode, nous passons d'un champ électrique de 55 V/m à un champ de l'ordre de 10 V/m. Nous concluons, comme nous l'espérons, que la géométrie de cette nouvelle diode permet de réduire l'ensemble des claquages électriques qui se produisaient entre la cathode et la masse ou entre le support de cathode et le panneau en plexiglass.

1.2 – Les diagnostics électriques

Pour définir la qualité du faisceau d'électrons, on utilise différents diagnostics. La fluence ainsi que le spectre électronique permettent de caractériser en partie le faisceau émis par la cathode. Ils résultent de mesures de courant et de tension au niveau de la diode. Afin d'avoir des mesures les plus précises possibles, un certain nombre de diagnostics sont présents sur le générateur. La mesure de tension dans le vide (ou dans l'eau) s'effectue avec des diviseurs capacitifs. La mesure de courant peut être réalisée par l'intermédiaire d'une boucle de courant ou encore grâce à une bobine de Rogowski placée derrière l'anode (voir la figure 4). Avant d'être montés sur le RKA, tous ces capteurs sont étalonnés à partir de diagnostics du commerce. Le fonctionnement des diagnostics est décrit ci-dessous.

1.2.1 – Diviseur capacitif

Les diviseurs capacitifs, comme ceux utilisés sur le RKA, ont l'avantage de ne présenter aucune connexion entre le conducteur haute tension et le capteur. De plus, les perturbations provenant du champ électrique sont négligeables. Un diviseur capacitif (figure 6–a), est un capteur qui permet de réaliser une première capacité entre la masse et le capteur (C_1) et une seconde entre le capteur et le conducteur haute tension (C_2). Le capteur est ensuite relié directement à un oscilloscope présentant une impédance $R_1 = 50 \Omega$.

Pour avoir une mesure correcte, il est important que la constante de temps $C_1 R_1$ soit grande devant la durée du signal ($C_1 R_1 \gg \tau$). Pour ce faire, une résistance de quelques centaines d'Ohms (R_2) est rajoutée en série avec R_1 . Or cette dernière ajoute une capacité parasite C_{para} . Le modèle équivalent de la figure 6–b regroupe tous ces éléments.

La capacité parasite influe sur les fronts du signal de tension, il faut que la constante de temps $C_{para} R_2$ soit grande devant le temps de montée (respectivement de descente) du signal à mesurer, pour ne pas avoir d'erreur sur le résultat final.

Une fois toutes ces conditions respectées, et dans le cas où $C_1 \ll C_2$ alors :

$$V_{AK} = \frac{C_2}{C_1} V_s \quad (2)$$

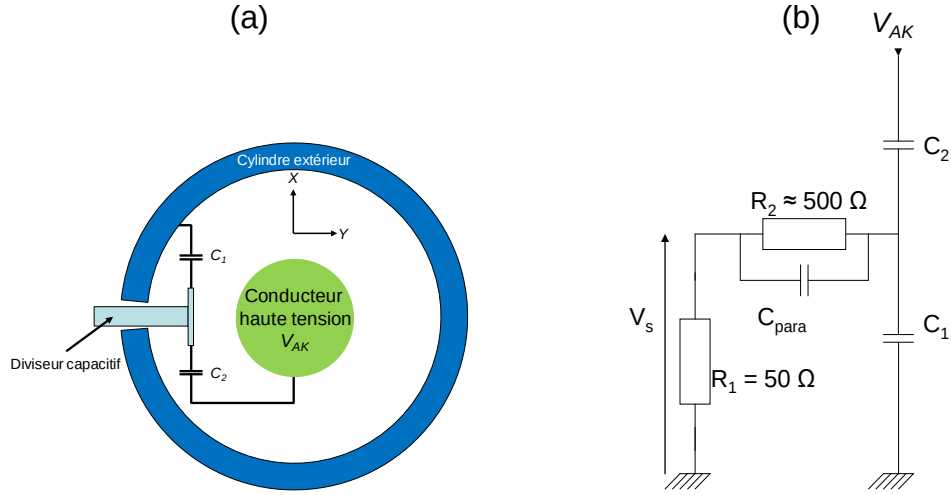


Figure 6 : Schéma d'un diviseur capacitif (a) et de son modèle équivalent (b)

1.2.2 – Boucle de courant "Bdot"

Une boucle de courant est fabriquée à partir d'un fil métallique de rayon moyen r_b et de surface effective $S = \pi r_b^2$. La variation du flux magnétique produit par le faisceau d'électrons à travers la boucle de surface S produit un courant par l'action de la force électromotrice $U = -\frac{d\phi}{dt}$ [28].

Si le signal mesuré par une boucle passe à travers un intégrateur passif, ayant une constante de temps RC , la tension de sortie mesurée est :

$$V_s = \frac{SB}{RC} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (3)$$

où B correspond au champ magnétique produit par le faisceau.

Lorsque constante de temps RC est grande devant la durée du signal, on a

$$V_s \approx \frac{SB}{RC} \quad (4)$$

1.2.3 – Bobine de Rogowski

Le dernier diagnostic que nous allons étudier est la bobine de Rogowski [18, 29]. Ce diagnostic de courant, représenté figure 7, est comparable à une pince ampèremétrique pour les forts courants (de l'ordre du kA). Elle se compose d'un ensemble de spires bobinées autour d'un conducteur. Le courant parcourant le

conducteur haute tension (dans notre cas le faisceau d'électrons) génère un champ magnétique. Celui-ci, capté par les spires de la bobine de Rogowski, produit un courant proportionnel à celui du faisceau. La mesure est faite à travers une résistance R_s de très faible valeur (résistance de shunt).

La valeur du courant est donnée par la formule suivante [30] :

$$i(t) = \frac{N S_B \left(\frac{dB_i}{dt} \right)}{R_s} \quad (5)$$

où N est le nombre de spires

S_B est la surface d'une spire de la bobine

B_i est le champ magnétique dans la boucle

D'après [30], $i = \frac{I_{AK}}{N}$. La bobine de Rogowski permet de mesurer le courant avec un signal de sortie qui n'est pas affecté par la distribution de courant dans la boucle, elle est auto-intégratrice et elle répond aux variations de courant à haute fréquence.

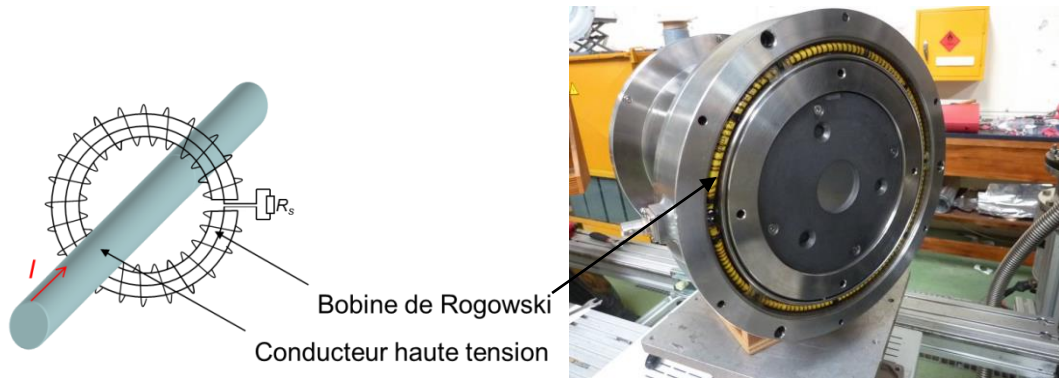


Figure 7 : Bobine de Rogowski

1.2.4 – Exemple de signaux électriques

Sur la figure 8, nous donnons un exemple des signaux électriques obtenus sur le RKA. Le signal de courant I_{AK} est mesuré par la bobine de Rogowski placée derrière l'anode. Le signal de tension V_{AK} est mesuré par un diviseur capacitif au niveau du support de cathode.

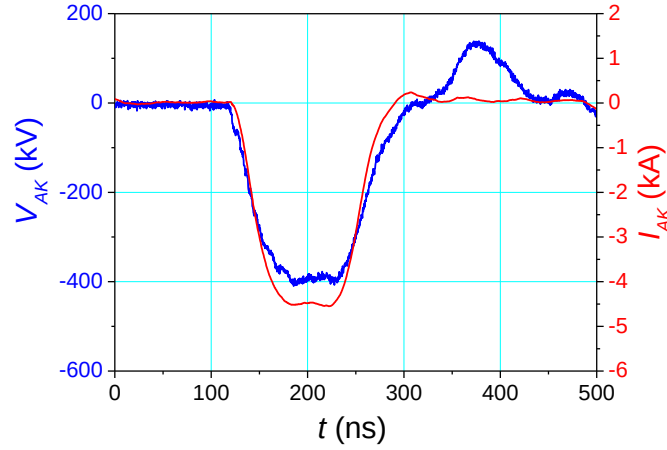


Figure 8 : Signaux de courant et de tension au niveau de la diode sous vide

A partir de ces signaux, il est possible de définir le spectre énergétique du faisceau, donné figure 9, ainsi que sa puissance, figure 10–a et, en connaissant le diamètre du faisceau, nous pouvons en déduire la fluence, figure 10–b. Le spectre énergétique ($\frac{dQ}{dE}$) est obtenu de la façon suivante :

$$dQ = I_{AK} dt \quad (6)$$

$$dE = e \frac{dV_{AK}}{dt} dt \quad (7)$$

où e est la charge élémentaire ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C)

On en déduit :

$$\frac{dQ}{dE} = \frac{I_{AK}}{e \frac{dV_{AK}}{dt}} \quad (8)$$

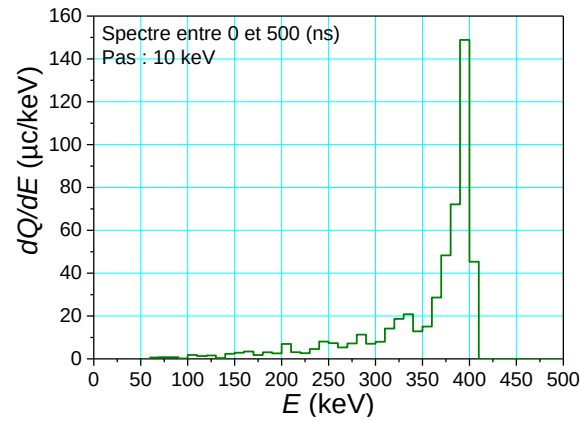


Figure 9 : Spectre énergétique d'un faisceau d'électrons du RKA

La puissance P (en W) est calculée à partir de la formule $P = V_{AK} I_{AK}$ et la fluence F (en cal/cm²) est déduite de la formule $F = \frac{1}{4,18.S} \int_0^{\tau} P(t) dt$ (avec S la surface d'émission en cm², et τ la durée de l'impulsion).

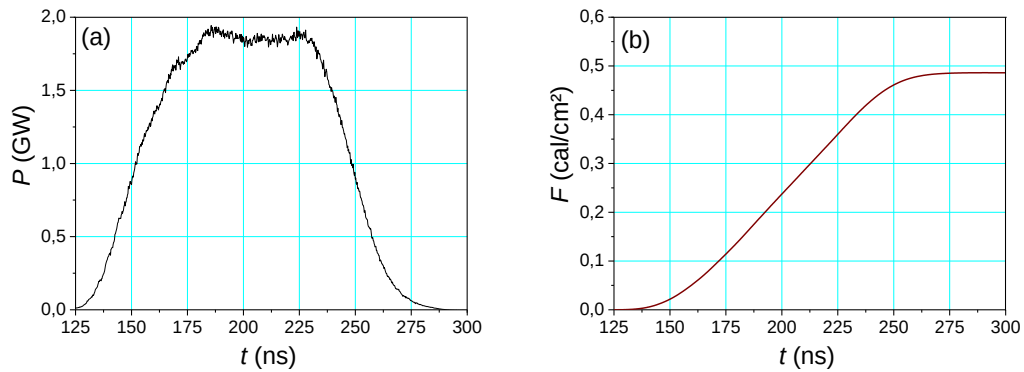


Figure 10 : Puissance (a) et fluence (b) du faisceau d'électrons

1.3 – Les diagnostics optiques

Pour faire de l'imagerie de faisceau, l'effet Cerenkov est utilisé. Ce phénomène qui est utilisé pour générer des photons, sera détaillé dans le chapitre 2.2.5. Sur le RKA, l'imagerie de l'émission Cerenkov [19] est réalisée par l'intermédiaire de deux caméras : une caméra 4 images (*C4I*) [31] et une caméra à balayage de fente (*CBF*) [32]. La caméra 4 images permet de faire des images en fonction de X et de Y . La caméra à balayage de fente permet d'avoir la résolution temporelle d'une dimension spatiale, le balayage se fait sur un axe (l'axe X) pendant 200 ns. Les caractéristiques des caméras seront détaillées par la suite.

Ces deux caméras utilisées ensemble, donnent une résolution spatiale et temporelle de la même image. De plus la *C4I*, possédant quatre caméras réglables très finement (temps d'exposition et retard), permet de vérifier que nous observons bien l'émission Cerenkov. Une caméra est placée au début de l'impulsion sous le seuil d'émission Cerenkov, une est placée en fin d'impulsion toujours sous le seuil d'émission Cerenkov, une au milieu de l'impulsion électrique avec un temps d'ouverture de 10 ns et enfin la quatrième est utilisée pour faire une image intégrée sur toute l'impulsion. C'est cette dernière qui sera utilisée par la suite.

Un schéma du chemin optique allant du générateur jusqu'à chacune des deux caméras est présenté figure 11.

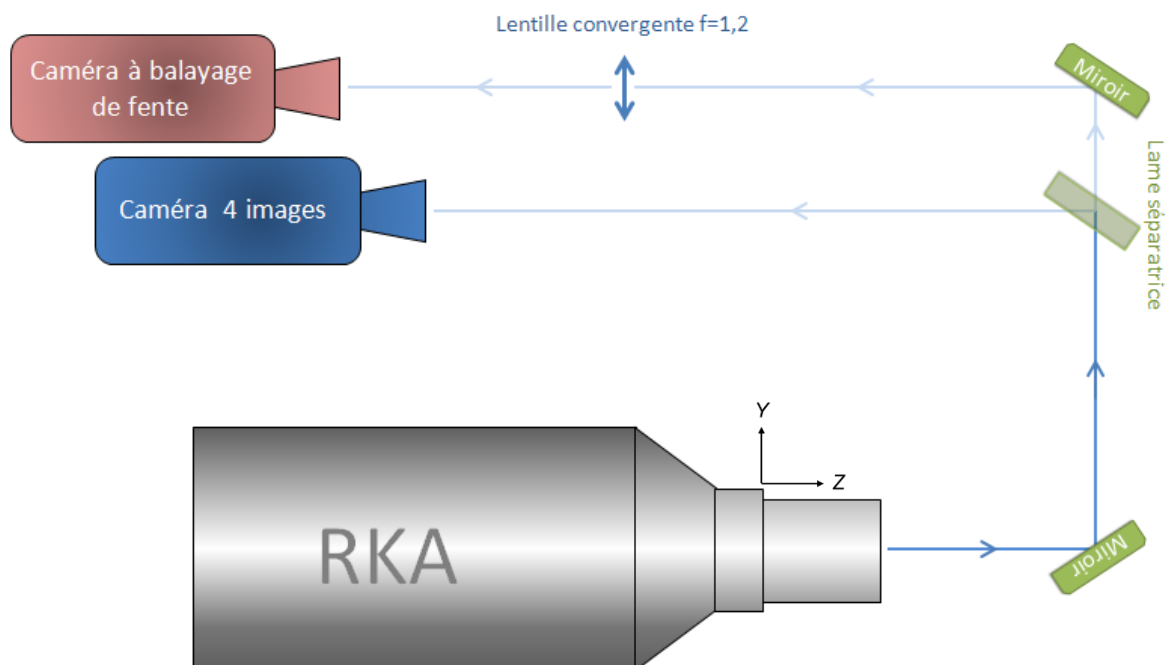


Figure 11 : Parcours des photons allant du générateur jusqu'aux caméras

1.3.1 – La caméra 4 images

La caméra 4 images que nous utilisons est le modèle HFSC Pro de chez PCO imaging [31]. Elle est constituée de quatre caméras ayant une résolution de 1280 X 1024 et permet de faire des images dont les niveaux de gris sont codés sur 12 bits (4096 niveaux de gris). La durée d'exposition minimale de la caméra est de 3 ns et le retard par rapport à l'instant de déclenche est réglable à une nanoseconde près. Le plan de cette caméra est donné figure 12.

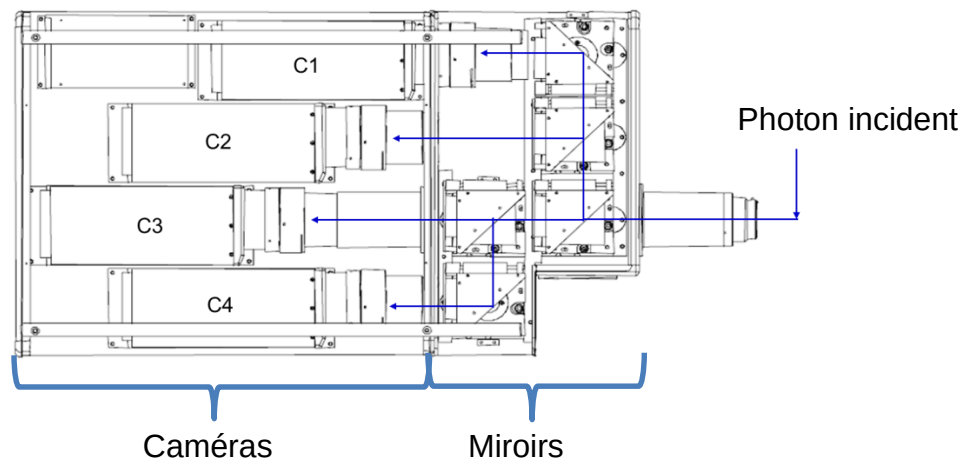


Figure 12 : Schéma de la caméra 4 images

La lumière incidente est divisée en quatre par un jeu de miroirs semi-transparents. Chacune des caméras reçoit 22% de la lumière initiale. Le trajet des photons à travers l'intensificateur d'image est donné figure 13. La lumière émise par l'objet crée des photoélectrons au niveau de la photocathode. Ces derniers passent à travers une plaque de micro-canaux (MCP) [33] où ils sont multipliés par un facteur 10^4 . La tache lumineuse ainsi amplifiée est envoyée sur un écran phosphore. Enfin, un CCD (Charged-Coupled Device) accolé à ce dernier, numérise l'image obtenue pour la traiter par ordinateur.

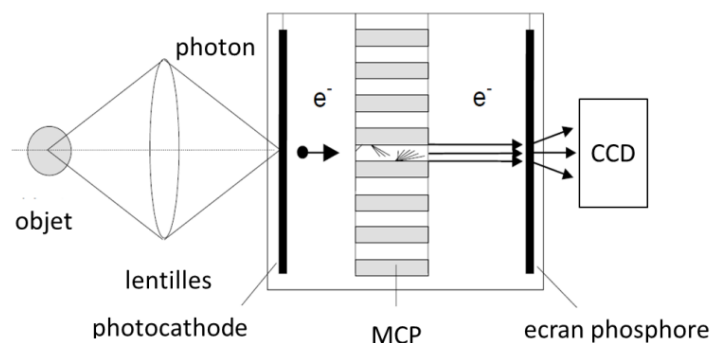


Figure 13 : Principe de fonctionnement de l'intensificateur d'image d'une des caméras de la C4I

Un exemple des images obtenues par cette caméra est présenté sur la figure 14, où le temps d'exposition est de 200 ns. Le centre de cette image a un diamètre environ égal à 70 mm qui est le diamètre de la cathode. La partie externe est composée d'émissions parasites qui seront étudiées dans le chapitre 4.1.2.6. L'image est limitée à 95 mm, diamètre intérieur du support en graphite de la cible Cerenkov.

Nous avons repéré trois zones, celles numérotées « 1 » et « 2 » qui correspondent à des taches visibles sur la figure 16. La troisième zone (« 3 ») est l'emplacement de la fente de 2 mm à travers laquelle les images de CBF sont observées

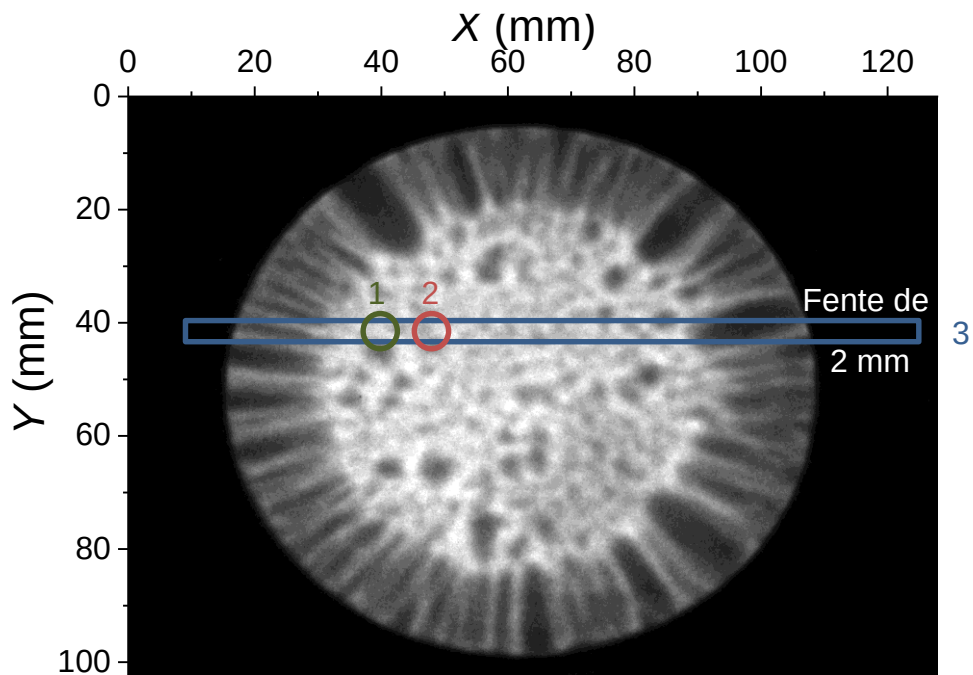


Figure 14 : Exemple d'une image provenant de la C4I

1.3.2 – La caméra à balayage de fente

Le schéma expliquant le principe de fonctionnement de la CBF [32] est donné sur la figure 15. La lumière provenant de l'objet, entre par une fente et passe à travers un système de lentilles qui crée une image sur la photocathode. Avant de traverser la plaque à micro-canaux [33], les photoélectrons émis, sont déviés par un système de déflection [32]. Ils sont amplifiés par le MCP puis impactent un écran phosphore. L'image obtenue est numérisée par une CCD.

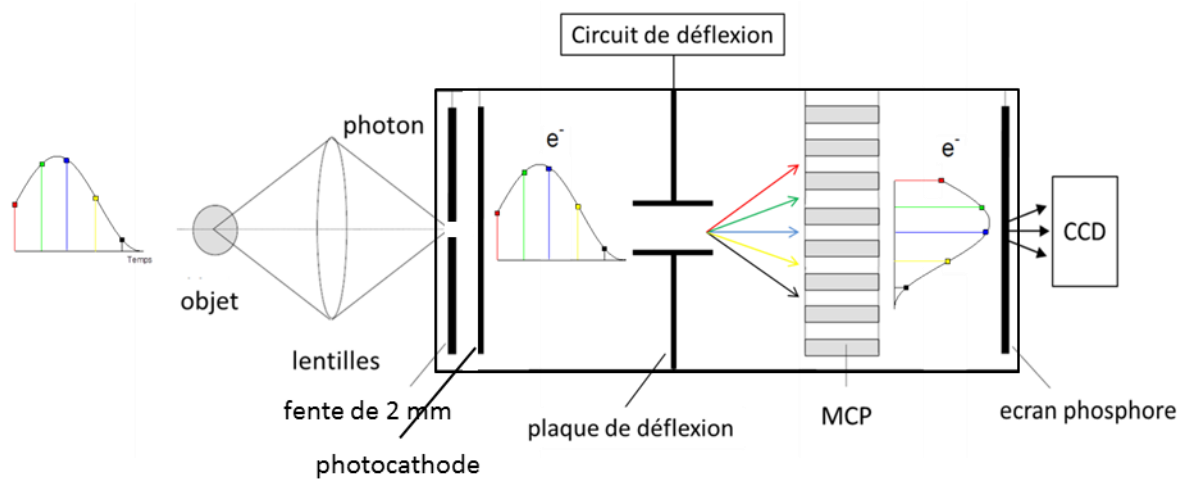


Figure 15 : Principe de fonctionnement de l'intensificateur d'image de la CBF

Le principal élément de la CBF est la plaque de déflexion qui transforme l'information temporelle contenue dans l'impulsion lumineuse en une répartition spatiale sur la plaque à micro-canaux. Tout comme pour la caméra 4 images, les images sont codées sur 12 bits. Sur la figure 16, l'axe des abscisses correspond au profil spatial en mm alors que l'axe des ordonnées correspond au profil temporel en nanosecondes. Un marqueur optique est placé sur la gauche des images, l'écart entre le début de deux marqueurs fait 40 ns.

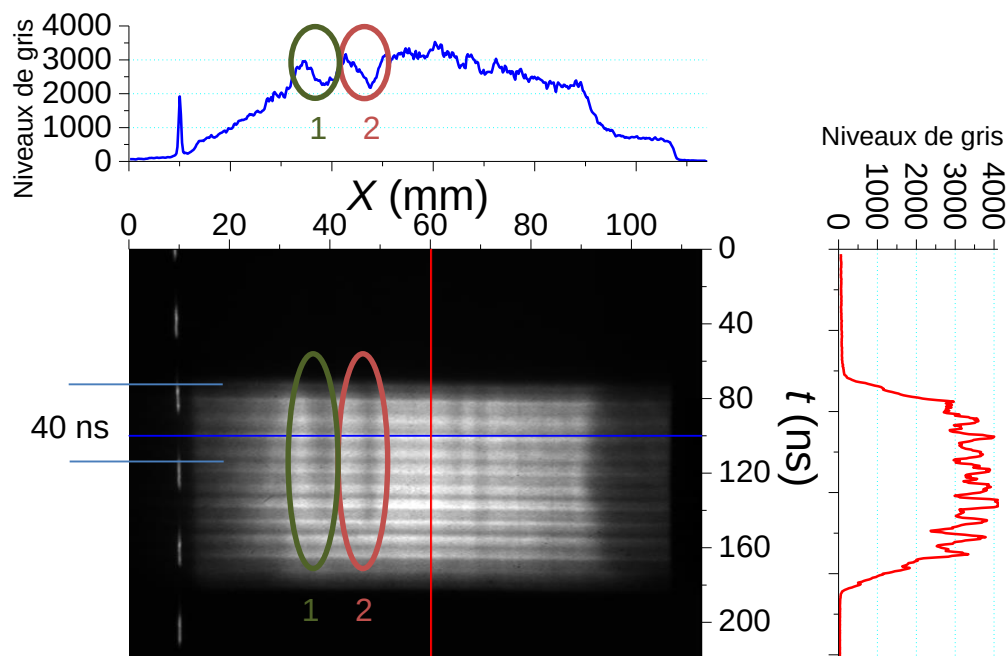


Figure 16 : Exemple d'une image provenant de la CBF

Les deux zones « 1 » et « 2 » visibles sur l'image de la *C4I* (figure 14) sont visibles à la même position sur la figure 16. Les marques sombres présentes dans ces zones ne durent pas toute la durée de l'impulsion. La *CBF* nous permet d'obtenir une information temporelle, beaucoup plus précise, que nous n'avions pas avec la *C4I*.

Remarque : Du fait que la *CBF* soit relativement ancienne, son système de déflexion n'est plus optimum, des lignes horizontales sont visibles sur l'image.

Pour déterminer le début et la durée de l'émission des photons Cerenkov, nous avons mis sur un même oscilloscope le signal de tension, le signal de courant ainsi que le signal de déclenche de la *CBF*. En tenant compte du chemin optique, de la longueur des câbles et du temps de balayage, il a été possible de synchroniser le profil temporel provenant de la *CBF* aux signaux électriques. Le résultat est donné figure 17 :

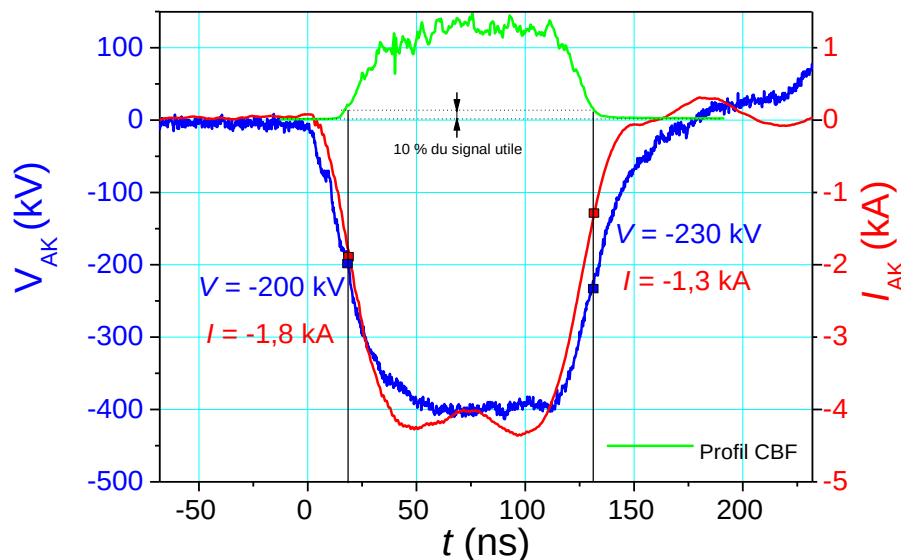


Figure 17 : Profil temporel de la CBF et signaux de tension et de courant du RKA

Si l'on considère que le niveau de bruit de la caméra est environ 10% du signal utile (niveaux repérés en pointillés sur la courbe verte), alors nous pouvons conclure que le seuil d'émission expérimental des photons Cerenkov dans la silice est de l'ordre 215 keV. Comme nous le verrons dans le chapitre 2.2.5.3, théoriquement, ce seuil est de 195 keV. La différence entre la théorie et la pratique est très faible (de l'ordre de 10 %). Seuls les photons émis, pour des électrons dont l'énergie est supérieure à 215 keV (énergie moyenne), seront détectés par nos caméras.

Le courant n'influe pas sur le seuil d'émission Cerenkov mais uniquement sur l'intensité lumineuse. Le signal de luminosité est proportionnel au courant.

1.4 – Conclusion

La figure 18 récapitule l'ensemble des diagnostics électriques et des diagnostics optiques présents sur le générateur.

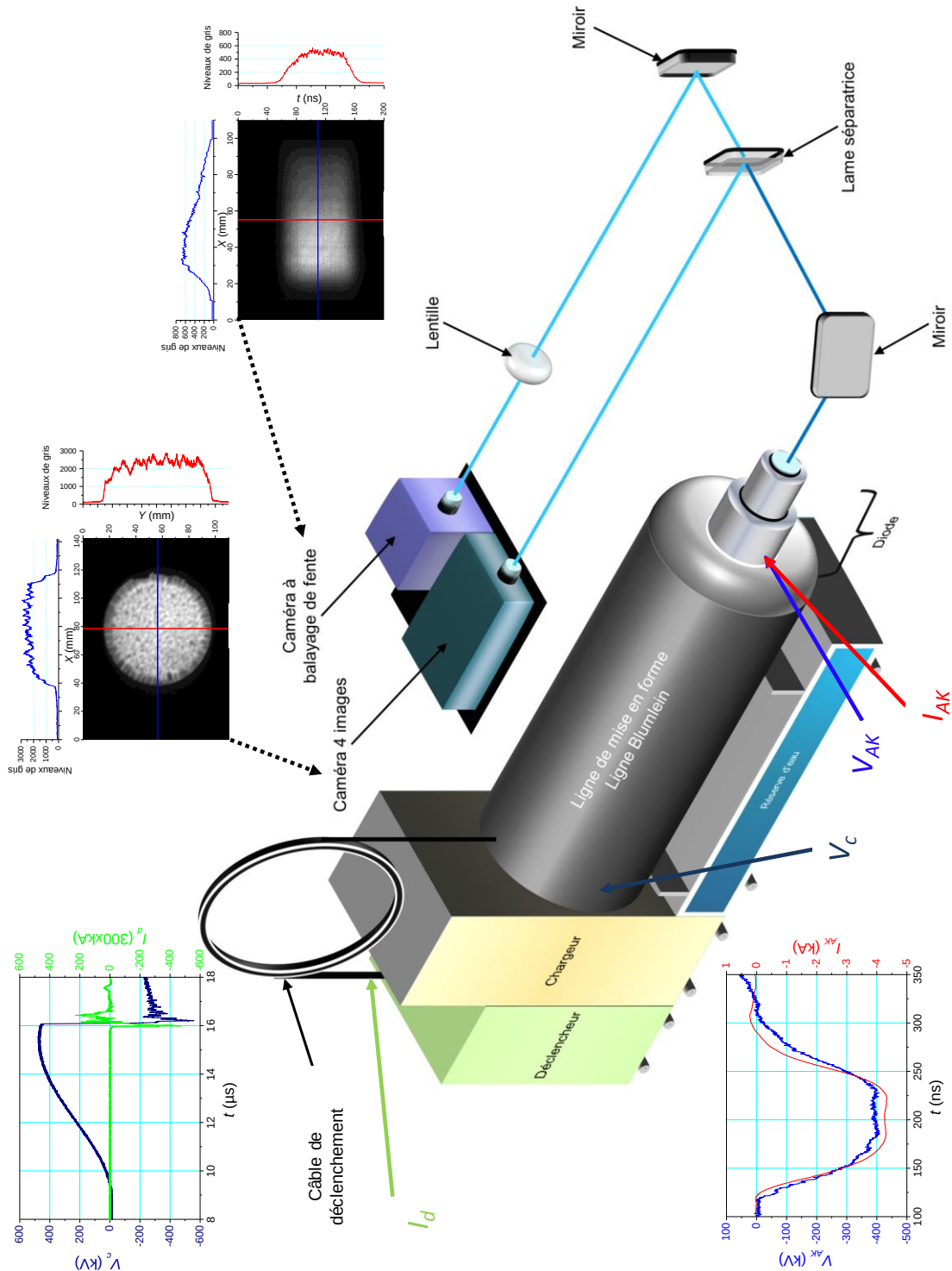


Figure 18 : Schéma récapitulatif des diagnostics présents sur le RKA

Chapitre 2 :

**Les processus d'interaction des
électrons et des photons avec la
matière**

2.1 – Quelques définitions

2.1.1 – Notion de section efficace

Pour définir une interaction entre deux particules, il faudrait pouvoir isoler le phénomène considéré, mais c'est impossible. Pour pallier ce problème, nous opérons avec un grand nombre de particules incidentes et de particules « projectiles ». On définit une probabilité d'interaction correspondant à des conditions expérimentales données. De cette probabilité, on déduit la « section efficace ».

Prenons une situation expérimentale, représentée sur la figure 19, entre un faisceau incident (par exemple un faisceau d'électrons) et un film mince d'épaisseur p . Les particules diffusées dans une direction θ sont collectées par un détecteur suivant un angle solide $d\Omega$ [34].

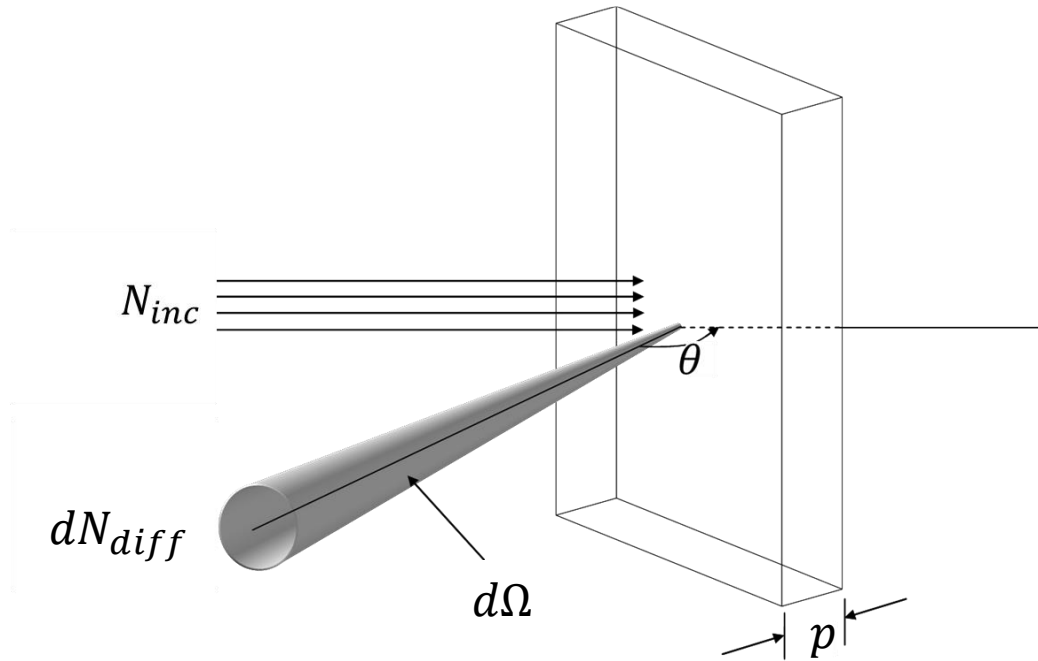


Figure 19 : Définition de la section efficace

Le rapport entre le nombre de particules diffusées dN_{diff} dans un angle solide $d\Omega$ et le nombre de particules incidentes N_{inc} est [35] :

$$\frac{dN_{diff}}{N_{inc}} = p\sigma(\theta)n_a d\Omega \quad (9)$$

où n_a est la densité moléculaire du matériau [35] défini par $n_a = \frac{N_0 \rho_m}{M}$

où N_0 est le nombre d'Avogadro ($N_0 = 6,02 \cdot 10^{23}$ molécules/mol)

ρ_m est la masse volumique [g/cm³]

M est la masse molaire [g/mol]

La quantité $\sigma(\theta)$ est la section efficace différentielle. Elle correspond à la probabilité que la diffusion soit produite dans la direction θ .

En intégrant la section efficace différentielle sur toutes les directions possibles, nous obtenons la section efficace totale [35] dont l'unité généralement utilisée est le barn (10^{-24} cm²).

$$\sigma_{tot} = \int_{4\pi} \sigma(\theta) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta \quad (10)$$

On définit aussi le libre parcours moyen noté l_{mfp} ($l_{mfp} = \frac{1}{n_a \sigma_{tot}}$). C'est la distance moyenne que parcourt une particule avant d'être diffusée. Pour les diffusions multiples, c'est la distance moyenne entre deux collisions. Le libre parcours moyen est l'inverse de la section efficace macroscopique Σ [cm⁻¹].

2.1.2 – Notion de collision

Lors de la collision entre deux particules, les deux systèmes qui initialement isolés, ont la possibilité d'interagir l'un avec l'autre. D'une façon générale, toute interaction est accompagnée d'un échange d'énergie soit cinétique, soit interne. Il est possible de différencier deux types d'interactions :

- Soit il y a un simple échange d'énergie cinétique entre les particules, sans aucune modification de leur énergie interne et de leur structure, on parle alors d'interaction élastique [34].
- Soit il y a une variation de l'énergie interne, se traduisant par une excitation ou une dissociation de l'un des projectiles, c'est l'interaction inélastique [34] ou la production d'autres particules.

2.2 – Les interactions électrons-matière

Par suite de chocs contre les particules constitutives d'une cible, les électrons qui n'ont pas de structure interne, subissent des changements de direction et des pertes d'énergie.

2.2.1 – Les diffusions élastiques et inélastiques

Quand les électrons traversent de la matière, ils subissent des changements de direction. Les interactions qui conduisent à une perte d'énergie cinétique et/ou à la déviation de ces particules peuvent être classées en quatre grandes familles :

- *Collision inélastique avec des électrons liés :*

Du fait des collisions, les électrons liés peuvent être portés sur des niveaux d'énergie plus élevés et, si le transfert d'énergie est suffisant, ces derniers peuvent s'échapper : c'est l'ionisation. Si les électrons changent d'orbites dans le même atome, on parle d'excitation. L'énergie de première ionisation, est l'énergie nécessaire pour extraire l'électron le moins lié. Pour de la silice (qui nous intéresse dans le cadre du détecteur Cerenkov) cette énergie de première ionisation est égale à 18 eV.

- *Collision élastique avec des électrons liés :*

Lorsqu'un électron de faible énergie (< 100 eV) traverse un gaz noble, un effet de diffusion quantique se produit : c'est l'effet Ramsauer [36]. Ce phénomène concernant uniquement les électrons de faible énergie, n'est pas important pour les applications sur RKA.

- *Collision inélastique avec un noyau :*

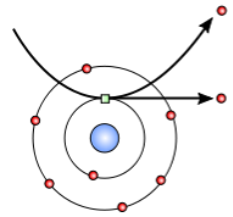
Le principal processus de cette collision est le Bremsstrahlung [37]. Un électron passant à proximité du noyau est dévié de sa trajectoire (attraction coulombienne). La perte d'énergie accompagnant la décélération due à la déviation se présente sous forme d'un rayonnement appelé rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung (de l'allemand bremsen freiner et strahlung radiation). Comme nous le verrons par la suite, ce processus est dominant pour les électrons relativistes ayant une énergie supérieure à quelques MeV. Les électrons de faibles énergies, subissent principalement des collisions élastiques avec des ions et des noyaux.

- *Collision élastique avec un noyau :*

Lors d'une collision élastique avec un noyau, les électrons sont déviés mais n'émettent pas de rayonnement, ils ne font pas passer le noyau dans un état excité. Cette collision est souvent nommée « collision boule de billard ».

A partir de la définition de ces collisions, il est possible de décrire les processus présents lorsqu'un électron rentre dans la matière. En plus d'être transmis, rétrodiffusé ou absorbé, il peut créer des électrons secondaires.

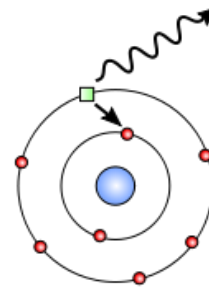
Les électrons secondaires issus des atomes cibles, sont produits par répulsion due aux électrons primaires. Ils sont éjectés des couches atomiques et possèdent une énergie plus faible que l'électron primaire.



De ces électrons secondaires, résultent principalement deux processus physiques :

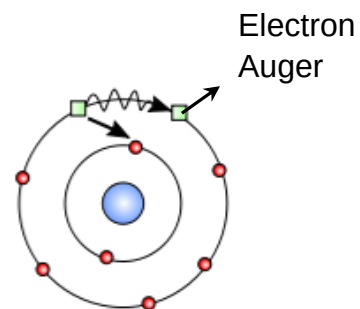
- Rayons X :

Lorsqu'un électron provenant de l'interaction entre le faisceau primaire et la cible est éjecté d'une couche atomique interne, l'atome est excité. Il libère de l'énergie en remplaçant l'électron éjecté par un électron d'une couche externe. La quantité d'énergie libérée pour passer d'une couche externe à une couche interne se fait sous forme d'un rayon X caractéristique de chaque élément.



- Electrons Auger [38] :

Les électrons Auger sont émis d'un atome lors de l'auto absorption d'un rayon X produit par ce même atome. Ces électrons proviennent toujours d'une couche électronique de plus faible énergie.



2.2.2 – Le pouvoir d'arrêt des électrons dans la matière

Le pouvoir d'arrêt des électrons dans la matière correspond à l'énergie d'électron perdue par unité de longueur parcourue.

2.2.2.1 – Théorie

Une particule chargée ayant une vitesse v subit, en traversant la matière, une perte d'énergie dont la formule est donnée par Bethe [39]. Si le potentiel d'excitation du matériau est bien inférieur à l'énergie du faisceau d'électrons incident et que la perte d'énergie due à l'effet de polarisation dans la cible est négligeable, alors la perte d'énergie [34] est :

$$\left(-\frac{dE}{dX}\right)_{coll} = \frac{2\pi n_a Z E_0 r_e^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{(\gamma - 1)\beta^2 E^2}{2I^2} \right) + \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\gamma^2 - 2\gamma + 9}{8} - (2\gamma - 1)\ln 2 \right) \right] \quad (11)$$

où $E_0 = m_0 c^2$ est l'énergie au repos
 $E = \gamma E_0 = T + E_0$, T est l'énergie cinétique
 $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
 m_0 est la masse de l'électron ($m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg)
 r_e est le rayon classique de l'électron ($r_e = 2,81 \cdot 10^{-15}$ m)
 Z est le numéro atomique
 I est le potentiel d'excitation moyen du matériau

Les électrons vont céder leur énergie aux électrons secondaires et aux atomes excités du milieu traversé. Ils vont aussi céder leur énergie par émission d'un rayonnement électromagnétique de freinage chaque fois qu'ils sont déviés de leurs trajectoires. Ce rayonnement est continu sur l'intervalle $0 < E_\gamma < E_e$. La perte d'énergie radiative, peut être exprimée de la manière suivante [34] :

$$\left(-\frac{dE}{dX}\right)_{rad} = 4E n_a Z(Z+1) \alpha r_e^2 \left[\ln \left(\frac{2E}{E_0} \right) - \frac{1}{3} \right] \quad (12)$$

où α est la constante de structure fine ($\alpha = \frac{1}{137}$)

La section efficace différentielle du rayonnement de freinage provient de modèles théoriques dont les domaines de validité sont plus ou moins restreints. Koch et Motz [40] ont comparé plusieurs modèles dont notamment celui de Bethe-Heitler [41]. Basé sur l'approximation de Born [42] (la fonction d'onde est approximée à une onde plane), ce modèle simplifié permet d'obtenir une

description réaliste de la perte d'énergie radiative, en considérant que l'énergie de l'électron incident reste, avant et après la collision, supérieure à E_0 [37].

Pour un électron d'énergie E , la valeur moyenne de la perte d'énergie totale est la somme de la perte subie par collision et de la perte subie par effet radiatif [34]. On appelle énergie critique E_c pour un matériau, l'énergie de l'électron pour laquelle :

$$\left(-\frac{dE}{dX}\right)_{coll} = \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{rad} \quad (13)$$

Si l'énergie de l'électron incident est inférieure à E_c alors c'est l'effet collisionnel qui est prépondérant, sinon c'est le radiatif. Bethe et Heitler ont démontré que le rapport entre le pouvoir d'arrêt radiatif et le pouvoir d'arrêt collisionnel est donné par la formule semi-empirique suivante [34] :

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dX}\right)_{rad}}{\left(-\frac{dE}{dX}\right)_{coll}} \cong \frac{\gamma Z}{1600} \quad (14)$$

A partir de cette formule empirique, nous retrouvons approximativement la formule de Berger et Seltzer [43]. Et nous pouvons en déduire E_c :

$$E_c \approx \frac{800}{Z + 1,2} \text{ MeV} \quad (15)$$

2.2.2.2 – Application dans la silice

Le pouvoir d'arrêt des électrons dans la silice ($Z = 14$) obtenu à l'aide des formules précédentes est donné figure 20–a. Ces courbes sont comparées à celles du pouvoir d'arrêt obtenu par le code de simulation Penelope [44] figure 20–b. Ce code de simulation a été choisi pour sa simplicité à tracer des courbes de section efficace. De plus, les tables de Penelope sont utilisables pour les simulations Geant4.

Dans notre cas (c'est-à-dire pour des électrons ayant une énergie maximale de 500 keV) l'effet radiatif est négligeable. Il y a un bon accord entre l'énergie critique simulée et théorique ($E_c \approx 60 \text{ MeV}$).

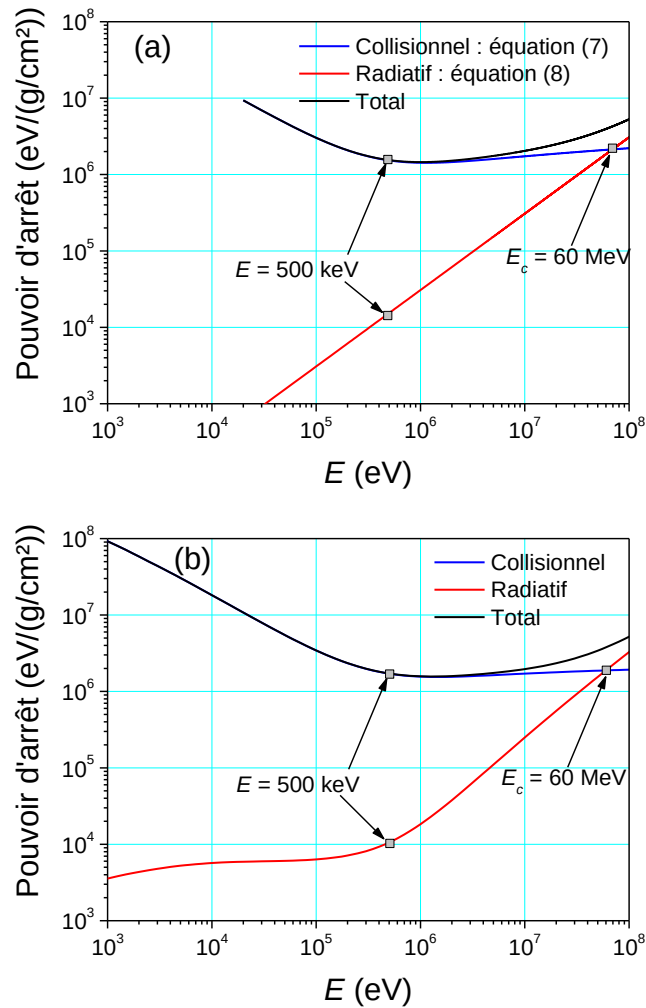


Figure 20 : Pouvoir d'arrêt des électrons dans la silice – Comparaison entre les formules (a) et les tables de Penelope (b) [45]

Notons, que les résultats issus des tables de Penelope et issus des formules diffèrent légèrement (pour une énergie supérieure à 200 keV, l'écart est de l'ordre de 5%). En effet pour des énergies trop faibles, il est difficile de faire coïncider les courbes obtenues par un code de simulation (dont les tables de pouvoir d'arrêt sont faites à l'aide d'expériences et de formules complexes) et une simple formule théorique.

Nous donnons figure 21, les sections efficaces utilisées dans le code Penelope pour chaque processus physique. De ces courbes, nous confirmons que le rayonnement de freinage est négligeable, dans le domaine qui nous intéresse. Cette conclusion permettra dans certains cas de désactiver le rayonnement de freinage pour accélérer les simulations Geant4.

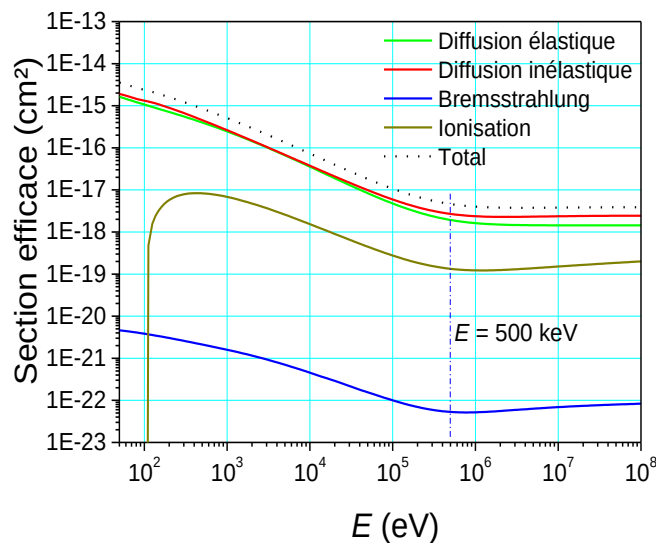


Figure 21 : Sections efficaces des effets que subit un électron dans la silice [45]

2.2.3 – Le parcours des électrons dans la matière

Du fait des interactions multiples que subissent les électrons, leurs trajectoires dans la matière sont aléatoires. Il en résulte que la distance parcourue peut être bien plus grande que la distance séparant le point d'entrée du point d'arrêt. On définit alors la portée (ou profondeur de pénétration), notée R et exprimée en mg/cm^2 . Elle correspond à la densité surfacique moyenne parcourue par un électron. Sur la figure 22, nous donnons la projection suivant Y et Z d'une simulation 3D faite sur Geant4 pour le parcours de dix électrons de 500 keV en incidence normale dans un millimètre de silice.

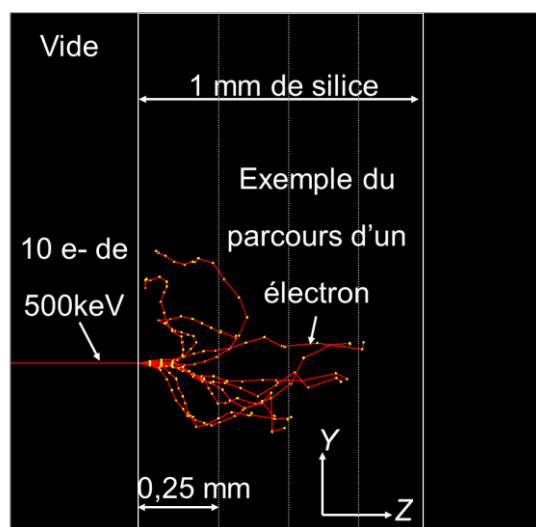


Figure 22 : Simulation Geant4 du parcours d'un électron dans de la silice

A l'heure actuelle nous ne disposons pas d'expressions analytiques permettant de calculer le parcours des électrons mais uniquement des formules empiriques, comme celle de Katz et Penfold [46] qui donne la profondeur de pénétration d'un faisceau d'électrons monoénergétique dans la matière :

- Si $0,01 \text{ MeV} < E < 3 \text{ MeV}$ $R = 412E^n$ et $n = 1,265 - 0,0954 \ln E$
- Si $2,5 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$ $R = 530E - 106$

A partir de ces expressions, il est possible de tracer, figure 23, la portée d'un électron dans la silice en fonction de l'énergie. Un électron de 500 keV parcourt environ 0,74 mm dans la silice ($\rho = 2,208 \text{ g/cm}^3$). Nous avons comparé cette valeur théorique à une simulation Geant4. La simulation, pour 1000 électrons de 500 keV en incidence normale sur une cible en silice, est représentée par le point rouge et la barre d'erreur associée.

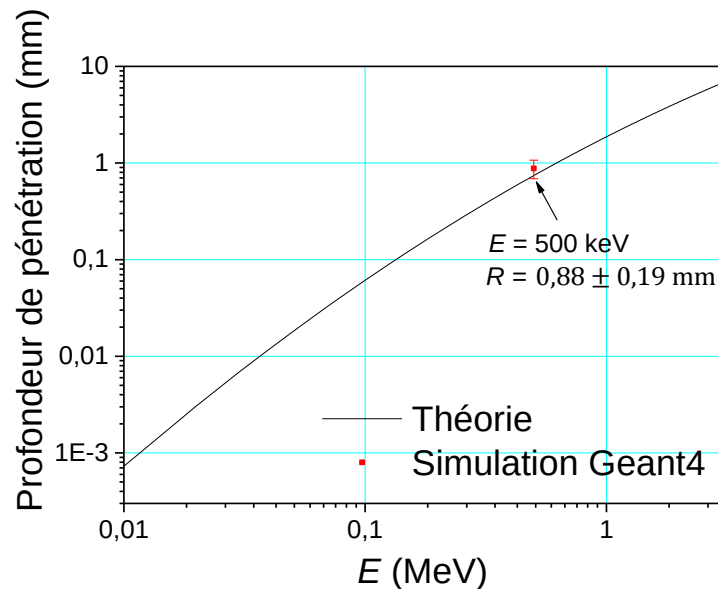


Figure 23 : Profondeur de pénétration des électrons dans la silice ($\rho = 2,208 \text{ g/cm}^3$)

2.2.4 – Diffusion angulaire

2.2.4.1 – Diffusion simple

Les collisions élastiques résultent de l'interaction des électrons avec les atomes du milieu. Au cours de ces collisions, l'électron ne perd qu'une infime partie de son énergie mais sa trajectoire est modifiée : c'est la diffusion angulaire (parfois appelée diffusion de Coulomb, en rapport à la loi dont elle déduite). Celle-ci favorise la divergence du faisceau et réduit la profondeur de pénétration des électrons dans la matière.

Rutherford [34] explique ce mécanisme, en considérant l'atome comme une charge ponctuelle qui interagit avec un électron incident. La section efficace de Rutherford est :

$$\sigma_{Ru} = \frac{r_e^2 Z^2}{4\beta^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (16)$$

où θ est l'angle de diffusion

Cette formule n'est vraie que pour un angle θ suffisamment grand. Nigam et al [47] ont cherché une formule plus réaliste. Pour ce faire, ils se sont placés dans la première approximation de Born [42] (déviations aux petits angles et Z peu élevé). Ils ont obtenu :

$$\sigma_{Nig} = \frac{4r_e^2 Z^2}{\beta^4} \left(\frac{1}{4\sin^2 \frac{\theta}{2} + \theta_0^2} \right)^2 \quad (17)$$

où $\theta_0 = \frac{\alpha Z^{0,33}}{0,885\gamma\beta}$ [48] tient compte de l'effet d'écrantage du potentiel Coulombien par le milieu.

A partir de cette section efficace, nous retrouvons l'équation (16) pour $\theta \gg \theta_0$.

2.2.4.2 – La diffusion multiple

Afin de considérer toutes les collisions que subit un électron lors de son parcours dans la matière, il est nécessaire de s'intéresser aux modèles de diffusion multiple. Il en existe quatre, le premier celui de Molière [49], simplifié par Bethe [50], le second celui de Goudsmit et Saunderson [51, 52], le troisième celui de Snyder et Scott [53, 54] et enfin le dernier celui de Lewis [55]. Les trois derniers modèles apportent différentes corrections à celui de Molière. Nous nous restreindrons à une description sommaire du modèle de Molière.

La théorie de Molière est obtenue dans la première approximation de Born. Elle consiste à résoudre l'équation de transport de la fonction de distribution des électrons lorsqu'ils traversent une épaisseur p de matière. Elle est donnée dans la limite des petits angles par [56, 50] :

$$f_M(\theta, p)\theta d\theta = \Theta d\Theta \left(f^{(0)}(\Theta) + \frac{1}{B} f^{(1)}(\Theta) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}(\Theta) \right) \quad (18)$$

où $f_M(\theta, p)\theta d\theta$ est le nombre d'électrons qui ont traversés la matière, dans l'intervalle $d\theta$.

Avec :

$$\Theta = \frac{\theta}{\theta_c \sqrt{B}}$$

$$f^{(n)}(\Theta) = \frac{1}{n!} \int_0^\infty u J_0(\Theta u) e^{\frac{-u^2}{4}} \left(\frac{u^2}{4} \ln \frac{u^2}{4} \right)^n du \quad (19)$$

Molière introduit le paramètre B solution de l'équation suivante :

$$b = B - \ln B = \ln \left(\frac{1}{1,167} \left(\frac{\theta_d}{\theta_M} \right)^2 \right)$$

θ_d est l'angle caractéristique, tel que la probabilité que se produise, sur une profondeur p , une seule collision à un angle qui lui soit supérieur soit strictement égal à 1. Il provient de la formule de Rutherford [50] :

$$\theta_d^2 = 4\pi n_a p Z(Z+1) \left(\frac{r_e}{\gamma \beta^2} \right)^2 \quad (20)$$

Et l'angle écran tel qu'il a été défini par Molière est :

$$\theta_M = \sqrt{\theta_0^2 \left(1,13 + 3,76 \left(\frac{\alpha Z}{\beta} \right)^2 \right)} \quad (21)$$

Molière a montré que pour que sa théorie soit valide il faut $e^b > 20$. De plus, Bethe dit que pour obtenir une précision de 1% sur la distribution angulaire, seules les fonctions $f^{(0)}$, $f^{(1)}$, $f^{(2)}$ sont nécessaires. Il donne une valeur approchée de ces trois fonctions dans son papier sur l'interprétation de la diffusion multiple de Molière [50]. Dans ce même document, il définit $f^{(0)} = 2e^{-\theta^2}$ (fonction gaussienne), en considérant un grand nombre de collisions c'est à dire $B \cong b$. Si l'on considère que seul le premier terme de la fonction de distribution de Molière domine (ce qui est une bonne approximation), l'équation (18) s'écrit $f_M(\theta, p) = 2e^{-\frac{\theta^2}{\theta_c^2 B}}$. A partir de cette gaussienne il est possible de définir l'angle quadratique moyen de diffusion des électrons dans la matière. Williams a proposé une valeur approchée de cet angle [57, 56] :

$$\langle \theta_w^2 \rangle = \theta_d^2 \ln \left(\frac{1}{1,167} \left(\frac{\theta_d}{\theta_M} \right)^2 \right) \quad (22)$$

De cette formule, nous pouvons calculer une approximation de l'angle moyen de diffusion des électrons de 500 keV en fonction de l'épaisseur d'aluminium. Celui-ci est représenté figure 24 :

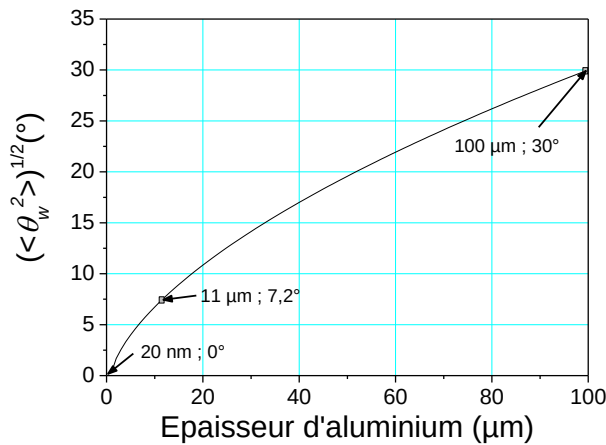


Figure 24 : Angle de diffusion pour des électrons de 500 keV dans de l'aluminium

Remarque : Nous venons de donner une explication simplifiée de la diffusion multiple. Il est possible d'avoir des informations complémentaires dans la thèse de L. Gremillet [56].

2.2.5 – L'émission Cerenkov

2.2.5.1 – Historique

L'émission Cerenkov a été observée bien avant sa compréhension par Marie Curie qui, dès 1910, découvrit une lumière bleutée dans une solution de radium concentrée. Lucien Mallet [58] fit des recherches dès 1926 sur cette lumière et nota la continuité spectrale de son rayonnement. Ce n'est que quelques années plus tard que Pavel Alekseyevich Cerenkov [19] entreprit des expériences simples qui lui ont permis d'observer ce phénomène. Ilya Frank et Igor Tamm [59], ont fourni une explication du phénomène observé par Cerenkov. Celle-ci est en bon accord avec les théories dérivées de l'électromagnétisme classique. Le modèle quantique de ce rayonnement ne sera développé qu'en 1940 par Ruth Bader Ginsburg. Cerenkov, Frank et Tamm ont obtenus le prix Nobel de physique en 1958.

2.2.5.2 – Théorie

En traversant un milieu transparent avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans un milieu, c'est-à-dire pour une vitesse supérieure à $\frac{c}{n}$ où n est l'indice de réfraction de ce milieu, les particules chargées incidentes provoquent l'émission d'un rayonnement Cerenkov (figure 25).

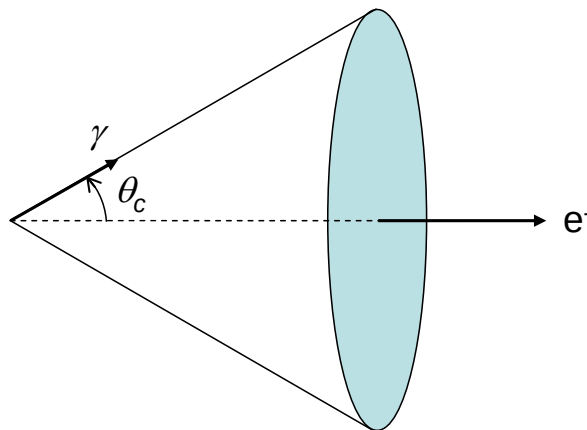


Figure 25 : Cône Cerenkov

La polarisation des molécules d'un milieu est un phénomène résultant du champ électromagnétique créé par une particule ayant une vitesse $v = \beta c$. Après le passage de la particule, la dépolarisation des molécules engendre l'émission d'ondes électromagnétiques sphériques se propageant à une vitesse $v_l = \frac{c}{n}$.

Deux cas sont alors à envisager (figure 26) :

- $v \leq v_l$: la particule va moins vite que la vitesse de la lumière dans le milieu ce qui implique que les fronts d'ondes ne peuvent pas être en phase. Aucune émission de lumière n'est observée.
- $v \geq v_l$: la particule va plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu, les fronts d'ondes émis interfèrent de façon constructive dans une direction faisant un angle θ_c par rapport à la trajectoire de la particule. Emission de lumière Cerenkov.

Remarque : Si le milieu est transparent au rayonnement émis, une émission de photons apparaît, son spectre suit une loi en $\frac{1}{\lambda^2}$ (où λ est la longueur d'onde).

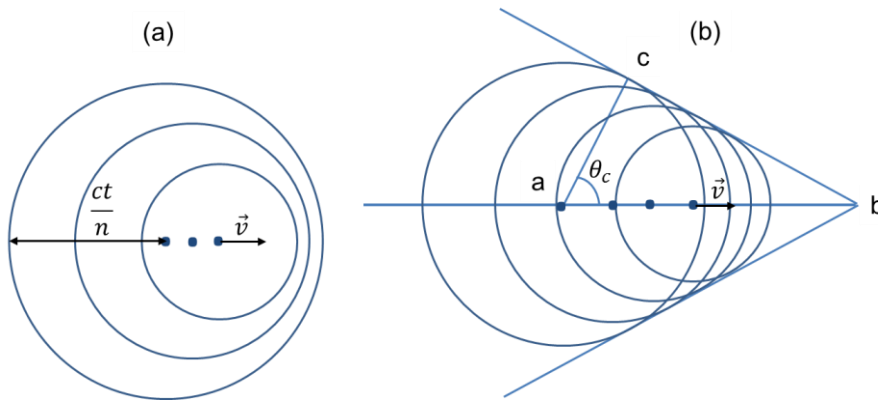


Figure 26 : Fronts d'ondes pour $v \leq v_l$ (a) et pour $v \geq v_l$ (b)

La relation fondamentale du rayonnement de Cerenkov est :

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (23)$$

Cette formule est obtenue à partir de la construction de Huygens [60]. Elle permet de calculer l'angle d'émission des photons Cerenkov perpendiculaires aux fronts d'ondes. On retrouve, par cette relation, la vitesse relative limite de la particule ($\beta_{min} = \frac{1}{n}$) nécessaire pour avoir l'émission du rayonnement Cerenkov. Pour une particule ultra-relativiste, β atteint sa limite asymptotique de 1 ce qui définit l'angle maximum d'émission $\theta_{max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right)$.

Remarque : Il ne peut pas y avoir d'émission si $n < 1$ (c'est le cas d'un plasma).

Le nombre N_γ de photons de longueur d'onde λ émis lors de la traversée d'une épaisseur p d'un milieu d'indice n par une particule de vitesse β est déterminé par la théorie de Franck et Tamm [59, 61] :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dp d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \quad (24)$$

Pour obtenir cette formule, les conditions simplificatrices suivantes ont été supposées par Frank et Tamm :

- L'électron a une vitesse constante
- Les interactions électrons-matière sont négligées
- Le milieu est considéré comme continu et uniforme

En intégrant cette équation entre λ_{min} et λ_{max} , et en supposant que l'angle Cerenkov varie peu dans la gamme considérée c'est-à-dire en considérant que l'indice de la cible ne dépend pas de la longueur d'onde (ce qui est d'après la figure 41 une bonne approximation), on trouve la relation pratique suivante :

$$N_\gamma = 2\pi\alpha p \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) \sin^2 \theta_c \quad (25)$$

où λ_{min} et λ_{max} dépendent de la chaîne optique et de la transmission de la cible.

Remarque : Dans notre cas, pour respecter la troisième hypothèse de Frank et Tamm, énoncée ci-dessus, et en connaissant la transmission de la cible Cerenkov, de la caméra et des densités optiques, nous avons fixé $\lambda_{min} = 400$ nm et $\lambda_{max} = 700$ nm.

2.2.5.3 – Application dans la silice

Comme nous l'avons précisé dans l'introduction, les applications du diagnostic Cerenkov sont diverses et variées. En astronomie, des télescopes équipés de caméras rapides détectent le rayonnement Cerenkov émis par les rayons cosmiques dans l'atmosphère [62]. D'autres travaux existent où le détecteur Cerenkov utilisé est en aérogel [20, 21]. Ce solide de faible densité est utilisé pour des particules dont l'énergie est supérieure au MeV. D'autres travaux utilisent des gaz [22] ou encore des liquides [63] comme détecteur Cerenkov.

Pour les applications de Cerenkov du RKA, nous avons préféré utiliser une cible en silice d'indice $n = 1,46$. Cette dernière est placée perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau. Ceci a deux intérêts tout d'abord il est très facile de passer de l'objet à tester dans le cadre des applications de dépôt d'énergie de basse fluence, au détecteur Cerenkov. Ensuite nous pouvons facilement changer la distance anode-cible sans avoir à nous occuper du système optique. Ce n'est pas le cas quand la cible est placée à 45° de l'axe de propagation du faisceau [64].

Sur la figure 27, nous présentons une simulation Geant4 de l'effet Cerenkov. Cette simulation a comme donnée d'entrée un électron de 500 keV en incidence normale. De plus, l'ensemble des processus physiques appliqués aux électrons et aux photons est désactivé afin de se placer dans les mêmes conditions simplificatrices que Franck et Tamm.

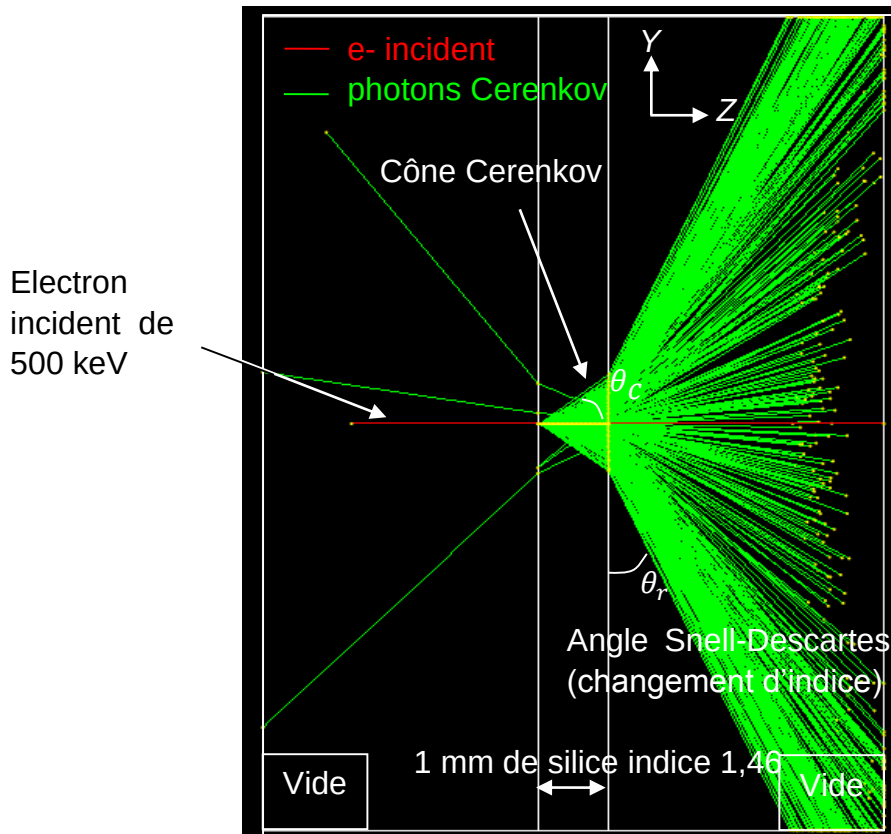


Figure 27 : Simulation Geant4 de l'effet Cerenkov

Cette simulation nous a permis de vérifier la valeur de l'angle Cerenkov pour une énergie donnée. Nous remarquons aussi qu'en sortant de la silice, les photons changent de direction, ceci provient de la loi de réfraction Snell-Descartes [65]. Afin de s'assurer du bon fonctionnement de la simulation (et de retrouver les résultats obtenus par le calcul), nous avons mesuré l'angle Cerenkov et l'angle de Snell-Descartes [65] dont la formule est la suivante :

$$n \sin \theta_c = \sin \theta_r \quad (26)$$

où θ_r est l'angle de réfraction

Remarque : L'angle limite θ_l au-delà duquel nous avons réflexion totale sur la face de sortie est donné par :

$$\theta_l = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right) \quad (27)$$

En prenant $n = 1,46$ pour la silice, on a $\theta_l = 43,6^\circ$ et, au-delà de cet angle, toute la lumière se réfléchit dans la silice. De plus, pour cette même cible, $\theta_{max} = 44,2^\circ$. Cet angle est atteint pour une énergie de l'ordre de 1,5 MeV, au-delà de cette énergie l'angle Cerenkov a atteint sa valeur asymptotique.

A partir des différentes formules associées à l'émission Cerenkov, pour un électron traversant 1 mm de silice, nous pouvons tracer les courbes donnant l'angle d'émission des photons (figure 28), le nombre de photons émis (figure 29) et leur spectre (figure 30). Ces courbes sont comparées aux simulations réalisées avec Geant4. Afin de donner des barres d'erreurs sur l'angle de diffusion et sur le nombre de photons, les simulations Geant4 ont été reproduites 10 fois pour chaque énergie de l'électron incident.

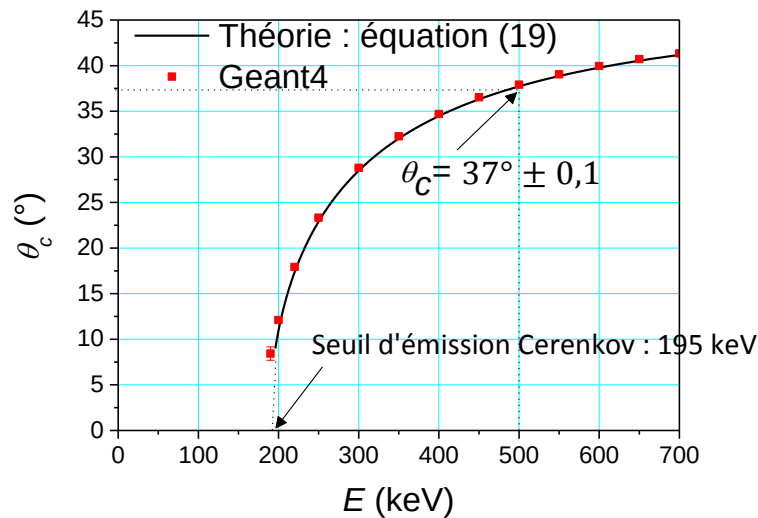


Figure 28 : Angle Cerenkov dans 1 mm de silice en fonction de l'énergie de l'électron incident

Remarque : Pour la figure ci-dessus, les barres d'erreur sont confondues avec les points de calcul (en rouge sur la figure). En comparant les résultats de la simulation à la théorie, nous concluons sur le fait que l'accord entre la simulation et la théorie est très bon.

Le seuil d'émission théorique pour une cible en silice d'indice 1,46, est de 195 keV. La simulation donne sensiblement la même valeur. De plus, pour un électron de 500 keV, l'angle Cerenkov théorique est $\theta_c = 37^\circ$, avec Geant4 nous obtenons le même résultat.

Comparons maintenant le nombre théorique de photons (équation (25)) à une simulation Geant4 pour différentes énergies de particules incidentes :

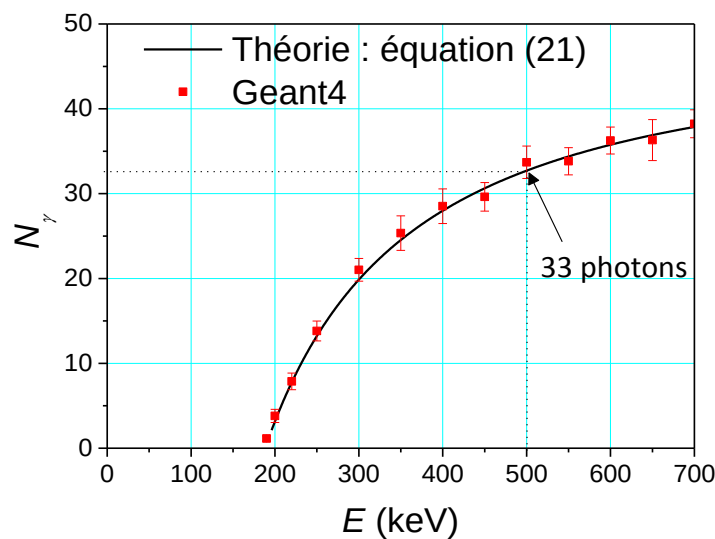


Figure 29 : Nombre de photons produits dans 1 mm de silice en fonction de l'énergie de l'électron incident

Nous constatons un très léger écart entre la simulation et la théorie, ceci provient de l'indice de la silice qui est fixé à une valeur unique pour la théorie alors qu'il dépend de l'énergie des photons avec Geant4. L'écart est relativement faible pour les énergies simulées. A 500 keV le nombre de photons générés est de 33 photons par le calcul et 33 ± 2 pour la simulation.

Enfin, le spectre photonique en fonction de la longueur d'onde est tracé sur la figure 30. Que ce soit pour la théorie ou pour la simulation nous retrouvons la décroissance en $\frac{1}{\lambda^2}$.

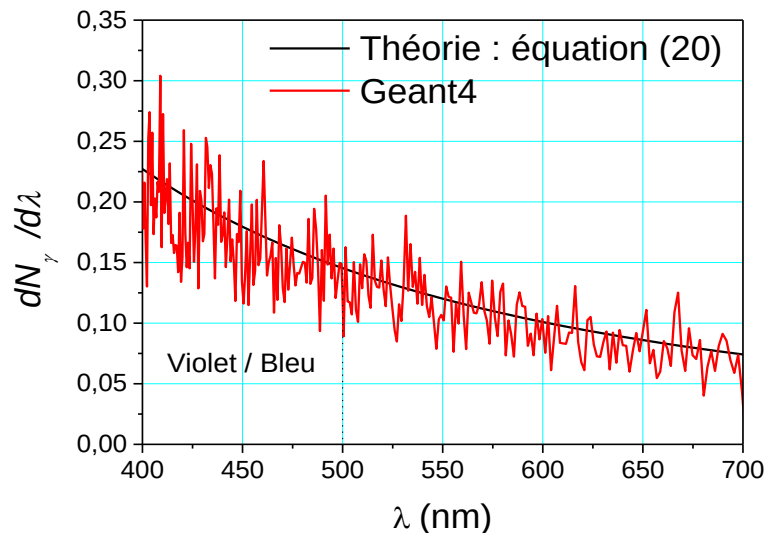


Figure 30 : Spectre photonique normalisé dans 1 mm de silice pour un électron incident de 500 keV

Remarque : Les fluctuations présentes sur la courbe rouge sont liées au nombre de particules simulées. En augmentant ce nombre, l'amplitude des fluctuations aurait diminué mais le temps de calcul aurait été supérieur.

Remarque : La lumière émise par l'effet Cerenkov, est souvent appelée la lumière bleutée (en rapport à la couleur de l'eau des piscines de stockage des combustibles dans les centrales nucléaires). A partir du spectre de la figure ci-dessus, il est plus facile de comprendre la raison.

Remarque : Une étude a été réalisée afin de retrouver expérimentalement cette fonction de transfert, elle est donnée en annexe A.1.

2.2.5.4 – Remarque

La tâche lumineuse obtenue par l'émission Cerenkov est théoriquement plus large que le faisceau incident. Un électron de 500 keV traversant une cible de 1 mm va créer une image de 1,6 mm de diamètre qui correspond à l'ensemble des cônes générés tout au long du parcours. Or un électron n'a pas une trajectoire rectiligne, en traversant cette même cible il va changer de direction et perdre de l'énergie. Des travaux sur l'influence de la diffusion multiple et sur la largeur angulaire du rayonnement Cerenkov ont été entrepris par K.G. Dedrick [66]. Ces résultats ont été exagérés car l'angle de diffusion moyen n'était pas parfaitement connu. En considérant l'angle Cerenkov, l'angle de diffusion des électrons dans la

silice, le parcours des électrons et la réfraction des photons, on estime que l'image obtenue ne sera pas aussi large que nous aurions pu le penser [9].

Analytiquement il n'est pas possible d'évaluer cet hypothétique élargissement de la tâche lumineuse. Le seul moyen est la simulation numérique à partir de codes Monte Carlo tel que Geant4.

2.2.5.5 – Fonction de transfert

A partir des simulations faites sur Geant4, nous avons voulu estimer la fonction de transfert associée à l'émission Cerenkov. Un faisceau de 70 mm de diamètre composé de 40 000 électrons monoénergétiques de 500 keV, est envoyé, en incidence normale, sur la cible en silice dont la caractérisation sera détaillée dans le chapitre 3.3.4.1. Cette dernière a un diamètre de 100 mm pour une épaisseur de 1 mm. Le profil spatial du faisceau d'électrons est donné sur la figure 31, la largeur de chaque pas de cet histogramme est de 0,25 mm :

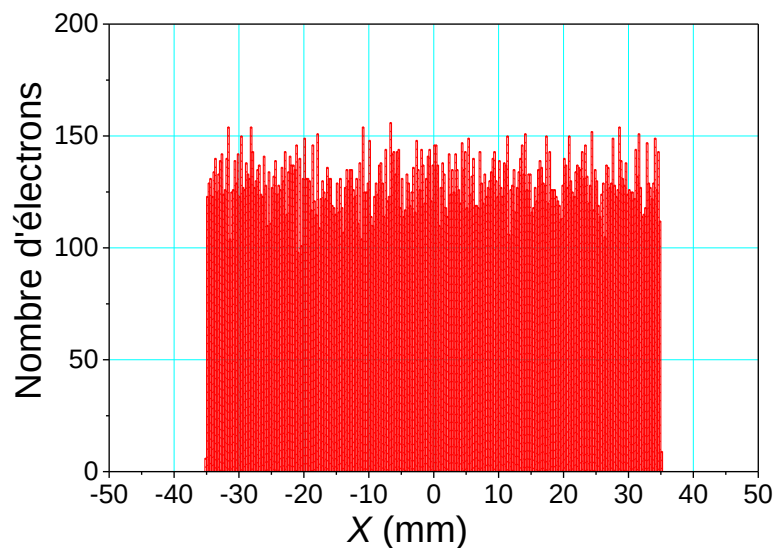


Figure 31 : Faisceau d'électrons simulé, monoénergétique de 500 keV et de 70 mm de diamètre.

Afin d'évaluer la fonction de transfert, nous avons observé en face arrière de la cible l'ensemble des photons Cerenkov sortants. Toute la physique appliquée à la propagation des électrons est activée. Le profil suivant l'axe X des photons issus de l'émission Cerenkov est donné figure 32.

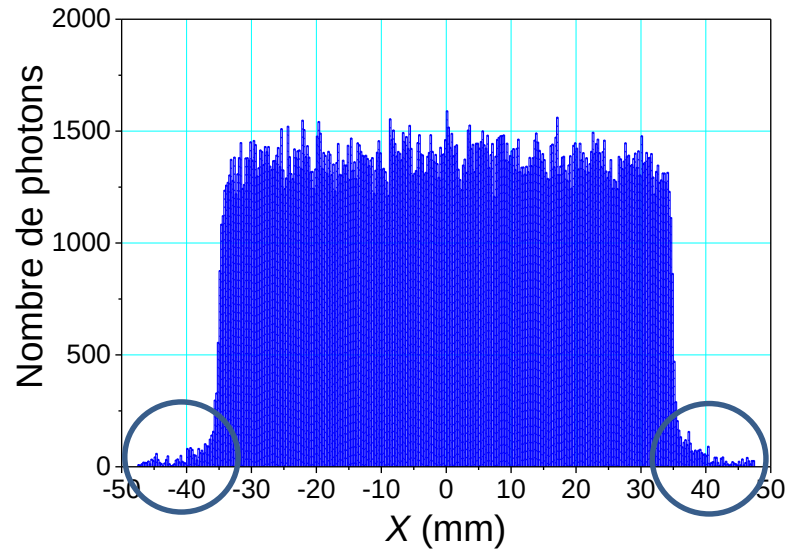


Figure 32 : Profil spatial des photons Cerenkov sortants de la cible en silice

Nous constatons très rapidement, à partir de ces deux figures, que la fonction de transfert associée à l'effet Cerenkov est très proche de 1. La forme des deux profils spatiaux est sensiblement la même, une légère différence subsiste dans les deux zones entourées. Celle-ci provient, comme nous venons de le voir, de l'ensemble des cônes générés tout au long du parcours des électrons dans la silice.

2.3 – Les interactions photons-matière

En interagissant avec la matière, les électrons produisent des photons de quelques eV (lorsqu'ils sont produits par l'émission Cerenkov), et de quelques keV jusqu'à l'énergie de l'électron incident (lorsqu'ils proviennent du rayonnement de freinage). Il est nécessaire de connaître le comportement de ces photons dans la matière.

Lors d'interactions photons-matière des phénomènes physiques, dépendant fortement du milieu traversé et de l'énergie des photons incidents, apparaissent : l'effet photoélectrique [67], la diffusion Compton [68], la diffusion Rayleigh [69] et la production de paires électrons-positrons [70].

Dans la gamme d'énergie qui nous concerne la production de paires est inexistante, elle apparaît uniquement (comme nous le verrons chapitre 2.3.4) pour des photons dont l'énergie est supérieure à 1,022 MeV.

Sur la figure 33 sont représentés les effets dominants en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique de l'absorbant. La diffusion de Rayleigh n'apparaît pas sur cette figure.

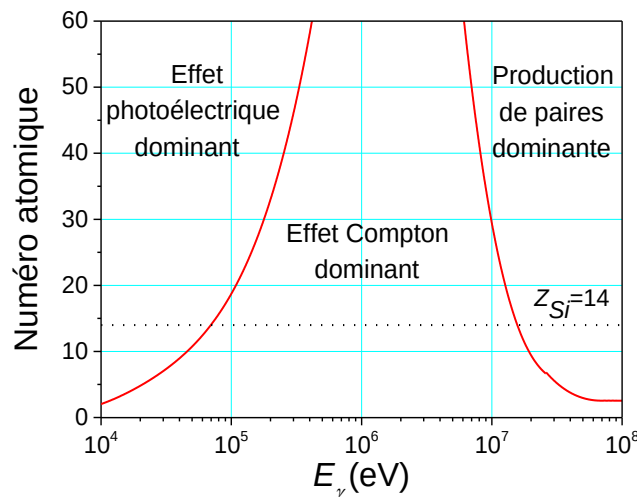


Figure 33 : Interactions prépondérantes suivant l'énergie du photon incident et le numéro atomique du milieu

Nous présentons maintenant les quatre processus physiques correspondants à l'interaction des photons dans la matière, puis nous étudierons les tables de sections efficaces dans le chapitre 2.3.5.

2.3.1 – Effet photoélectrique

Dans cette interaction, le photon incident éjecte un électron atomique de son orbite et disparaît par absorption, voir la figure 34. L'énergie cinétique de l'électron en question est alors égale à la différence entre l'énergie initiale du photon E_γ et l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome (E_1) autrement dit, l'électron émerge de l'atome avec une énergie $E_{e^-} = E_\gamma - E_1$ [71].

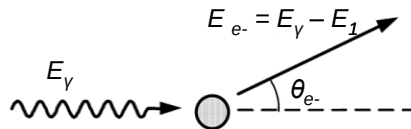


Figure 34 – Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique fait intervenir l'atome tout entier. Il est caractérisé par une section efficace atomique, toutefois, cette dernière correspond à la somme des contributions des électrons périphériques. Une fois tracée sur un graphe log-log, la section efficace de l'effet photoélectrique apparaît comme une succession de droites séparées par des discontinuités. Lorsque l'énergie du photon incident est inférieure à l'énergie de liaison des électrons dans une couche donnée, il ne peut pas éjecter les électrons correspondants et ceux-ci ne participent pas au processus d'absorption, pour de la silice, cet effet existe uniquement pour $E_\gamma \geq 18$ eV.

Pour une énergie supérieure à l'énergie caractéristique de la couche K, l'ionisation de cette couche compte pour environ 80% de tous les événements d'ionisation de l'atome [71].

Heitler [41] a calculé, dans le cadre de l'approximation de Born, la section efficace d'effet photoélectrique relative à la couche K [72]. Cette approximation consiste à remplacer les fonctions d'ondes de l'électron considéré par des fonctions d'ondes planes correspondantes à un électron libre. Ainsi si l'énergie du photon incident est grande par rapport à l'énergie d'ionisation de l'électron de la couche K, on utilise, une onde plane pour la fonction d'onde du photoélectron.

2.3.2 – Diffusion Compton

Un photon, dans un choc élastique, est diffusé par un électron atomique, il subsiste, mais dans une direction différente de la direction initiale. Le photon est diffusé d'un angle θ_γ et cède une partie de son énergie à l'électron qui part dans la direction θ_{e^-} [73] (voir figure 35).

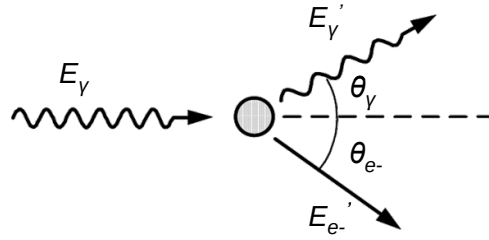


Figure 35 – Diffusion Compton

En écrivant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on obtient l'énergie E_{e^-}' acquise par l'électron et la nouvelle énergie du photon diffusé E_γ' en fonction de θ_γ et θ_{e^-} :

$$\begin{aligned}
 E_{e^-}' &= \frac{\frac{E_\gamma}{E_0}(1 - \cos \theta_\gamma)}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{E_0}(1 - \cos \theta_\gamma)\right)} \\
 E_\gamma' &= \frac{1}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{E_0}(1 - \cos \theta_\gamma)\right)} \\
 \theta_{e^-} &= \arctan \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{E_\gamma}{E_0}\right) \tan \frac{\theta_\gamma}{2}} \right)
 \end{aligned} \tag{28}$$

La probabilité de cette diffusion a été calculée par Klein-Nishina [74], elle est tracée figure 36. Cette formule est applicable pour des électrons libres [34] :

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1 + \cos^2 \theta_\gamma}{\left(1 + \frac{E_\gamma}{E_0}(1 - \cos \theta_\gamma)\right)^2} \left(1 + \frac{\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)^2 (1 - \cos \theta_\gamma)^2}{(1 + \cos^2 \theta_\gamma) \left(1 + \frac{E_\gamma}{E_0}(1 - \cos \theta_\gamma)\right)} \right) \tag{29}$$

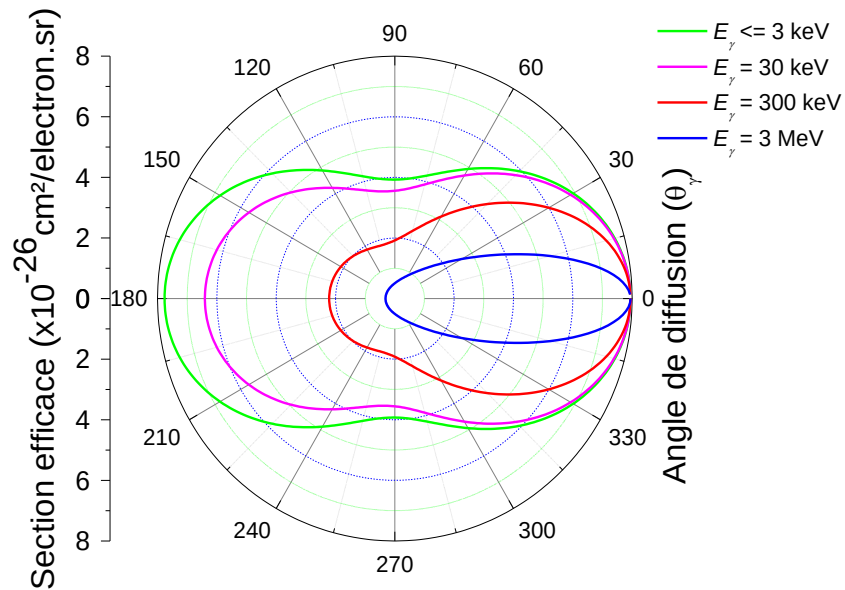


Figure 36 – Section efficace différentielle en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion pour l'effet Compton dans de la silice

2.3.3 – Diffusion Rayleigh

Lors de cette diffusion, le photon incident est absorbé par un électron de l'atome. L'électron passe sur une couche d'énergie supérieure et émet un photon de la même énergie que le photon incident puis il revient sur sa couche d'origine. On parle de transition virtuelle, elle n'est pas réelle. La diffusion Rayleigh est un processus à basse énergie, c'est-à-dire qu'il est dominant lorsque l'énergie des photons est petite devant l'énergie nécessaire pour porter l'atome dans un état excité [34]. Ce processus de diffusion est représenté figure 37.

La direction de propagation de l'onde électromagnétique, associée au photon, change sans diminution de l'énergie du photon. Il n'y a pas d'échange d'énergie entre le photon et la matière.

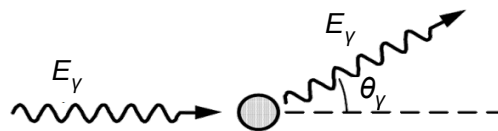


Figure 37 – Diffusion Rayleigh

2.3.4 – Production de paires

Un photon disparaît dans le champ d'un noyau, en donnant naissance à une paire électron-positron comme représenté sur la figure 38. Le seuil en énergie de cette réaction est $2m_0c^2$ ($m_0c^2 = 511 \text{ keV}$) [73]. La théorie de la production de paires par les photons est intimement liée au processus inverse de la production du rayonnement de freinage [71]. Après la création d'une paire, le positron et l'électron ralentissent dans le milieu en émettant des photons de Bremsstrahlung qui, à leur tour, vont créer des paires électrons positrons et ainsi de suite. Le positron, après avoir été ralenti suffisamment, s'annihile avec un électron du milieu en donnant naissance à deux photons d'énergie 511 keV émis à 180° .

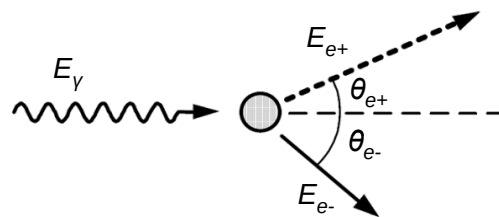


Figure 38 – Production de paires

2.3.5 – Sections efficaces des photons dans la silice

Contrairement aux électrons, qui réalisent beaucoup d'interactions avec la matière et qui sont absorbés très près du point où a eu lieu leur première interaction, les photons n'interagissent que très peu avec la matière. C'est pourquoi on ne parle pas de parcours des photons dans la matière mais plutôt de libre parcours moyen. Il s'agit de la distance moyenne parcourue par un photon d'énergie donnée avant sa première interaction dans un matériau.

L'atténuation que subit un faisceau de photons en traversant la matière résulte des quatre types d'interactions que nous venons d'énoncer, chacune d'entre elles est dominante pour une énergie donnée. Les sections efficaces de ces interactions sont résumées ci-dessous. La section efficace totale est la combinaison de ces effets comme représenté sur la figure 39.

- En s'appuyant sur la théorie d'Heitler, la section efficace de l'effet photoélectrique relatif à la couche K est [71] :

$$\begin{aligned}\sigma_{ph} &\approx \sigma_{Th}^4 \alpha^2 \sqrt{2} Z^5 \left(\frac{E_0}{E_\gamma} \right)^{7/2} \text{ pour } E_\gamma \ll E_0 \\ \sigma_{ph} &\approx \sigma_{Th} \frac{3\alpha^4}{2} Z^5 \left(\frac{E_0}{E_\gamma} \right)^{7/2} \text{ pour } E_\gamma \gg E_0\end{aligned}\quad (30)$$

où σ_{Th} est la section efficace de Thomson [75] ($\sigma_{Th} = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 0,665$ barn)

- Pour obtenir la section efficace de diffusion Compton, nous intégrons sur tous les angles la section efficace différentielle (équation (29)). La section efficace obtenue est [34] :

$$\sigma_C = \frac{3}{8} \frac{E_0}{E_\gamma} \sigma_{Th} \left(\left(1 - \frac{2 \left(1 + \frac{E_\gamma}{E_0} \right)}{\left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2} \right) \ln \left(1 + 2 \frac{E_\gamma}{E_0} \right) + \frac{1}{2} + 4 \frac{E_0}{E_\gamma} - \frac{1}{2 \left(1 + 2 \frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2} \right) \quad (31)$$

- Tout comme pour l'effet photoélectrique il est très difficile de donner une formule pour la section efficace du processus. D'après Debye [34], la section efficace de la diffusion Rayleigh est :

$$\sigma_R \cong E_\gamma^4 \quad (32)$$

- La section efficace de la création de paires en fonction de l'énergie du photon incident est la suivante [71] :

$$\begin{aligned}E_0 \ll E_\gamma \ll E_0 \frac{Z^{1/3}}{\alpha} \text{ (pas d'effet d'écrantage) :} \\ \sigma_p = r_e^2 Z^2 \alpha \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{E_0} \right) - \frac{218}{27} \right) \\ E_\gamma \gg E_0 \frac{Z^{1/3}}{\alpha} \text{ (effet d'écrantage complet) :} \\ \sigma_p = r_e^2 Z^2 \alpha \left(\frac{28}{9} \ln \left(183 Z^{-1/3} \right) - \frac{2}{27} \right)\end{aligned}\quad (33)$$

Tout comme pour le pouvoir d'arrêt des électrons, les sections efficaces des photons dans la silice, sont tracées à partir des formules précédemment citées et à partir des tables de sections efficaces du code de simulation Penelope [45].

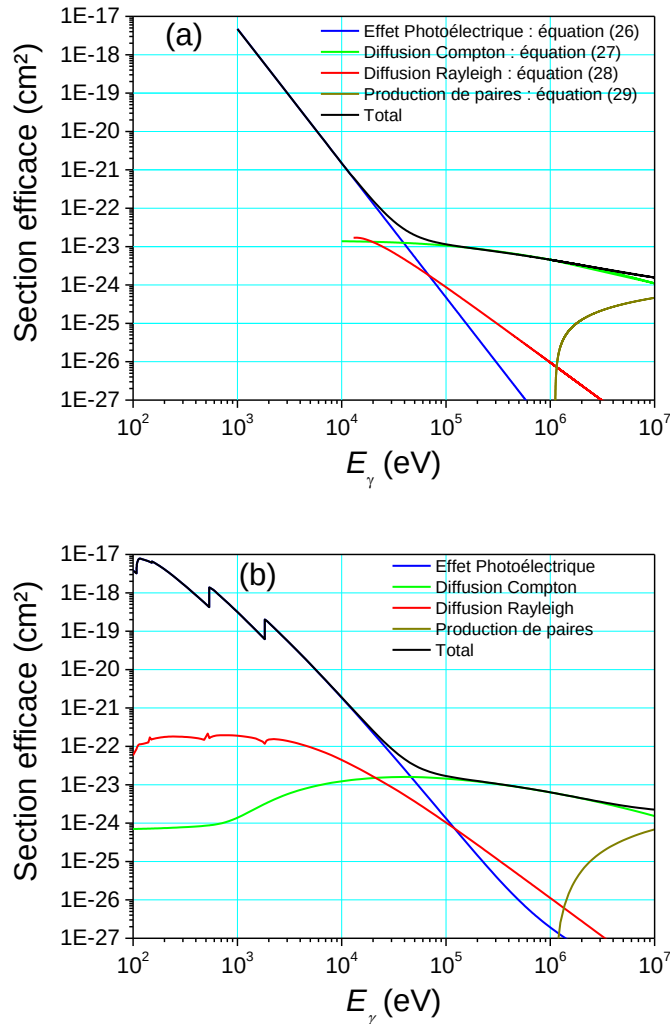


Figure 39 – Sections efficaces en fonction de l'énergie du photon incident dans de la silice – Comparaison entre les formules (a) et les tables de Penelope (b) [45]

Pour l'effet photoélectrique et la diffusion Rayleigh qui dépendent des couches des électrons atomiques, il est très difficile de faire superposer les courbes obtenues par les formules et par le code de simulation.

Nous remarquons un bon accord entre les sections efficaces provenant des tables de Penelope et celles tracées à partir des formules théoriques pour $E_\gamma > 2 \cdot 10^4$ eV.

L'effet Cerenkov produit des photons dans le domaine du visible (ayant une énergie comprise entre 1 et 4 eV) alors que le rayonnement de freinage peut produire des photons ayant une énergie atteignant 500 keV (énergie maximale des

électrons). Sur la figure 39, nous constatons que pour des photons ayant une énergie de l'ordre de 100 eV l'effet photoélectrique est dominant. On pourrait alors supposer que pour les photons Cerenkov c'est ce processus qui va dominer. Or l'effet photoélectrique n'existe que pour des énergies supérieures à 18 eV dans la silice. On en déduit que le seul effet important pour les photons produits par l'effet Cerenkov est la diffusion Rayleigh.

Chapitre 3 :

Les moyens de simulation

3.1 – La méthode Monte Carlo

La simulation joue un rôle fondamental dans de nombreux domaines et dans de nombreuses phases d'un projet expérimental, elle permet :

- De concevoir le dispositif expérimental
- D'évaluer et définir les résultats de physique du projet
- D'évaluer ses risques potentiels
- D'estimer les performances de l'expérience
- De développer, tester et optimiser les logiciels de reconstruction et d'analyse des événements physiques
- De contribuer aux calculs et à la validation des résultats de physique

La méthode Monte Carlo [76] est une méthode utilisée pour chercher des solutions à un problème mathématique en utilisant un échantillonnage statistique à l'aide de nombres aléatoires. Historiquement la méthode Monte Carlo a été créée en 1772 avec « les aiguilles du Comte de Buffon » [77]. En jetant aléatoirement des aiguilles sur un parquet constitué de lattes de bois parallèles, séparées d'une distance prise pour unité de longueur, il démontre que la probabilité de chevaucher une ligne est $\frac{2k}{\pi}$ où k est la longueur de l'aiguille ($k < 1$). Cette méthode a permis de donner par la suite une valeur approchée de π . C'est en 1812 que P. S. de Laplace donne une formulation mathématique de cette valeur [78]. Bien que le principe ait été abordé en 1772 par Buffon, le développement majeur de la méthode Monte Carlo a été initié au vingtième siècle par J. Von Neumann, S. Ulam et N. Metropolis [79, 80]. Inspiré de l'intérêt d'Ulam pour le poker, Metropolis, faisant référence au grand centre de casinos et de jeux de hasard de Monte Carlo, donna le nom de Monte Carlo à cette méthode. Afin de résoudre des équations aux dérivées partielles pour le projet Manhattan [81] à Los Alamos, et de faire les premières applications de transport des particules, Von Neumann créa en 1945 le premier code Monte Carlo sur ordinateur [82]. Puis, suivi en 1963 le premier code de transport Monte Carlo en FORTRAN : MCS, qui devint MCN en 1965, incluant les interactions neutroniques et enfin MCNP (FORTRAN 77) en 1977 [83].

3.1.1 – Le principe

La méthode Monte Carlo repose sur l'utilisation de nombres aléatoires. On génère une séquence aléatoire d'états accessibles par un système. Les configurations générées par la méthode Monte Carlo doivent répondre à deux conditions. La première dit que chaque nouvelle configuration ne dépend que de la configuration précédente. La seconde impose que chaque changement de configuration donne lieu à un nombre fini de nouvelles configurations.

3.1.2 – Notion « d'histoire condensée »

Un traitement « événement par événement » du transport des électrons, tel qu'il est pratiqué pour les photons, n'est pas envisageable compte tenu du grand nombre de collisions que peut subir un électron. La simulation est alors traitée de façon à ce que chaque histoire (ou étape de calcul) soit composée d'une suite d'événements. Berger [84] a divisé en deux classes distinctes les algorithmes de transport des électrons :

- Dans un algorithme de classe I, l'histoire des électrons est divisée en plusieurs étapes. L'énergie perdue au cours de chaque étape (ou *step*) est calculée à partir du pouvoir d'arrêt total. Cette énergie est déposée en fin ou en milieu d'étape, le changement de direction est déterminé suivant une théorie de diffusion multiple.
- Le principe des algorithmes de classe II, appelé également procédure mixte, consiste à prendre en compte les interactions dites catastrophiques (c'est-à-dire avec un changement radical de la trajectoire et de l'énergie) événement par événement, tandis qu'un schéma de classe I est appliqué pour les autres collisions. L'intérêt majeur des codes de classe II par rapport aux codes de classe I réside dans une meilleure prise en compte des fluctuations de pertes d'énergie. Ils permettent également d'assurer correctement la génération des particules secondaires. Les codes de classe II sont en contrepartie plus longs en temps de calcul.

3.1.3 – L'algorithme de transport des électrons

Le transport d'un électron durant un *step* se fait en ignorant les pertes dues aux diffusions multiples. L'électron peut alors être transporté suivant une ligne dans la direction qu'il avait au début du *step*, il en convient que la taille du *step* doit être petite face à la géométrie. Les différentes théories telles que celles de Molière [49] ou de Goudsmit et Saunderson [51] utilisées par les codes Monte Carlo ne permettent pas de déterminer les pertes et les déviations que subissent les particules. Aucune de ces diffusions multiples ne donne la distribution de probabilité du déplacement spatial. Chaque code de simulation doit alors intégrer le sien afin de déterminer l'angle de déviation et ajuster le parcours moyen d'une particule durant un *step* [85].

3.1.4 – L'algorithme de traversée des frontières

Pour les codes de simulations, un problème se pose lorsqu'un électron arrive à la frontière entre deux milieux. Les algorithmes de transport des électrons proposés ne sont valables que pour les milieux homogènes et infinis. Pour pallier ce problème, chaque code doit proposer un algorithme de traversée des frontières [86]. Si un électron se retrouve près d'une interface entre deux matériaux, sa trajectoire au cours d'un *step* peut être constituée de portions situées dans les deux matériaux.

3.2 – Le choix du code de simulation

Les principaux codes Monte Carlo utilisables pour l'interaction des électrons et des photons avec la matière sont : EGSnrc [87], GEANT4 [11], MCNP [83] et PENELOPE [44]. Le code de simulation GEANT4 sera détaillé dans le chapitre 3.3.1.

EGSnrc : EGS (Electron Gamma Shower) est un code de classe II. Il est constitué d'un ensemble de codes pour la simulation Monte Carlo des électrons et des photons. L'énergie des photons est comprise entre 1 keV et une dizaine de GeV, celle des électrons entre 10 keV et une dizaine de GeV. Le code EGS4 a été développé au SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) dans les années 1980 par Nelson, Hirayama et Rogers. Le code EGS4 [88], gelé depuis 1998, a été amélioré dans une version appelée EGSnrc.

PENELOPE : PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) est un ensemble de programmes écrits en Fortran 77 pour simuler le transport des particules chargées sur une gamme d'énergie allant de

100 eV à 1 GeV. Ce code de classe II a été développé à partir des années 1990 à l'Université de Barcelone [45, 44]. Il combine la simulation détaillée du transport des photons avec la simulation du transport des particules.

MCNP : MCNP (Monte Carlo N Particles) est un code Monte Carlo de classe I. De nombreuses versions de MCNP existent. L'algorithme de transport des électrons de MCNP4 repose sur le code Integrated Tiger Series (ITS 3.0) basé sur le code Monte Carlo ETRAN (Electron TRANsport).

Le code Geant4 a été retenu pour faire les simulations des interactions particules matière car il est le seul des quatre codes précédemment cités à prendre en compte l'émission Cerenkov.

3.3 – La plateforme de simulation Monte Carlo Geant4

3.3.1 – Présentation de Geant4

Avec le temps, les expériences de physique des particules sont devenues de plus en plus complexes. Elles utilisent maintenant de façon quasi systématique la simulation comme outil de développement et d'analyse, ceci étant facilité par l'essor rapide de l'informatique. Dans cette optique le CERN a développé un outil de simulation propre à cette physique nommé Geant [11].

Débuté à la fin des années 70, Geant (GEometry ANd Tracking) est réellement devenu une référence avec sa version 3 codée en Fortran. La version 4 dont le développement a commencé en 1993 est une refonte complète du code dans le langage orienté objet : C++.

Geant4 est avant tout une collaboration de scientifiques et d'ingénieurs dont le rôle est d'assurer le développement, la maintenance, la documentation et l'assistance du code de simulation, développé pour les besoins des expériences du LHC (Large Hadron Collider) [89]. Cette collaboration est divisée en seize groupes de travail, chacun ayant pour tâche la maintenance, l'amélioration et le développement d'un aspect de Geant4. Il est possible de consulter le site web de Geant4 pour avoir plus d'informations sur ces groupes [90].

Plus concrètement, Geant4 est une plateforme de simulation utilisée pour simuler le passage des particules à travers la matière. Cette plateforme est un assemblage de modules, représentant tous les aspects des processus de simulation.

3.3.2 – Architecture du code

Le code Geant4 se compose de 17 classes qui sont représentées figure 40 [91]. Ces classes permettent aux utilisateurs de différentes disciplines de la physique, de faire des simulations suivant leurs besoins. Certaines classes sont obligatoires et vont être détaillées par la suite et d'autres ne le sont pas mais une documentation complète existe pour comprendre leur fonctionnement [91].

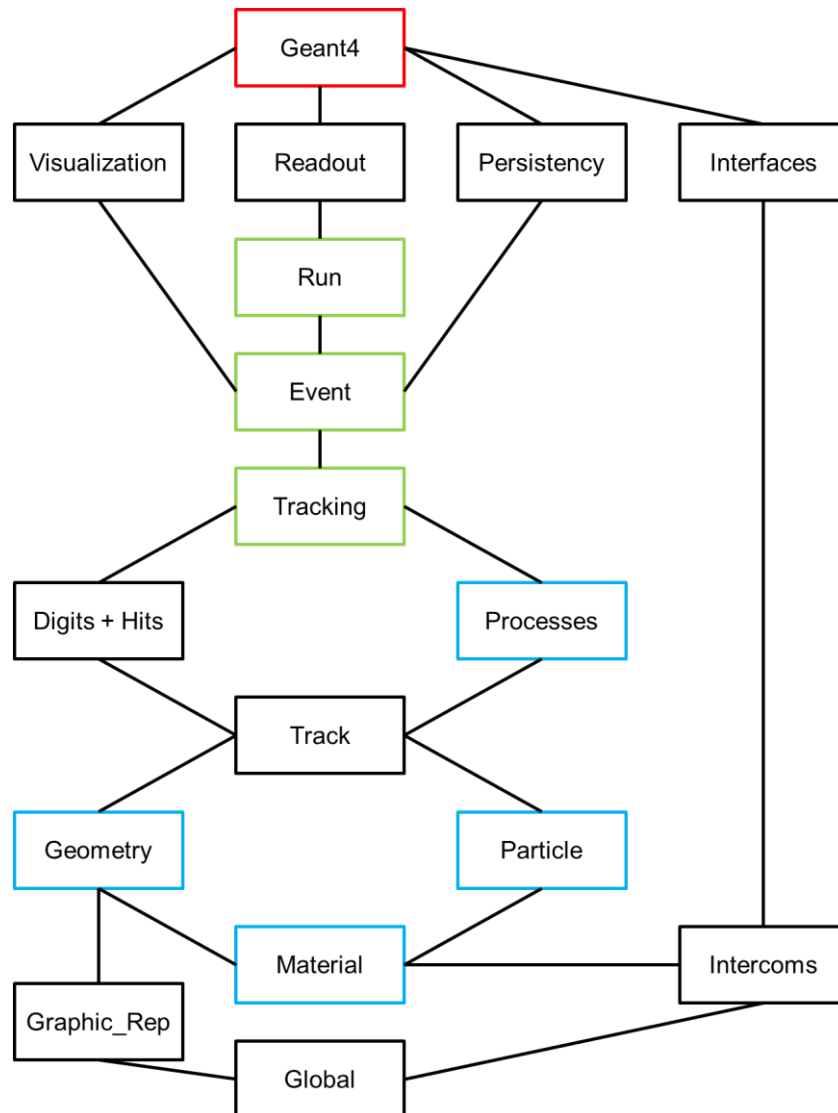


Figure 40 : Classes utiles de Geant4

Comme pour tous les codes en C++, l'utilisation de Geant4 se fait à partir d'un fichier « main » représenté par la classe « Geant4 » sur la figure 40. Ce fichier crée une instance qui contrôle l'initialisation et le déroulement de la simulation.

Pour faire une simulation, il est nécessaire que l'utilisateur implémente quelques classes de base qui sont la source de la simulation. Les classes de base obligatoires sont :

- Les classes « Geometry » et « Material » qui en plus d'être utilisées pour définir la géométrie, permettent de définir les régions sensibles et les attributs de visualisation.
- La classe « Physics Processes » qui regroupe l'ensemble des processus physiques ainsi que les seuils de production des particules secondaires.
- Enfin, la classe « Particle » dans laquelle est définie la particule primaire ainsi que son énergie et sa direction.

En ayant défini ces trois classes, il est possible de faire une simulation de l'interaction particules matière. Par contre, il n'est pas possible de contrôler la simulation, ni les données de sortie. Pour ce faire, l'utilisateur doit paramétrer quatre nouvelles classes de Geant4 qui sont :

- La classe « Run », contenant une méthode utilisée pour donner le début et la fin de la simulation.
- La classe « Event », ayant une méthode utilisée au début et à la fin d'une histoire (appelée « event ») afin de générer une particule.
- Les classes « Tracking » et « Stepping » qui contiennent les méthodes donnant la position, l'énergie ou encore le temps de parcours de chaque particule tout au long de sa trajectoire ou d'un pas de calcul.

3.3.3 – Les classes de base

Toutes les classes de Geant4 ne vont pas être détaillées dans ce chapitre, mais il est possible de lire la référence [92] pour avoir des informations complémentaires.

La géométrie

Geant4 étant un code en 3D, les géométries sont définies à partir de leurs volumes. Le plus grand volume est le « World ». A l'intérieur de celui-ci, sont définis tous les autres volumes, qui représentent le système à simuler. La définition de la forme, des matériaux et des positions de tous les volumes se fait de la sorte :

- Un volume solide définissant la forme et les dimensions.
- Un volume logique associant le solide à des attributs physiques.
- Un volume physique définissant l'emplacement du volume logique.

Les matériaux

Comme beaucoup de codes de simulation, sur Geant4, la caractérisation des matériaux passe par la définition de leur numéro atomique, de leur masse molaire, de leur nombre de nucléons ou par d'autres caractéristiques correspondantes à la physique mise en jeu comme la température, la densité... On retrouve sur le code de simulation la composition chimique exacte du matériau tel qu'il existe dans la nature.

Les particules

Geant4 permet de simuler presque l'intégralité des particules existantes. Elles sont organisées en six catégories [85]. Une base de données, mise à jour à chaque nouvelle version de Geant4, contient toutes les interactions des particules avec les matériaux ainsi que leurs propriétés physiques.

La physique

La définition de la physique se fait à partir de six catégories distinctes. Le transport des particules, la physique liée aux processus électromagnétiques et la physique liée aux processus optiques sont certaines de ces catégories. Il est possible d'étudier la physique mise en jeu dans Geant4 à partir du *Physics Reference Manual* [85].

Lors d'une simulation, il est nécessaire de définir si le processus physique présent pendant l'interaction particule matière est continu, discret. La modélisation du processus et le pas de calcul dépendent de cette définition.

Récupération des données

La récupération de l'intégralité des données associée à l'interaction des particules avec la matière peut se faire de deux façons. Soit on suit la trajectoire d'une particule, ainsi que sa perte d'énergie depuis sa création jusqu'à sa disparition, soit on associe à un volume l'attribut détecteur. Dans ce cas, dès qu'une particule le traverse, on peut récupérer l'ensemble des informations la concernant. Dans les deux cas, l'appel à des classes de Geant4 (non accessibles par l'utilisateur) se fait tout au long de la vie de la particule.

La visualisation

Bien qu'ils augmentent considérablement le temps de simulation, il est possible d'utiliser des modules de visualisation spécifiques afin d'obtenir un affichage tridimensionnel du système ainsi que les trajectoires des particules dans chacun des volumes. Pendant la visualisation, l'utilisateur peut désactiver certains modules de physique (ce qui a été fait figure 27, où seul l'effet Cerenkov était activé) ou cacher certains volumes (on peut imaginer le cas où des volumes sont imbriqués les uns dans les autres).

3.3.4 – Modélisation et géométrie

3.3.4.1 – La cible Cerenkov

La géométrie d'une cible en silice sur Geant4 est assez fastidieuse. En effet le modèle utilisé pour la simulation d'une cible Cerenkov requiert des paramètres qui influent sur le comportement des photons [93]. Pour décrire la cible Cerenkov, nous devons définir sa composition chimique, puis un tableau contenant pour chaque énergie de photon, l'indice de réfraction [94] et la longueur d'absorption associée. L'indice de réfraction de la cible utilisée au cours de cette thèse est donné figure 41.

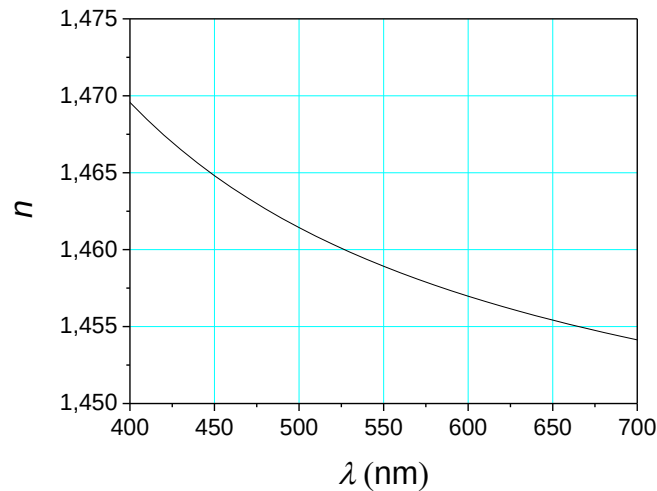


Figure 41 : Indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde des photons incidents

Une fois la cible réalisée, il faut décrire le comportement des photons aux frontières. Nous avons le choix entre deux types de frontières : « dielectric-metal » (dans laquelle les processus de réflexion et d'absorption sont utilisés), et « dielectric-dielectric » (dans laquelle les processus actifs sont la réflexion, la réfraction et l'absorption). De plus, nous disposons de six finitions pour définir la surface de la cible [93] :

- « polished » (surface parfaitement polie)
- « polishedfrontpainted » (surface polie avec une couche de peinture sur la face avant)
- « polishedbackpainted » (surface polie avec une couche de peinture sur la face arrière)
- « ground » (surface rugueuse)
- « groundfrontpainted » (surface rugueuse avec une couche de peinture sur la face avant)
- « groundbackpainted » (surface rugueuse avec une couche de peinture sur la face arrière)

Enfin, nous devons définir le modèle de la surface. Dans notre cas, nous utilisons le modèle « Unified » associé à une surface rugueuse ce qui permet de considérer des microfacettes uniformément réparties sur cette dernière. Les simulations ont montré que la rugosité de la cible n'avait pas d'influence sur le nombre de photons émis.

3.3.4.2 – La géométrie de la cible sur Geant4

Expérimentalement, la cible en silice est maintenue par des disques en graphite. Afin de fixer le potentiel électrique lors d'un tir, une feuille en aluminium est tendue sur la face avant de la cible (voir chapitre 4.1.4.1). Les disques en graphite, ainsi que la feuille en aluminium ont aussi été modélisés sur Geant4. Pour ce faire, la composition chimique des matériaux utilisés a été saisie dans le code de simulation. Afin de récupérer la position et l'énergie de chaque photon, un disque mince, ne modifiant pas les processus d'interaction avec la matière, est placé sur la face arrière de la cible en silice. La géométrie finale est celle présentée sur la figure 42.

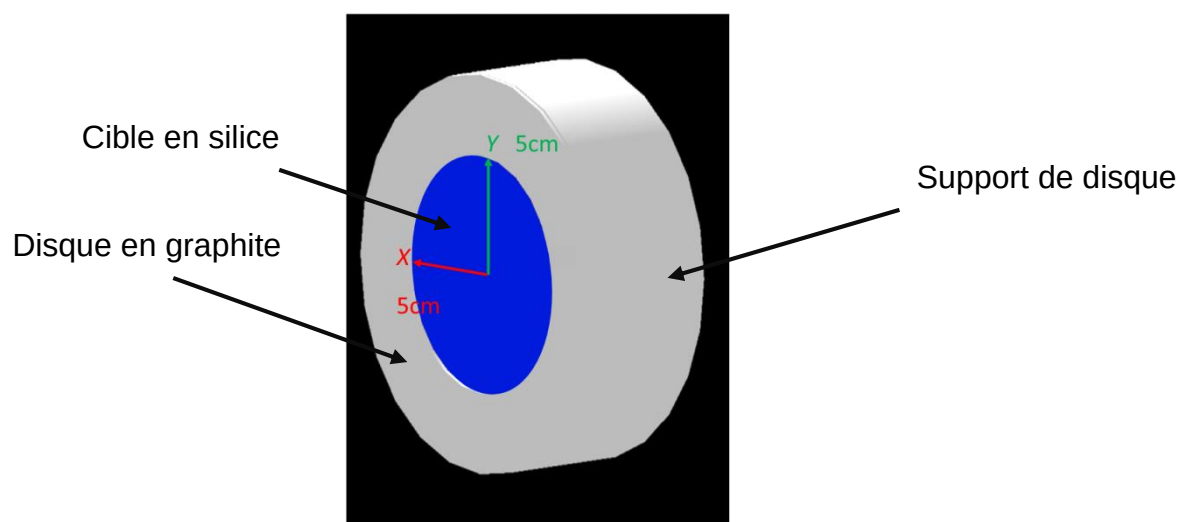


Figure 42 : Géométrie utilisée sur Geant4

3.4 – Le code de simulation Particle in cell Magic

La formation du faisceau d'électrons dans la diode a été modélisée avec le code PIC Magic. Contrairement au code Monte Carlo Geant4 qui traite des interactions dans la matière du faisceau d'électrons, le code particulaire permet de simuler le fonctionnement de la diode.

3.4.1 – Présentation de Magic

Magic est un code PIC (Particle in cell) [95, 96], de la société américaine ATK (Alliant Techsystems), spécialement conçu pour simuler la propagation des particules dans une géométrie définie en 2D ou en 3D. Le code résout les équations de Maxwell et l'équation de Lorentz. La géométrie du problème, doit être

maillée plus ou moins finement suivant la résolution souhaitée, ce maillage influe directement sur le temps de calcul.

3.4.2 – Modélisation et géométrie

La géométrie du RKA utilisée dans Magic, est donnée figure 43. Le paramètre d'entrée est le signal de tension V_{AK} . Magic sort des données comme l'énergie, la vitesse ou encore la position de chaque macro particule à une distance donnée de l'anode. Les simulations Magic ont été réalisées en 2D-axisymétrique.

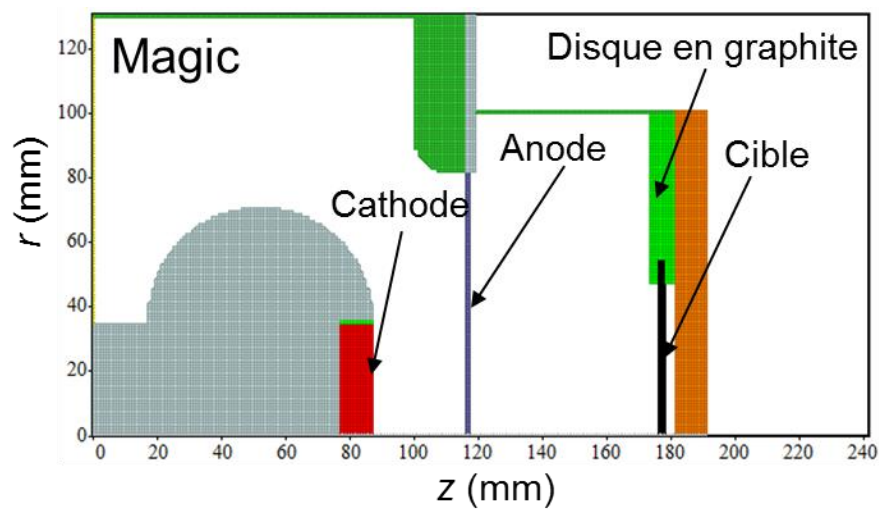


Figure 43 : Géométrie du RKA sur Magic

3.5 – De Magic à Geant4

Une des difficultés de la partie simulation était d'utiliser le faisceau d'électrons provenant du code Magic comme donnée initiale pour Geant4. En effet, les données de sortie du code PIC, en 2D, ne sont pas utilisables comme des données d'entrée du code Monte Carlo qui lui est en 3D.

La définition du faisceau incident sur Geant4 peut se faire de deux façons. Soit à partir de la classe « PrimaryGeneratorAction » [91] qui permet de définir un « faisceau » constitué de n électrons en imposant la direction, l'énergie et la forme. Soit à partir de la classe « GunParticleSource » [91] dans laquelle nous avons la possibilité d'envoyer indépendamment les n électrons en définissant pour chacun sa direction, sa position et son énergie.

Un script permettant de passer du profil 2D axisymétrique à un faisceau en 3D a été créé en C++. Enfin, un programme écrit en fortran permet de récupérer le faisceau et de lui appliquer la syntaxe de la classe « GunParticleSource ». A partir des vitesses et des positions issues d'une simulation Magic, il est possible de reformer un faisceau utilisable pour Geant4 (comme celui de la figure 44). En plus des positions, nous disposons des directions et des énergies (non tracées ici).

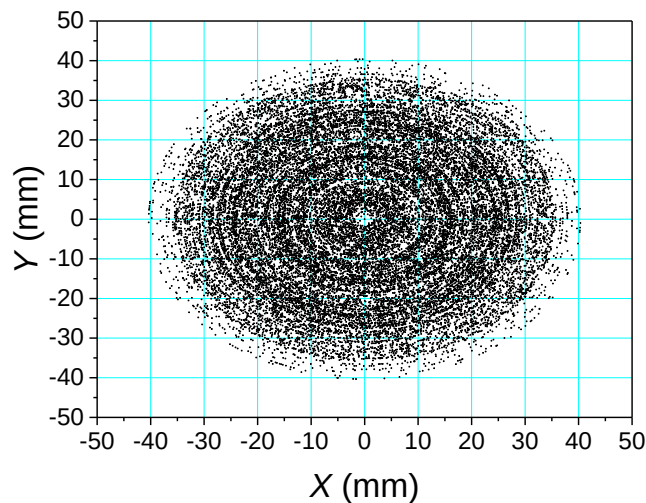


Figure 44 : Exemple d'un faisceau reformé à partir des données de Magic

3.6 – Conclusion

Afin de parfaitement simuler le faisceau d'électrons depuis sa génération jusqu'à son arrêt dans la matière, un code particulaire et un code Monte Carlo sont utilisés. Le premier, le code PIC Magic permet de simuler le fonctionnement de la diode et la propagation du faisceau d'électrons dans un gaz à faible pression. Le second, le code Monte Carlo Geant4 est utilisé pour étudier l'interaction des particules avec la matière et pour simuler l'émission Cerenkov.

Les résultats de ces deux codes seront, dans le chapitre suivant, comparés aux résultats expérimentaux. Les signaux électriques seront comparés à ceux simulés par le code PIC et les profils provenant des caméras rapides seront confrontés à ceux provenant des simulations Geant4 et Magic.

Notons, qu'à partir de plusieurs programmes informatiques, et de travail supplémentaire, il a été possible de récupérer les données de sortie, en 2D-axisymétrique de Magic, de reformer un faisceau en 3D, de lui appliquer la syntaxe adéquate et d'utiliser le faisceau comme paramètre d'entrée pour le code Geant4.

Chapitre 4 :
Etude du faisceau d'électrons

4.1 – Faisceau d'électrons expérimental et simulé dans le vide

4.1.1 – Les caractéristiques d'un faisceau d'électrons

4.1.1.1 – Paramètres généraux

Un faisceau d'électrons tel que celui généré par la diode du RKA, est caractérisé par son courant I , par son énergie E et par ses champs propres. Un faisceau cylindrique de rayon r_0 , de longueur infinie, se propageant suivant z avec une vitesse v et possédant une densité d'électrons n_b , peut être modélisé comme sur la figure 45 [48].

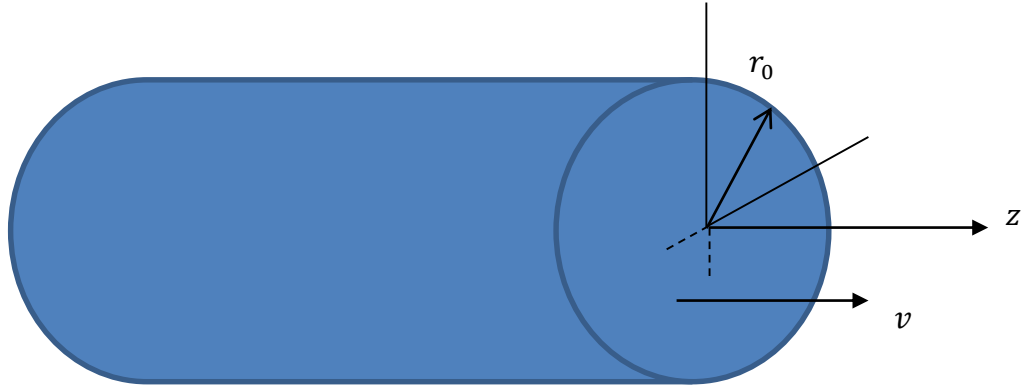


Figure 45 : Modélisation d'un faisceau d'électrons

Dans ce cas simple, les champs propres s'obtiennent directement à partir de la loi de Gauss pour E_r et à partir du théorème d'Ampère pour B_θ [97] :

$$\iint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \iiint \rho dV \quad (34)$$

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \iint \vec{j} d\vec{S} \quad (35)$$

où ρ est la densité de charge du faisceau ($\rho = qn_b$)

$\vec{j}$ est la densité de courant du faisceau ($\vec{j} = qn_b\vec{v}$)

q est la charge électrique (pour un électron, $q = -e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ C)

$$\text{Si } n_b = \begin{cases} n_0 = \text{constante} & \text{pour } r \leq r_0 \\ 0 & \text{pour } r > r_0 \end{cases}$$

De ces équations, on définit [97] :

$$E_r(r) = \begin{cases} \frac{Ir}{2\pi\epsilon_0\beta cr_0^2} & \text{pour } r \leq r_0 \\ \frac{I}{2\pi\epsilon_0\beta cr} & \text{pour } r > r_0 \end{cases} \quad (36)$$

$$B_\theta(r) = \begin{cases} \frac{Ir\mu_0}{2\pi r_0^2} & \text{pour } r \leq r_0 \\ \frac{I\mu_0}{2\pi r} & \text{pour } r > r_0 \end{cases} \quad (37)$$

où $\beta = \frac{v}{c}$

I est le courant total du faisceau [98] :

$$I = qv \int_0^r 2\pi r' dr' n_b(r') \quad (38)$$

$$n_b(r') = \begin{cases} n_0 & \text{pour } r \leq r_0 \\ 0 & \text{pour } r > r_0 \end{cases}$$

Le champ magnétique s'exprime en fonction du champ électrique d'après la relation suivante :

$$B_\theta(r) = \frac{\beta E_r(r)}{c} \quad (39)$$

Lorsqu'un faisceau intense d'électrons se propage dans une enceinte sous vide sans champ magnétique externe, il diverge sous l'effet de sa charge d'espace. Pour démontrer cette divergence, considérons un faisceau d'électrons de densité n_0 uniforme. La force radiale appliquée aux électrons est définie à partir de la force de Lorentz [97] :

$$F_r(r) = q(E_r(r) - vB_\theta(r)) \quad (40)$$

Pour r compris entre 0 et r_0 , l'équation (38) s'écrit :

$$I = 2\pi qvn_0 \frac{r_0^2}{2} \quad (41)$$

D'après les équations (36) et (37), et en écrivant $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$, l'équation (40) devient [17] :

$$F_r(r) = \frac{q^2}{2} (1 - \beta^2) n_0 r \quad (42)$$

β étant toujours inférieur à 1, $F_r(r)$ est toujours positif donc le faisceau a une tendance naturelle à s'ouvrir. C'est la répulsion coulombienne d'un nuage d'électrons.

La densité de courant maximale qui peut circuler dans le vide entre deux électrodes planes est définie par la loi de Child Langmuir. Elle dépend de la distance anode cathode (d_{AK} exprimée en cm) et de la tension anode cathode (V_{AK} exprimée en V), et elle s'exprime en A.cm⁻² [48].

$$J = j_{CL} = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \frac{V_{AK}^{3/2}}{d_{AK}^2} \cong 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_{AK}^{3/2}}{d_{AK}^2} \quad (43)$$

Remarque : Cette formule sera démontrée dans le chapitre suivant.

Si le faisceau a un courant qui excède le courant limite de charge d'espace, il n'est plus propagé à cause de la très forte magnétisation entre les électrons du faisceau. Ce courant limite est défini comme étant $I_l \cong I_0 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{\ln(R/r_0)}$ [17]

(R diamètre de l'enceinte et, pour les électrons, $I_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0 mc^3}{e} \cong 17$ kA). Au-delà de ce courant limite, une cathode virtuelle (Vircator : virtual cathode oscillator) [99] se forme, les électrons rebroussement chemin et certains se mettent à osciller autour de l'anode [48, 98]. Ce phénomène, qui empêche la propagation des électrons, est très pénalisant dans notre cas mais peut être utilisé pour produire des microondes. La fréquence des oscillations dépend de la distance anode-cathode (exprimée en cm) et de l'énergie du faisceau [100] :

$$f(GHz) = \frac{4,77}{d_{AK}} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \quad (44)$$

Analytiquement, pour un faisceau d'électrons de 400 keV, une distance anode-cathode égale à 2,9 cm, la fréquence des oscillations est égale à 1,9 GHz. Comme nous le verrons chapitre 4.1.6, lors de la propagation d'un faisceau d'électrons dans le vide, il nous arrive d'avoir une cathode virtuelle.

La mesure de la fréquence s'obtient en plaçant une antenne dans la diode, en effectuant des transformées de Fourier voir la figure 46–b sur les signaux acquis par oscilloscope rapide. Pour une distance anode-cathode égale à 2,9 cm et une distance anode-cible égale à 5,9 cm, nous mesurons une fréquence d'oscillation de l'ordre de 1,7 GHz.

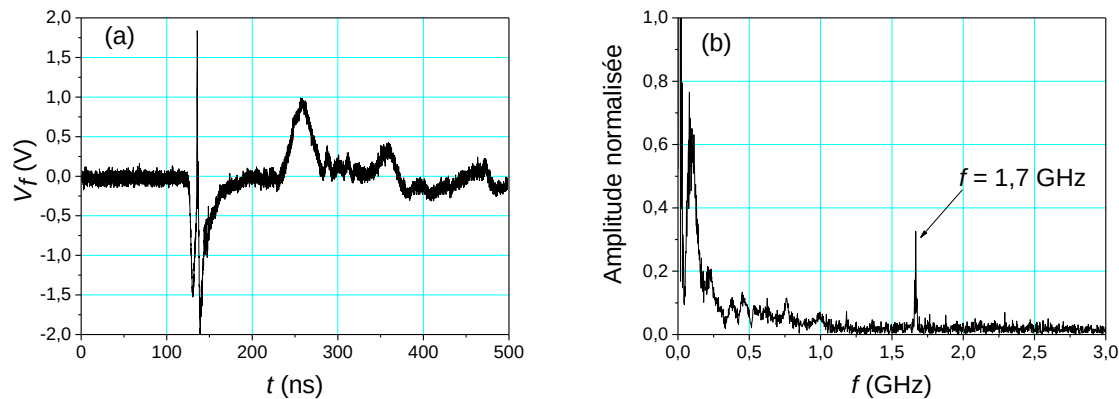


Figure 46 : Mesure de la fréquence d'oscillation des électrons, (a) : signal d'antenne et (b) : transformée de Fourier du signal d'antenne

4.1.1.2 – Principe de fonctionnement d'une diode sous vide

Par des mécanismes divers, l'application d'un fort champ électrique entre une cathode et une anode, implique la formation d'un plasma sur la surface de la cathode. Ce plasma constitue le « réservoir » d'électrons. Le champ électrique extrait un faisceau d'électrons limité par la charge d'espace. C'est le principe de l'émission explosive. On résume sur la figure 47, pour une cathode en velours, ce mécanisme en cinq étapes [101]. Le plasma créé dépend de la nature et de la rugosité de la cathode. Nos cathodes n'étant pas parfaitement polies, le processus d'émission explosive s'applique aussi pour des cathodes en inox ou en graphite.

- (1) Lorsque le champ électrique est supérieur au seuil d'émission de la cathode, une colonne de plasma froid se crée autour de chacune des fibres du velours.
- (2) Le champ électrique extrait un faisceau d'électrons dont le courant est limité par la charge d'espace (formule de Child Langmuir).
- (3) Le courant chauffe de manière résistive la colonne de gaz.
- (4) La colonne de gaz se détend avec une vitesse proportionnelle à la racine carrée de la température du gaz.
- (5) Le plasma continue de se détendre entre les fibres (et dans l'espace anode-cathode).

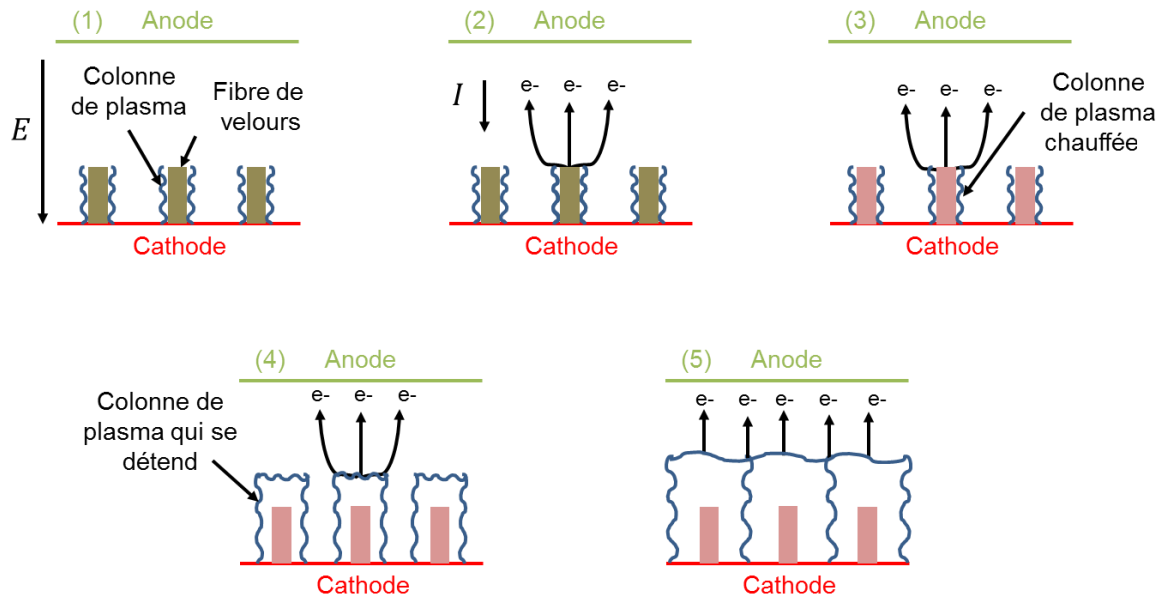


Figure 47 : Mécanisme d'émission explosive

Durant la période d'expansion du plasma (étape 4), une partie des électrons se détache du fait de la différence entre les vitesses thermiques des électrons et des ions. La vitesse d'expansion du gaz, ainsi que l'élévation de la température en fonction du temps sont données en référence [101].

Remarque : Un plasma est créé aussi au niveau de l'anode. Le déplacement des plasmas de la cathode et de l'anode entraîne une diminution du d_{AK} voir même un court-circuit. La vitesse de rapprochement de ces plasmas peut atteindre $4 \text{ cm}/\mu\text{s}$, c'est-à-dire 4 mm pour 100 ns [102]. Sur le RKA, le d_{AK} est, la plupart du temps, supérieur à 10 mm donc il n'y a pas de risque de court-circuit.

Pour démontrer la loi de Child Langmuir, considérons une cathode et une anode séparées d'une distance d_{AK} , le potentiel entre ces électrodes est V_{AK} . Quand il n'y a pas de circulation de courant, le potentiel varie linéairement entre l'anode et la cathode. Dès qu'un courant commence à circuler, la présence des électrons, modifie le potentiel. Nous donnons figure 48, une représentation du potentiel [48].

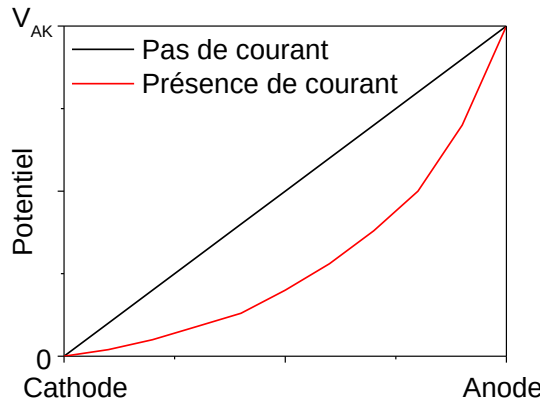


Figure 48 : Représentation du potentiel entre l'anode et la cathode

Pour démontrer la formule de Child Langmuir (en une dimension), considérons que :

- Les électrodes sont planaires, parallèles et leurs surfaces sont grandes devant d_{AK}^2 . Cette approximation permet de négliger les effets de bords.
- Les électrons se déplacent en ligne droite, suivant z .
- Le flux d'électrons est illimité.
- L'énergie des électrons est suffisamment faible pour utiliser la formule de Child-Langmuir non relativiste.

Le potentiel, la densité de charge, et la vitesse des particules sont fonction de z , ce qui impose que l'équation de Poisson [48, 97] peut être écrite en une dimension.

Considérons un électron émis sans vitesse initiale. Le potentiel électrostatique est déterminé par la densité de charge ρ via l'équation de Poisson (avec $\phi = 0$ pour $z = 0$ et $\phi = V_{AK}$ pour $z = d_{AK}$). Les relations entre ρ , la densité de courant et la vitesse v de l'électron sont données par l'équation de continuité et l'équation du moment [97] :

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \text{ (équation de Poisson)} \quad (45)$$

$$J_z = \rho v \text{ (équation de continuité)} \quad (46)$$

$$\frac{1}{2}m_0v^2 = e\phi(z) \text{ (conservation de l'énergie des électrons)} \quad (47)$$

A partir de ces trois équations, en supposant une densité de courant J , on a :

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{J}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0}}} \frac{1}{\sqrt{\phi}} \quad (48)$$

où la densité de courant $J = -J_z$ est définie comme une quantité positive [97].

Après avoir multiplié, des deux côtés par $\frac{d\phi}{dz}$, l'équation (48) peut être intégrée :

$$\left(\frac{d\phi}{dz}\right)^2 = \frac{4J}{\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_0}}} \sqrt{\phi} + C \quad (49)$$

où C est une constante d'intégration

D'après les conditions aux limites $C = 0$ [97]. En effet $\sqrt{C}$ est le champ électrique sur la cathode. Sa valeur peut varier de $\frac{V_{AK}}{d_{AK}}$ pour $J \rightarrow 0$ jusqu'à 0 pour $J \rightarrow J_{Max}$. En choisissant $C = 0$, on cherche le courant maximal possible dans la diode.

En intégrant l'équation (49), on obtient [97] :

$$\frac{4}{3} \phi^{3/4} = 2 \sqrt{\frac{J}{\varepsilon_0}} \left(\frac{2e}{m_0}\right)^{-1/4} z \quad (50)$$

$$\phi(z) = V_{AK} \left(\frac{z}{d_{AK}}\right)^{4/3} \quad (51)$$

On obtient, en introduisant l'équation (51) dans l'équation (50) la formule de Child Langmuir qui donne la densité de courant dans une diode sous vide en fonction du d_{AK} (cm) et du V_{AK} (V). Elle s'exprime en A.cm⁻² [48].

$$J = J_{CL} = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \frac{V_{AK}^{3/2}}{d_{AK}^2} \cong 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_{AK}^{3/2}}{d_{AK}^2} \quad (52)$$

Cette formule n'est valable que pour des électrons non-relativistes quand $eV_{AK} \ll m_0 c^2$.

Remarque : Pour des électrons dont le potentiel est compris entre 0,5 MeV et 10 MeV, la formule de Child Langmuir est donnée par l'équation (53) [48]. Dans le cas où les électrons sont ultra relativistes, $E > 10$ MeV, la formule de Child Langmuir est déterminée à partir de l'équation (54) [48] :

$$J_{CL2} = \frac{2\varepsilon_0 m_0 c^3}{e d_{AK}^2} \left(\sqrt{1 + \frac{e V_{AK}}{m_0 c^2}} - 0,8471 \right)^2 \quad (53)$$

$$J_{CL3} = \frac{2\varepsilon_0 c V_{AK}}{d_{AK}^2} \quad (54)$$

Traçons, sur la figure 49, le courant en fonction de la tension d'après l'équation (52) et à partir des signaux électriques expérimentaux qui sont donnés sur la figure 8. Le courant mesuré est environ deux fois supérieur à celui de Child Langmuir.

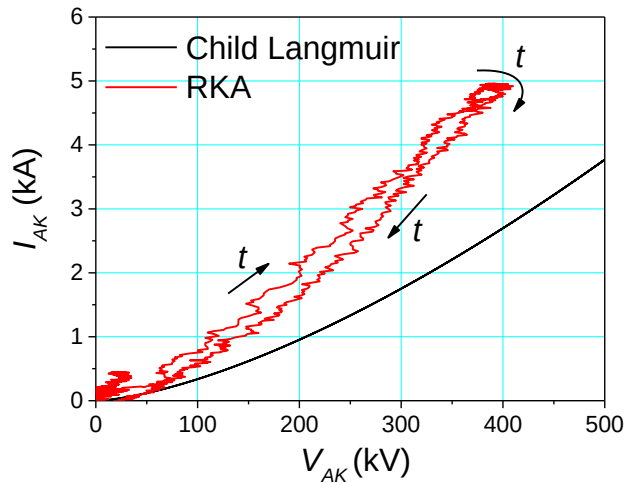


Figure 49 : Courant en fonction de la tension d'après la formule de Child-Langmuir et à partir des signaux électriques expérimentaux

D'après sa définition, le courant de Child-Langmuir représente une limite maximale du courant circulant dans une diode sous vide, alors que nous constatons que les signaux électriques expérimentaux sont bien supérieurs à cette limite. Lors du calcul du courant de Child-Langmuir, nous avons fait plusieurs hypothèses : les électrodes sont définies en une dimension (longueur infinie) et sans tenir compte du matériau utilisé, elles sont placées dans le vide, les électrons sont émis en ligne droite et tous les paramètres dépendent de z . Ces hypothèses ne sont pas valides dans la réalité. Les éléments de la diode du RKA ne sont pas en une dimension et ont un matériau connu. Pour parfaitement comparer cette formule à la théorie, il faudrait connaître la pervéance de la diode. De plus, après une mesure du vide, nous avons constaté que celui-ci est, au mieux, égal à 10^{-3}

mbar (d'air). De plus, la distribution du courant sur la surface de la cathode n'est pas homogène. Un des objectifs de cette thèse est de trouver les conditions pour obtenir une distribution de courant la plus homogène.

Des travaux sont en cours, aux Etats Unis et en Chine, pour déterminer la formule de densité de courant qui dépend de la géométrie de la diode, du rayon de la cathode et du rayon de l'anode [103, 104]. Ces travaux s'appuient sur la formule de Langmuir and Blodgett [105, 106].

4.1.2 – Comportement du faisceau en fonction de la cathode utilisée

Le premier élément qui compose la diode est la cathode. Dans le but d'étudier l'influence de la cathode sur l'homogénéité du faisceau, nous allons comparer plusieurs matériaux et plusieurs diamètres. Ces cathodes ont été choisies en s'inspirant des travaux réalisés sur les cathodes [107]. Cette comparaison se fait en deux étapes, tout d'abord en évaluant le seuil d'émission de la cathode, puis en analysant les images Cerenkov. Dans tous les cas la cathode fait 70 mm de diamètre. La cible Cerenkov a un diamètre de 100 mm pour une épaisseur de 1 mm. La tension V_{AK} est égale à 400 kV.

4.1.2.1 – Cathode en acier inoxydable

L'image Cerenkov associée à une cathode en inox est donnée figure 50.

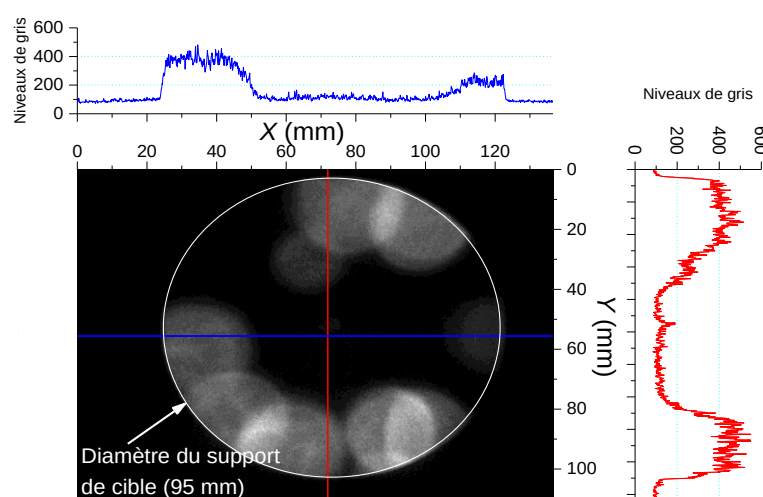


Figure 50 : Tir avec une cathode en acier inoxydable

L'image obtenue, qui est intégrée sur 200 ns, présente des émissions localisées. Les électrons ne sont émis que par quelques canaux de conduction (une dizaine sur l'image ci-dessus). Tout le courant passe par ces quelques canaux.

La partie lumineuse de l'image Cerenkov a un diamètre de 95 mm (diamètre du support de cible) alors que le diamètre de la cathode est de 70 mm. On en déduit que l'émission des électrons n'est pas normale à la cible. Enfin, les niveaux de gris de cette image sont relativement faibles. Ils ne représentent que 15% de la luminosité admissible par la caméra.

En observant les signaux électriques de la figure 51, nous constatons que l'émission ne se fait que pour une tension inférieure à -301 kV, au-dessus de ce seuil, il n'y a pas de courant, c'est à dire pas d'émission. De plus, pour les tensions plus importantes, l'émission de courant se fait très tard par rapport au début de l'impulsion.

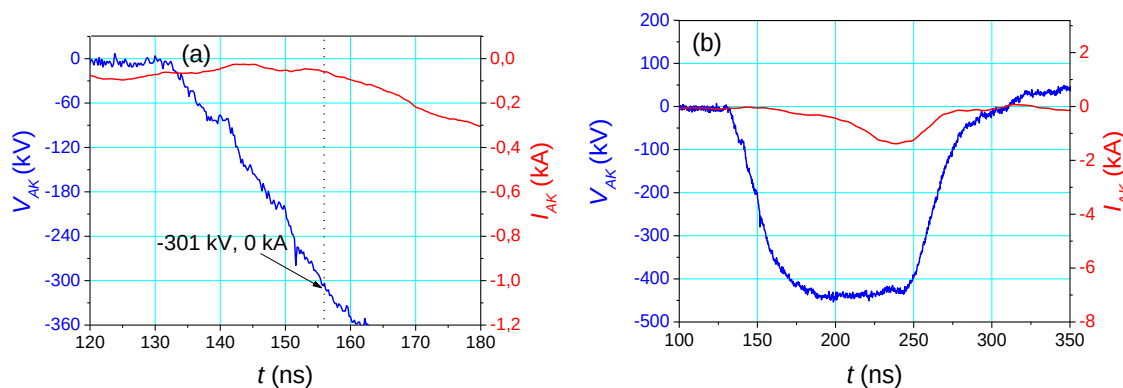


Figure 51 : Seuil d'émission (a) et signaux électriques (b) pour une cathode en acier inoxydable

En s'appuyant sur les images Cerenkov et sur les signaux électriques, nous concluons que le faisceau émis par une cathode en acier inoxydable n'est absolument pas homogène.

Remarque : Des études ont montré que le sablage d'une cathode en acier inoxydable réduit l'inhomogénéité de son émission. La rugosité de la cathode est un élément favorable pour l'homogénéité du courant.

4.1.2.2 – Cathode en graphite

La seconde cathode étudiée est en graphite, sa surface est relativement rugueuse. L'image Cerenkov associée à cette cathode est donnée sur la figure 52.

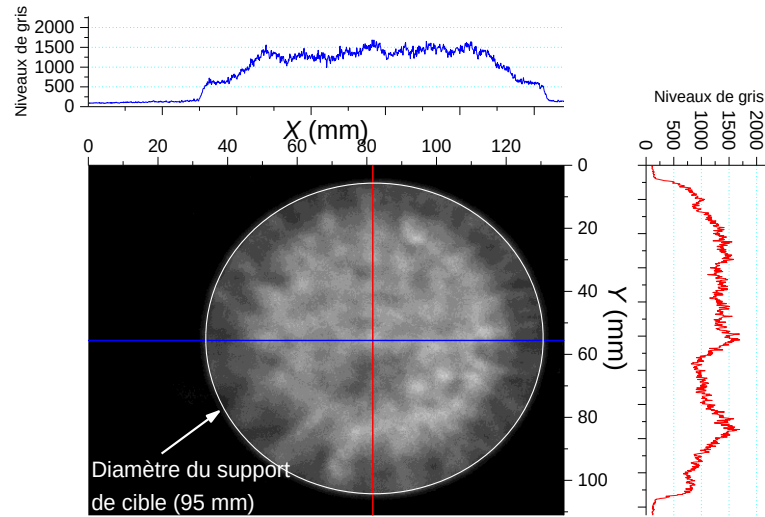


Figure 52 : Tir avec une cathode en graphite

Bien qu'elle le soit moins que pour une cathode en acier inoxydable, l'émission reste inhomogène. L'image Cerenkov fait tout le diamètre de la cible et ne se limite pas aux 70 mm de la cathode. Les signaux électriques associés à cette cathode sont donnés sur la figure 53. Les électrons sont émis lorsque $V_{AK} \leq -137$ kV. Ce seuil d'émission étant plus faible que précédemment, les électrons sont arrachés plus tôt de la cathode. Notons que le courant maximal est environ deux fois supérieur au courant de Child Langmuir.

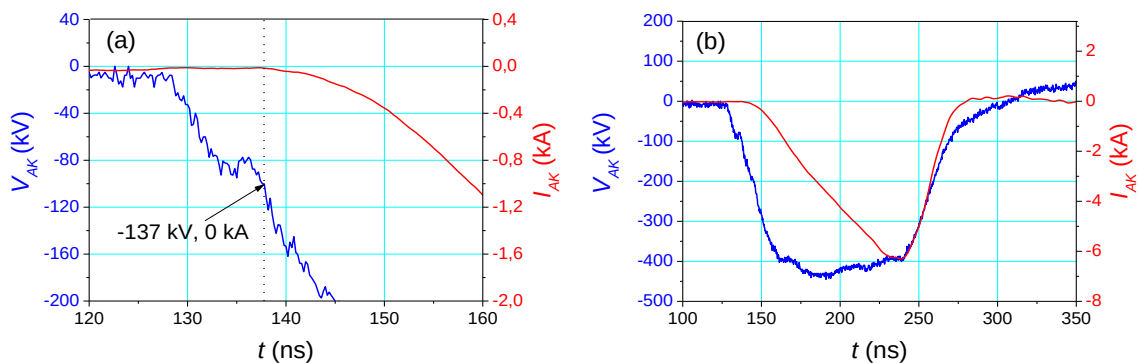


Figure 53 : Seuil d'émission (a) et signaux électriques (b) pour une cathode en graphite

Bien qu'il soit plus homogène que le faisceau obtenu par une cathode en acier inoxydable, celui d'une cathode en graphite n'est pas satisfaisant pour des applications où l'homogénéité est primordiale.

En comparant ces deux cathodes, on comprend que les aspérités du graphite permettent d'améliorer l'homogénéité du faisceau.

4.1.2.3 – Cathodes en velours

Les cathodes en velours ont aussi été étudiées. Elles permettent d'avoir une rugosité très importante. Toujours pour connaître l'influence de la cathode sur l'homogénéité du faisceau, nous avons comparés deux types de velours, ayant une implantation différente de leurs fibres. Une photo de ces velours est présentée figure 54. Le premier est constitué de fibres bien ordonnées (velours noir) alors que le second a plus de fibres mais moins bien réparties (velours rouge).

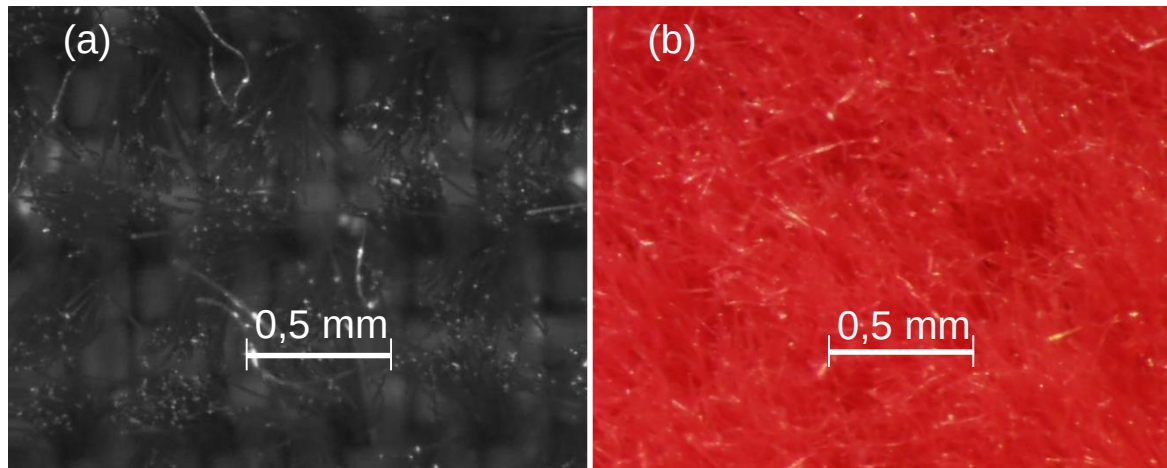


Figure 54 : Photographies des deux types de velours : velours noir (a) et velours rouge (a)

Les images Cerenkov correspondantes à ces cathodes sont données sur la figure 55. Les configurations (gain et temps d'exposition) de la caméra étant les mêmes, on se rend compte que le velours noir présente des points plus lumineux, plus petits et plus nombreux. Le faisceau d'électrons émis par ce velours est visuellement le plus homogène.

Remarque : Les « raies » visibles sur les images obtenues avec une cathode en velours, seront étudiées dans les chapitres 4.1.2.5 et 4.1.2.6.

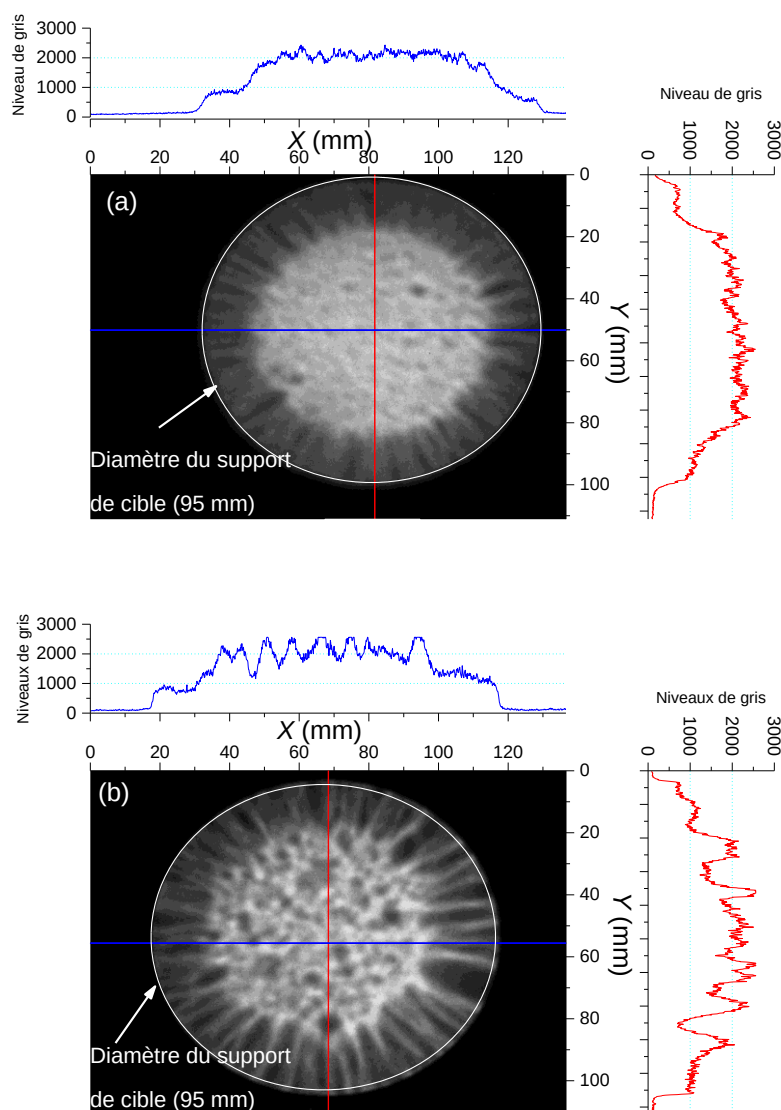


Figure 55 : Tir avec une cathode en velours noir (a) et une en velours rouge (b)

Le matériau constituant la cathode a une influence sur le seuil d'émission. Nous avons voulu comparer celui des deux velours. Pour ce faire nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que pour les tirs avec la cathode inox ou la cathode graphite. La distance anode-cathode est d'environ 29 mm (une incertitude est à prendre en compte du fait de l'épaisseur des fibres). Après une série de tirs, nous avons pu comparer les seuils d'émissions. Un exemple des signaux électriques obtenus est donné sur la figure 56.

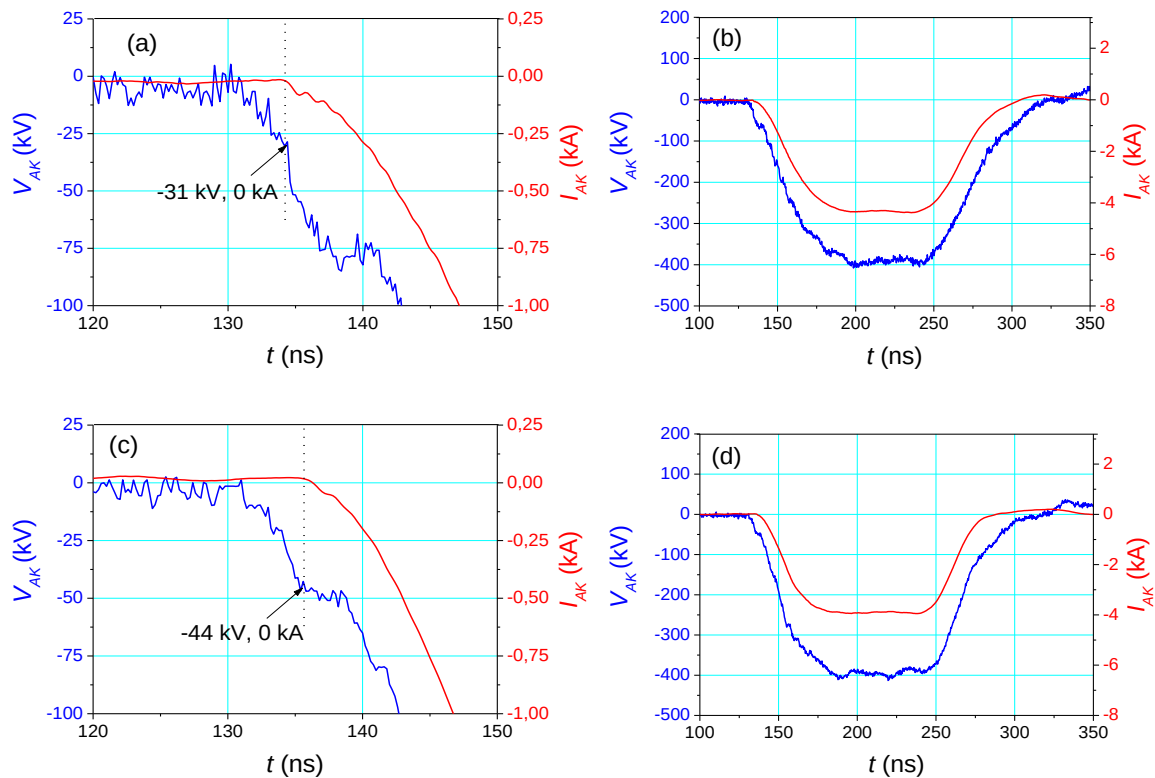


Figure 56 : Seuil d'émission et signaux électriques pour une cathode en velours noir (a) (b) et pour une cathode en velours rouge (c) (d)

En comparant le seuil d'émission de ces deux velours, on constate qu'il est d'environ -42 kV pour le velours rouge et d'environ -31 kV pour le velours noir. De plus, ce dernier permet d'extraire légèrement plus de courant, donc d'augmenter la fluence pour le même d_{AK} , et la même tension de charge. En outre, la forme temporelle du courant est très proche de celle de la tension. Le velours noir est un parfait choix pour son homogénéité, et pour le seuil d'émission du courant. Seul celui-ci sera utilisé par la suite.

Remarque : Dans un rapport interne du CEA [108], le seuil du velours noir a été mesuré à partir d'un banc de test délivrant une impulsion de tension comprise entre -50 et -200 kV pendant 150 ns. D'après cette expérience, au-dessus de -32 kV il n'y a pas de faisceau. Nos résultats sont conformes à ceux de cette étude.

4.1.2.4 – Diamètre de la cathode

La géométrie du support de cathode nous permet d'installer des cathodes de différents diamètres (30 mm, 50 mm et 70 mm). Jusqu'à présent, toutes les images Cerenkov étaient obtenues pour un velours de 70 mm de diamètre. Etudions, figure 57, les trois diamètres de cathode afin d'étudier l'homogénéité du faisceau émis. Par souci de clarté nous nommerons les cathodes en velours noir par la lettre « K » suivi du diamètre de celui-ci (K30, K50, K70).

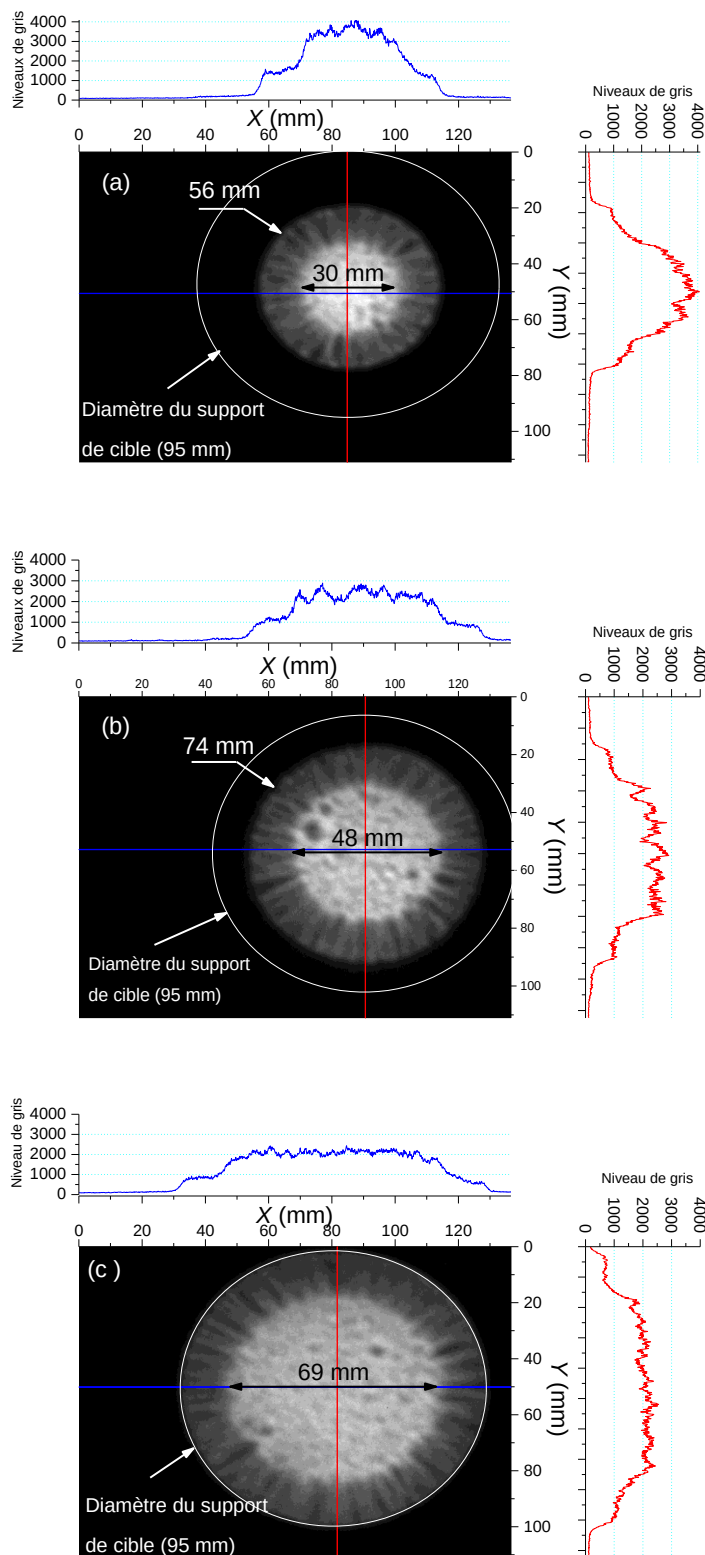


Figure 57 : Images et profils Cerenkov pour les cathodes K30 (a), K50 (b) et K70 (c)

En comparant les niveaux de gris pour chacune des images, on se rend compte que ceux-ci augmentent au fur et à mesure que le diamètre de cathode diminue. De plus, le rapport entre la surface d'émission (partie lumineuse de chaque image) et le courant maximal (figure 58) est constant (voir tableau 2). Pour tous les diamètres de cathode, la fluence reste constante et l'homogénéité au centre des images est la même.

Le diamètre influe uniquement sur la surface d'émission.

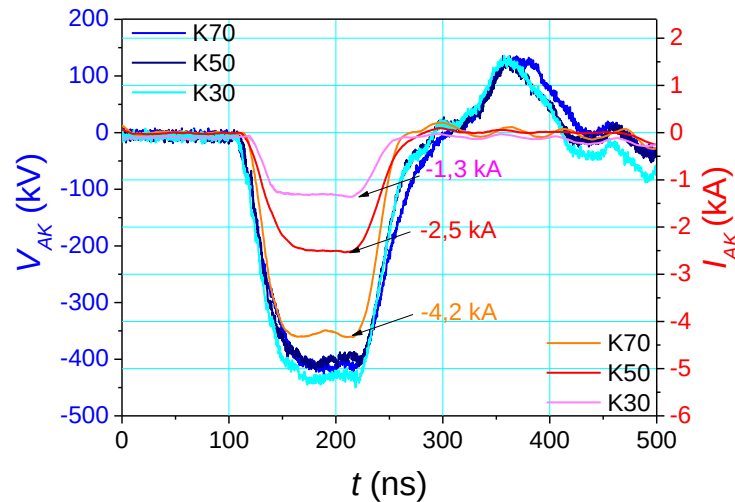


Figure 58 : Signaux électriques en fonction du diamètre de la cathode

	C4I		Courant	Rapport surface courant
	Diamètre de l'image	Surface d'émission		
K30	56±2 mm	2463 mm ²	1,3 kA	1894±100 mm ² /kA
K50	76±2 mm	4536 mm ²	2,5 kA	1814±100 mm ² /kA
K70	95±2 mm	7238 mm ²	4,2 kA	1765±100 mm ² /kA

Tableau 2 : Rapport entre la surface d'émission et l'intensité lumineuse pour K30, K50, K70

A partir de la dernière colonne de ce tableau, il est possible de remonter à la densité de courant J et de la comparer aux densités de courant J_{CL} et J_{CL2} des équations (52) et (53). Le rapport surface-courant moyen est de 1824 mm²/kA. Si on fait l'inverse de ce rapport, on trouve une densité de courant $J = 54,8 \text{ A/cm}^2$. En considérant une tension $V_{AK} = 400 \text{ kV}$ et une distance $d_{AK} = 29 \text{ mm}$, on trouve

$j_{CL} = 70,1 \text{ A/cm}^2$ et $j_{CL2} = 76,4 \text{ A/cm}^2$. La différence entre ces trois densités de courant est expliquée dans le chapitre 4.1.1.2.

A partir de J , il est possible de remonter à la fluence F d'après la formule suivante :

$$F = \frac{J}{e} e V_{AK} \tau \quad (55)$$

où τ est la durée de l'impulsion.

Pour une densité de courant $J = 54,8 \text{ A/cm}^2$, une durée d'impulsion $\tau = 100 \text{ ns}$ et une tension $V_{AK} = 400 \text{ kV}$, on obtient $F = 2,2 \text{ J.cm}^{-2} = 0,52 \text{ cal.cm}^{-2}$. Ce résultat est conforme avec celui donné figure 10.

4.1.2.5 – Tir sur un disque en polychlorure de vinyle

Les images Cerenkov peuvent être divisées en deux parties distinctes. La première est le centre qui est très lumineux et qui semble être relativement homogène. La seconde est la couronne extérieure qui est composée d'une multitude de « raies » qui trouvent leurs sources sur des points lumineux et se dirigent vers l'extérieur.

Afin de s'assurer que ces « raies » ne proviennent pas de l'émission Cerenkov, ou ne sont pas des photons parasites produits lors de l'interaction entre les électrons et la cible en silice, nous avons reproduit les tirs de la figure 57 sur un disque en polychlorure de vinyle (PVC) en contact avec la face arrière de l'anode. Les photos de ces trois disques en PVC sont données figure 59.

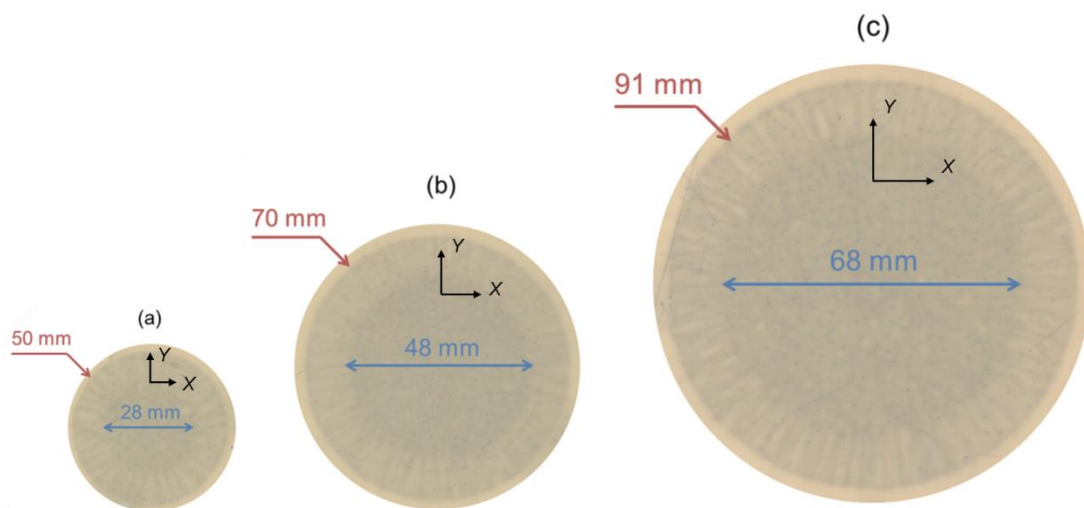


Figure 59 : Images du faisceau sur un disque en PVC pour les cathodes K30 (a), K50 (b) et K70 (c)

Sur ces disques nous retrouvons au centre une émission relativement homogène et intense et, sur un anneau externe, des émissions parasites.

Les diamètres mesurés sur les disques en PVC et sur les images provenant de la *C4I* diffèrent légèrement. Ces mesures sont données dans le tableau 3 :

		<i>C4I</i>	PVC
K70	Disque interne	68 ± 2 mm	68 ± 1 mm
	Anneau externe	95 ± 2 mm	91 ± 1 mm
K50	Disque interne	48 ± 2 mm	48 ± 1 mm
	Anneau externe	74 ± 2 mm	70 ± 1 mm
K30	Disque interne	30 ± 2 mm	28 ± 1 mm
	Anneau externe	56 ± 2 mm	51 ± 1 mm

Tableau 3 : Diamètres mesurés sur les disques en PVC et sur les images Cerenkov de la *C4I*

D'après ce tableau, le diamètre du centre du faisceau est le même qu'il soit mesuré sur le disque en PVC ou à partir de l'image provenant du diagnostic optique. Ce diamètre est sensiblement le même que celui de la cathode. De plus, le disque en PVC est placé juste derrière l'anode alors que pour des raisons géométriques et mécaniques, l'espace anode-cible fait 9 mm. Ce qui signifie que les électrons du centre du faisceau semblent impacter la cible de façon homogène.

Pour les électrons de l'anneau externe, l'écart entre le diamètre mesuré lorsque le faisceau impacte sur le disque en PVC et lorsqu'il impacte sur la cible en silice est de $4,5 \pm 0,5$ mm. La cible en silice étant placée 9 mm plus loin que le disque en PVC, on en déduit que les électrons de la partie externe du faisceau ont un angle de diffusion maximal de $14^\circ \pm 1,5^\circ$.

Les « raies » parasites relevées par la *C4I*, étant bien présentes sur les disques en PVC, elles ne proviennent pas de l'émission Cerenkov. Ces émissions non désirées sont créées au niveau de la diode. Il est important de comprendre leurs sources pour remonter à l'homogénéité du faisceau.

Remarque : Expérimentalement, nous validons que la fonction de transfert est proche de 1 en comparant les images Cerenkov provenant de la *C4I* à la marque obtenue sur un disque en PVC.

4.1.2.6 – Compréhension des « raies » parasites sur les images Cerenkov

L'étude et la compréhension des « raies » s'est faite exclusivement de manière expérimentale. Les tirs sur les disques en PVC ont permis de comprendre que ce phénomène ne provenait pas de la cible en silice. Nous avons très rapidement compris que ce phénomène n'était pas non plus lié à l'anode car, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le matériau et l'épaisseur de celle-ci ne supprime pas les émissions parasites. Le seul élément restant est la cathode. Celle du RKA ainsi que son support sont représentés sur la figure 60. Le velours est positionné sur le support (représenté en gris) puis maintenu par une bague en inox (en bleue). La cathode dépasse d'environ 1 mm par rapport à la bague en inox.

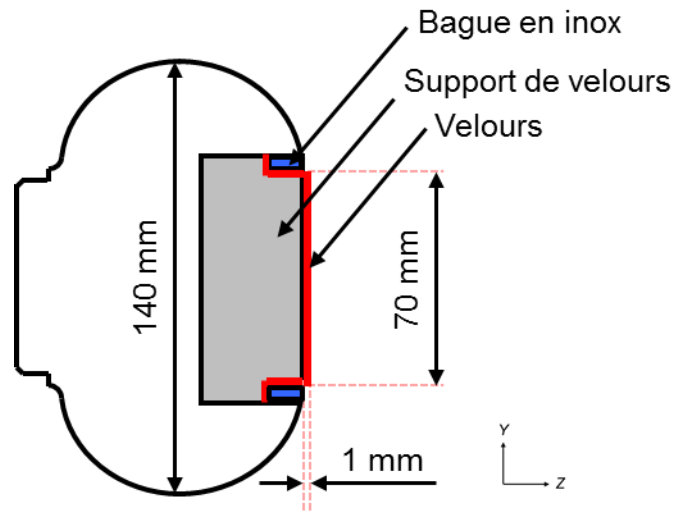


Figure 60 : Schéma de la cathode du RKA et de son support

Après avoir fait varier l'épaisseur du support de velours et le diamètre de la bague en acier inoxydable, c'est-à-dire après avoir changé le champ électrique à la surface de la cathode, nous avons constaté que les « raies » provenaient de l'interface entre le tissu et la bague.

Pour confirmer ce problème d'interface velours-métal, nous avons coupé une partie du velours. L'image Cerenkov de la figure 61 montre que les « raies » apparaissent à l'endroit même où la cathode est coupée.

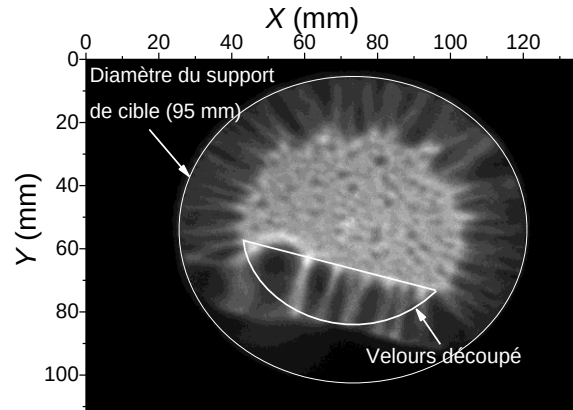


Figure 61 : Cathode dont une partie du velours est coupée

Nous avons aussi voulu essayer de réduire ces « raies », en surélevant et en inclinant la bague en acier inoxydable. Le nouveau montage est donné sur la figure 62. Cette nouvelle bague en inox est telle qu'en haut, le velours est rentré de 2 mm et qu'en bas, il dépasse de 1 mm.

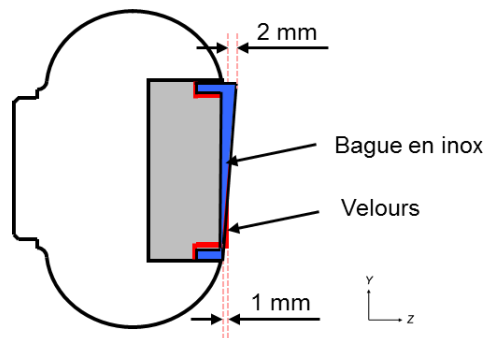


Figure 62 : Cathode avec la bague en acier inoxydable oblique

L'image Cerenkov associée à cette nouvelle bague est donnée sur la figure 63.

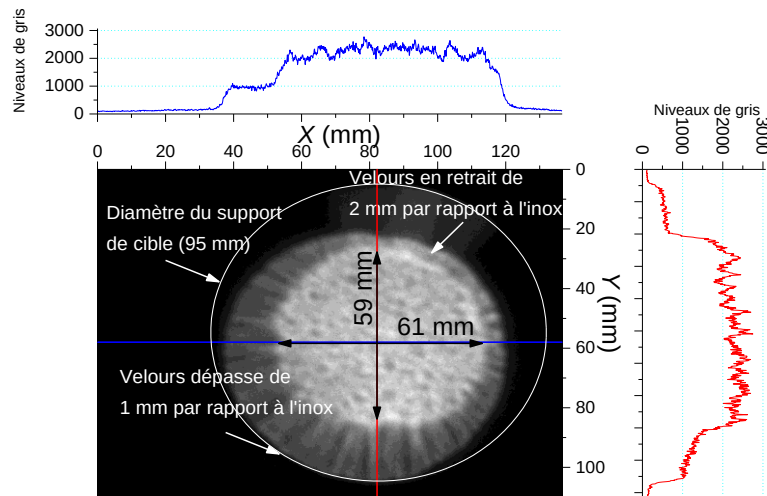


Figure 63 : Image Cerenkov avec la bague en acier inoxydable oblique

La hauteur de la bague en acier inoxydable modifie l'émission des électrons. Cette géométrie est semblable à la géométrie de Pierce [109]. Les « raies » ont une faible longueur lorsque la bague dépasse du velours et ont une longueur plus grande lorsque la bague est en retrait par rapport au velours. Les « raies » proviendraient d'une forte concentration d'électrons à la rencontre du métal et du tissu. De plus, le changement du champ électrique à la surface de la cathode, modifie l'émission des électrons mais ne modifie pas le courant du faisceau.

4.1.2.7 – Simulations Geant4

Afin de comparer le profil des images Cerenkov au profil provenant de Geant4, nous avons simulé un faisceau de 70 mm de diamètre, monoénergétique de 400 keV en incidence normale. Les résultats de simulation, sur la figure 64, sont comparés à une coupe réalisée sur l'image de la figure 55–b. Ne connaissant pas la fonction de transfert de la caméra, l'ajustement entre les deux courbes s'est fait de manière arbitraire.

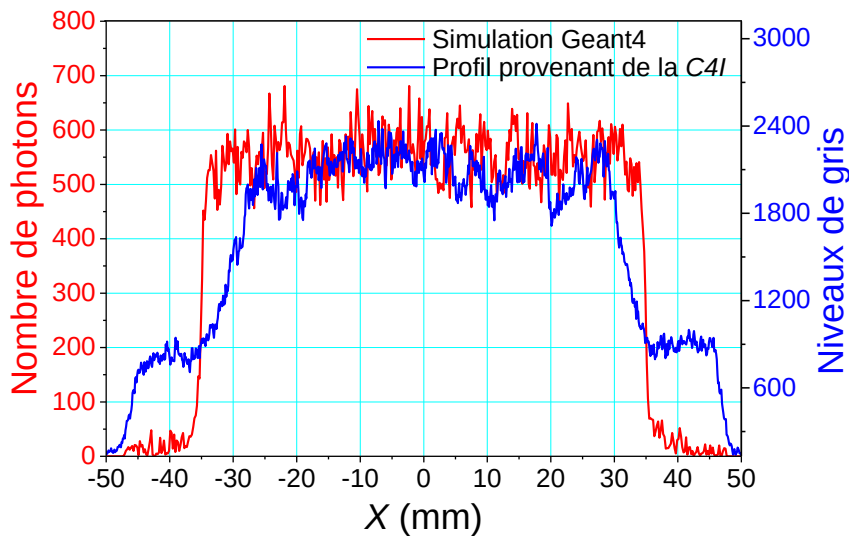


Figure 64 : Comparaison entre la simulation Geant4 d'un faisceau monoénergétique de 400 keV en incidence normale et un profil provenant de la C4I

Cette simulation est en bon accord avec l'expérience pour une distance X comprise entre -30 et +30 mm. En dehors de cet intervalle, les courbes diffèrent. Pour la simulation le nombre de photons passe de 600 à 0 en quelques millimètres, alors que dans la réalité nous avons un palier correspondant aux émissions parasites de la cathode.

Pour essayer d'améliorer la correspondance entre la simulation et la mesure, nous avons défini, sur Geant4, un faisceau monoénergétique de 400 keV en incidence normale ayant un diamètre de 68 mm et un faisceau annulaire de

diamètre intérieur égal à 68 mm et de diamètre extérieur égal à 95 mm. Les électrons de ce faisceau annulaire ont un angle d'émission compris entre 0 et 14°. Toujours en s'appuyant sur les résultats expérimentaux, nous émettons trois fois moins d'électrons sur le faisceau annulaire que sur le faisceau central. Cette simulation est présentée sur la figure 65–b et nous la comparons toujours à une coupe réalisée sur l'image Cerenkov. Le faisceau d'électrons incident tel qu'il a été déclaré sur Geant4, est donné sur la figure 65–a.

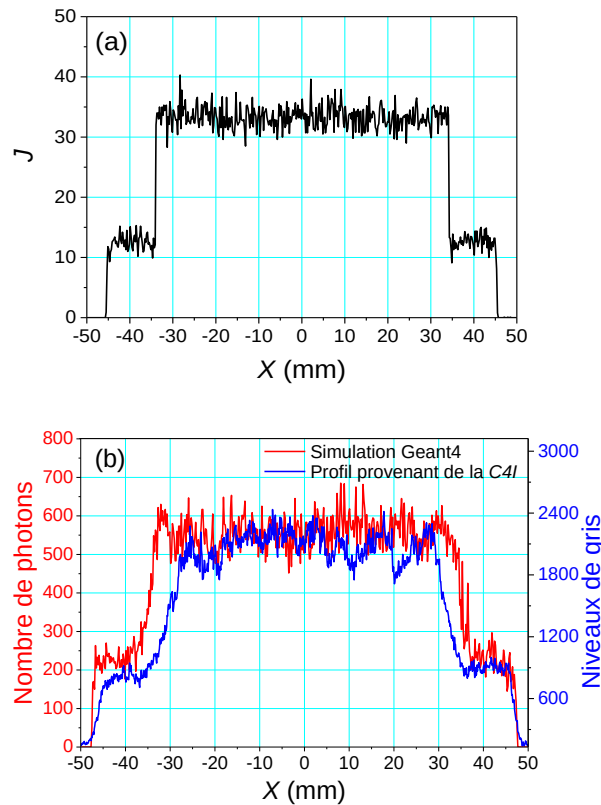


Figure 65 : Faisceau d'électrons Geant4 (a) et comparaison entre le profil des photons Cerenkov d'une simulation Geant4 et de la C4I (b)

Cette simulation est plus proche des résultats expérimentaux que la précédente. Elle confirme que le faisceau est bien composé d'une partie centrale homogène et d'une partie périphérique ayant un angle de diffusion compris entre 0 et 14°.

Ces simulations ont été reproduites pour les cathodes K50 et K30 toujours avec un faisceau monoénergétique en incidence normale au centre et un disque annulaire pour l'extérieur du faisceau. Elles ont été comparées aux profils obtenus sur les images de la figure 57. Les dimensions des deux faisceaux sont celles du tableau 3. Comme pour K70, les électrons de la partie externe ont un angle d'émission compris entre 0 et 14° par rapport à la normale et le nombre de photons provient du ratio de niveaux de gris mesuré sur les images expérimentales.

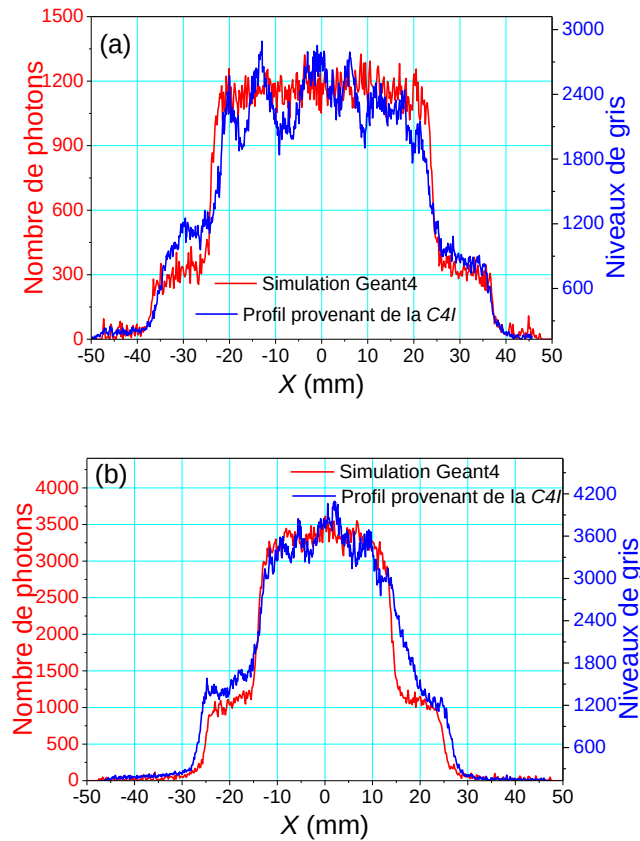


Figure 66 : Expériences et simulations pour les cathodes K50 (a) et K30 (b)

A partir de ces trois figures, nous avons résumé dans le tableau 4 l'amplitude moyenne des fluctuations, la distance moyenne entre deux maximums et la fréquence spatiale. L'amplitude moyenne des fluctuations est exprimée en %, elle correspond à $\frac{\delta J}{J}$ (où J est la densité de courant qui est proportionnelle au nombre de photons et aux niveaux de gris). La fréquence spatiale est le nombre de cycles (déduit de la distance moyenne entre deux maximums) par mètre [110].

	K70		K50		K30	
	RKA	Geant4	RKA	Geant4	RKA	Geant4
Amplitude moyenne des fluctuations	16%±4%	5%±2%	25%±5%	7%±2%	18%±4%	6%±2%
Distance moyenne entre 2 maximums	4,9 mm	1 mm	7,2 mm	1 mm	5,1 mm	1 mm
Fréquence spatiale	204 cpm	1000 cpm	139 cpm	1000 cpm	196 cpm	1000 cpm

Tableau 4 : Amplitudes des fluctuations et distance entre deux maximums pour les cathodes K30, K50, K70

De ce tableau, nous concluons que la distance moyenne entre deux maximums est liée à l'amplitude des fluctuations. Ces fluctuations sont elles mêmes dépendantes de la qualité de la cathode. Si le velours est bien déposé sur son support, l'amplitude sera faible. Si ce n'est pas le cas, l'amplitude sera plus importante. Pour la simulation, nous considérons que les électrons sont uniformément répartis sur tout le diamètre du faisceau. Ceci implique que les fluctuations sont beaucoup plus faibles que pour l'expérience, il en est de même pour la distance entre deux maximums.

Notons que les simulations du faisceau « parfait » sont très proches des résultats obtenus à partir des profils des images Cerenkov. On en déduit qu'avec une cathode en velours noir, la distribution du courant à la surface de la cathode est relativement homogène.

4.1.3 – Comportement du faisceau en fonction de l'anode utilisée

Le second élément de la diode est l'anode. Sa matière et son épaisseur ont une influence sur le faisceau d'électrons. Celle utilisée jusqu'à présent était constituée d'une couche de 20 nm d'aluminium déposée sur un substrat de 6 μm de mylar. Après l'étude de la diffusion multiple [50] et différentes simulations, il s'est avéré que ce choix n'était pas le plus judicieux. En effet, pour homogénéiser le faisceau impactant la cible, il peut être intéressant de le faire diffuser dans l'anode sans pour autant lui faire perdre de l'énergie. La théorie liée à cette diffusion est détaillée dans le chapitre 2.2.4.2.

4.1.3.1 – Simulations Geant4

Les simulations Geant4 présentées sur la figure 67, permettent d'évaluer la diffusion angulaire et la perte d'énergie des électrons dans trois anodes, une en aluminium de 20 nm (A1), une en aluminium de 11 μm (A2) et une en aluminium de 100 μm (A3). Des simulations ont montré que les 6 μm de mylar ne changeaient pas le profil des images Cerenkov. Le parcours de 1000 électrons de 400 keV en incidence normale est représenté en rouge. L'angle de diffusion moyen donné sur la figure ci-dessous correspond au demi-angle au sommet de la façon suivante :

$$\theta_A = \tan^{-1} \left(\frac{h}{L} \right) \quad (56)$$

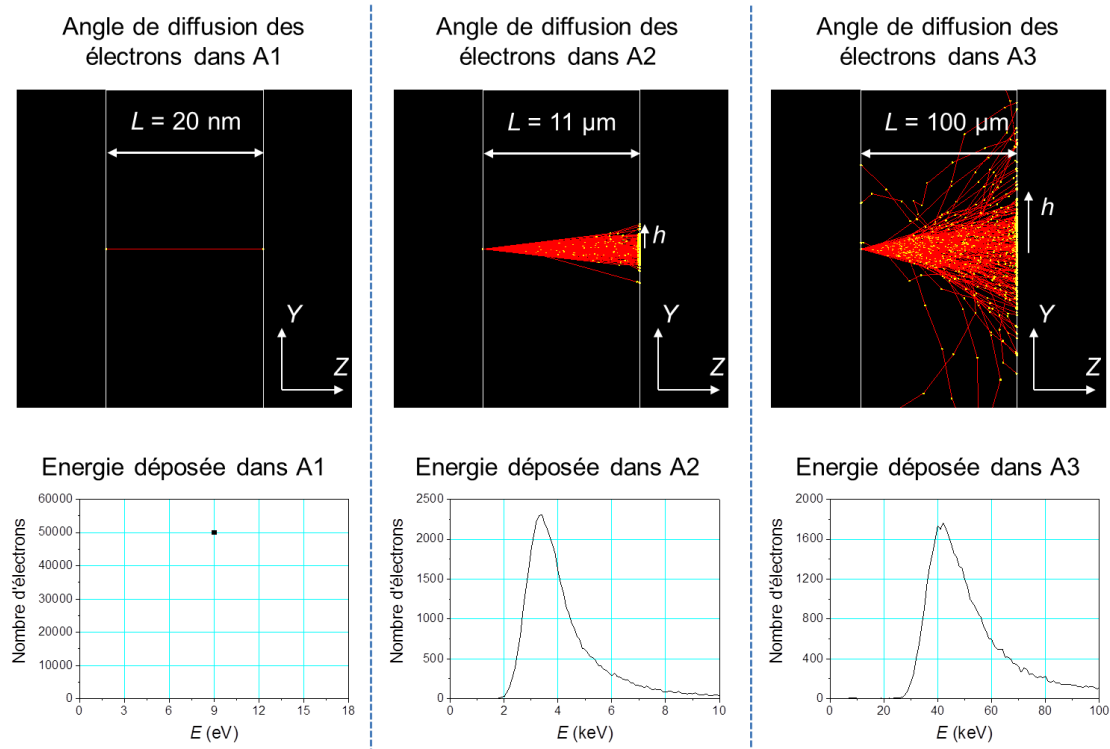


Figure 67 : Simulations Geant4 de la perte d'énergie et de la diffusion des électrons dans l'aluminium

Les résultats de ces simulations, ainsi que le nombre d'électrons de plus de 195 keV qui ont traversé chacune des anodes, sont donnés dans le tableau 5. L'angle de diffusion moyen est comparé à la théorie de Molière (figure 24).

	Geant4			Molière
	Energie moyenne déposée	Nombre d'électrons sortants	Angle de diffusion moyen	Angle de diffusion
20 nm d'Al	9 eV	50000	0°	0°
11 μm d'Al	4,5 keV	49776	8,9°	7,2°
100 μm d'Al	60 keV	25950	22,3°	30°

Tableau 5 : Simulation Geant4 de l'angle de diffusion moyen, de l'énergie moyenne déposée, du nombre d'électrons sortants de A1, A2, A3 et angle de diffusion théorique

L'anode influe grandement sur l'angle de diffusion et sur la perte d'énergie. Pour une anode composée de 100 μm d'aluminium, la perte d'énergie représente 15% de l'énergie totale et seulement 50 % des électrons la traversent (les autres sont rétrodiffusés). Plus on réduit l'épaisseur de l'anode, plus la perte d'énergie est faible et plus l'anode est transparente pour les électrons.

Pour le calcul de l'angle de diffusion théorique (chapitre 2.2.4.2), nous avons fait plusieurs approximations qui ne sont pas faites dans le code Monte Carlo. Ceci explique la légère différence entre les résultats.

D'après ces simulations Geant4, l'anode composée de 11 μm d'aluminium, offre le meilleur compromis entre la diffusion des électrons et la perte d'énergie. 98% des électrons passent à travers cette anode et perdent seulement 1% de leur énergie. L'angle de diffusion des électrons est de l'ordre de 9° .

4.1.3.2 – Signaux électriques

Nous allons maintenant étudier les signaux électriques (figure 68) et les images Cerenkov réalisées avec la C4I (figure 69) pour les trois anodes. La cathode utilisée pour ces tirs est une K70.

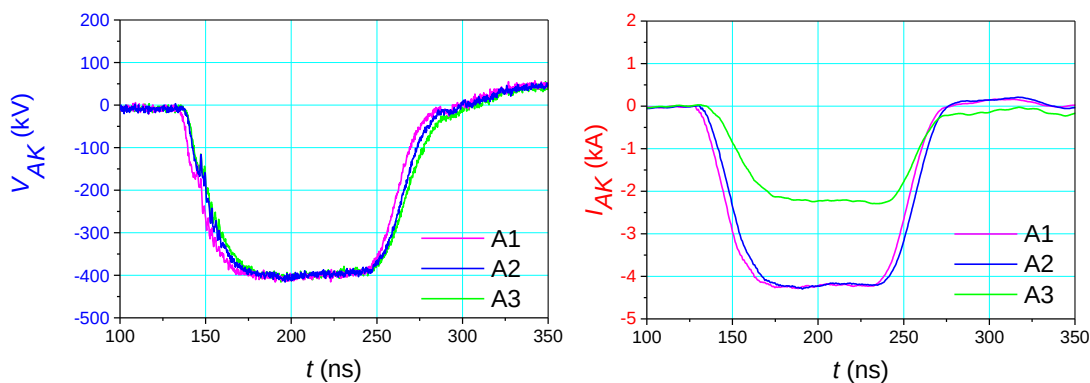


Figure 68 : Signaux électriques pour trois anodes de différentes épaisseurs

La tension de charge et la distance anode-cathode étant les mêmes pour les trois tirs, les signaux de tensions de la figure 68 sont identiques. Pour les courants, on mesure environ 4,2 kA pour A1 et A2, cette mesure chutant à 2,1 kA pour A3. Nous confirmons les résultats obtenus par simulation, à savoir que seulement 50% des électrons passent à travers A3.

4.1.3.3 – Images Cerenkov provenant de la caméra 4 images

Les images Cerenkov associées à ces trois anodes sont données sur la figure 69. L'anode A3 qui permet de diffuser fortement les électrons, homogénéise le faisceau impactant la cible. Comme nous l'avons vu sur les simulations et sur les signaux électriques, tous les électrons ne traversent pas cette anode. La conclusion est la même sur l'image Cerenkov, les niveaux de gris sont deux fois plus faibles pour l'anode A3. L'anode A2 semble suffisamment diffuser les électrons pour homogénéiser le faisceau impactant la cible, sans pour autant lui faire perdre d'énergie. D'après les simulations, la diffusion angulaire associée à l'anode A1 est nulle, l'image obtenue est représentative du faisceau émis par la cathode.

Remarque : Sur les trois tirs de la figure 69, la cathode est la même. Certaines taches visibles sur l'image avec A1 sont visibles sur l'image avec A2. Les zones d'inhomogénéité proviennent bien de la cathode. De plus, les expériences montrent que si le velours n'est pas bien plaqué contre son support (voir schéma de la figure 60) des zones sombres apparaissent. Ces zones proviendraient de bulles d'air très peu conductrices présentes entre le velours et son support.

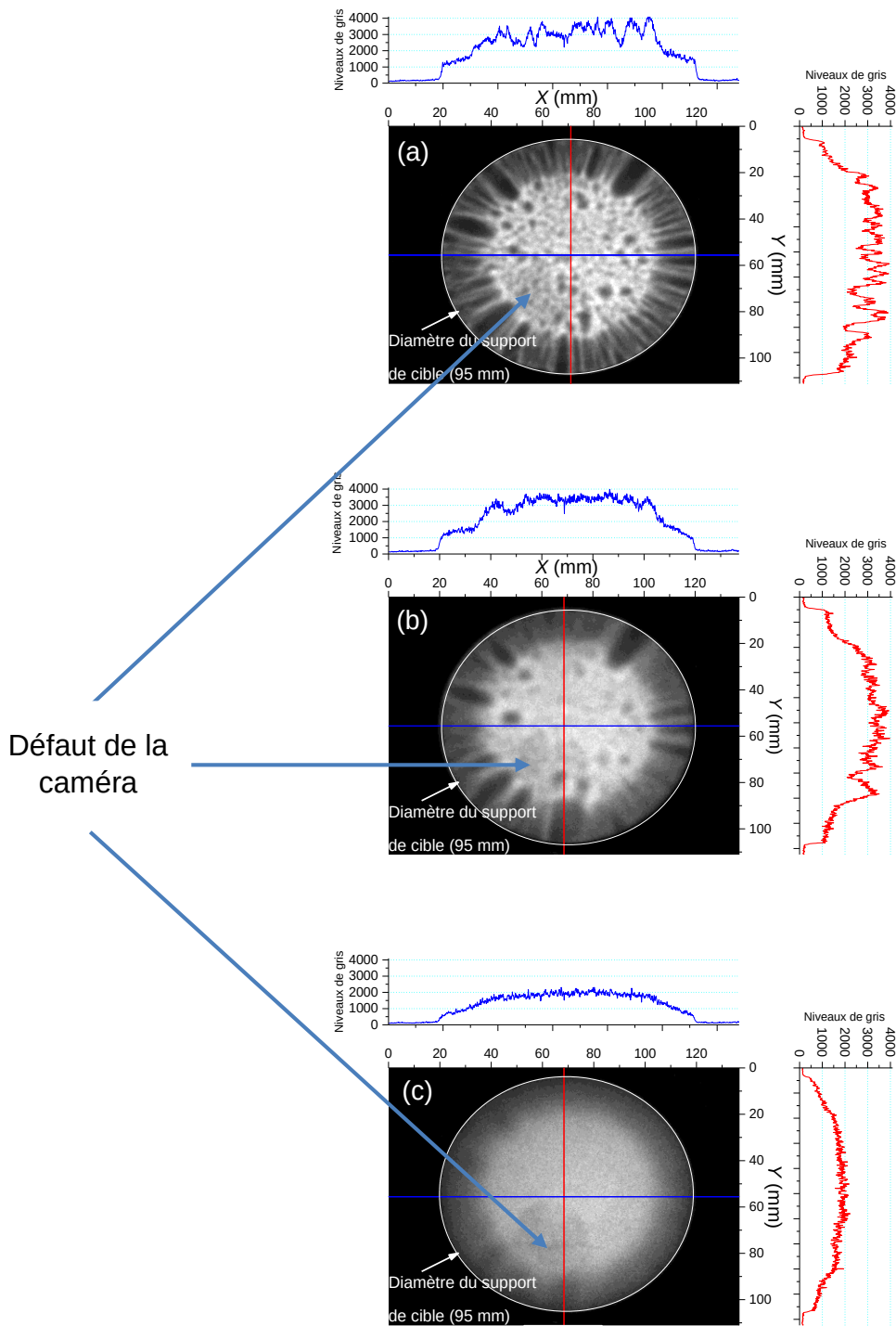


Figure 69 : Images Cerenkov pour trois anodes de différentes épaisseurs (a) : A1, (b) : A2, (c) : A3

4.1.3.4 – Images Cerenkov provenant de la caméra à balayage de fente

Après avoir étudié les profils spatiaux à l'aide de la *C4I*, présentons, sur la figure 70, les images ainsi que les profils temporels obtenus par la caméra à balayage de fente.

Les images associées aux anodes A1 et A2 sont très ressemblantes, les niveaux de gris et la durée de l'impulsion lumineuse sont identiques. Les deux marques visibles avec l'anode A1 en $X = 40$ mm et $X = 50$ mm sont atténuées par les 11 μ m d'aluminium. Pour l'anode A3, l'impulsion lumineuse fait 10 ns de moins et les niveaux de gris sont deux fois plus faibles. Cette diminution de 10 ns est liée à la perte d'énergie dans l'anode, les électrons passant plus rapidement sous le seuil d'émission Cerenkov. Les conclusions sont les mêmes pour la *C4I* et pour la *CBF*. L'anode A3 ne laisse passer que 50% des électrons et fait perdre beaucoup d'énergie au faisceau. L'anode A2 permet de l'homogénéiser sans pour autant lui faire perdre d'énergie.

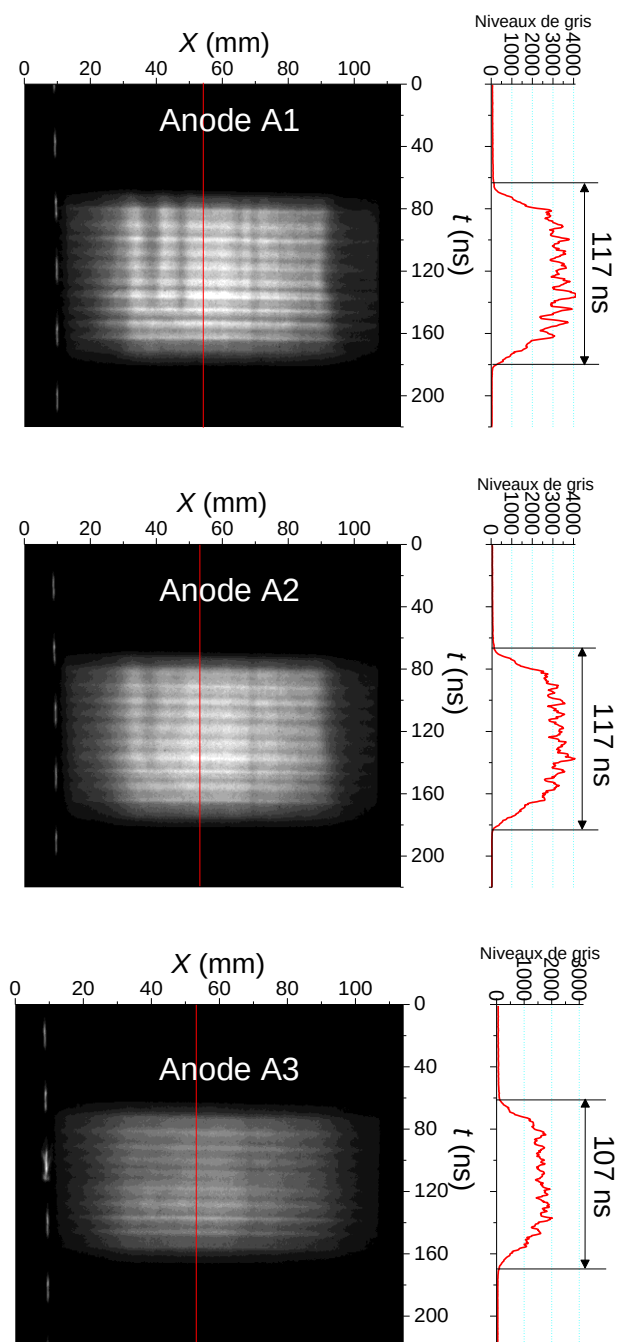


Figure 70 : Images et profils temporels provenant de la CBF

4.1.3.5 – Thermochoch initié dans l'aluminium

Une autre étude sur les anodes a permis de confirmer qu'A2 est un bon compromis entre la diffusion du faisceau et la perte d'énergie. Cette étude avait pour but de faire impacter le faisceau sur une cible en aluminium de 3 mm d'épaisseur, elle-même collée sur un quartz, et de comparer l'onde de choc mesurée en fonction de l'anode utilisée. Trois tirs ont été réalisés sur un quartz. Un avec une anode en mylar aluminisé (A1), un avec une anode en aluminium 11 μm (A2) et un avec une anode en aluminium 100 μm (A3).

Si nous comparons, sur la figure 71, les signaux obtenus par le quartz pour les deux anodes A1 et A2, nous constatons que ceux-ci sont rigoureusement les mêmes. On peut donc en déduire que le thermochoch est le même dans les deux cas. A partir du spectre en énergie et de la pression relevée par le quartz, il est possible de déterminer la fluence liée à ces tirs. Les signaux pour les anodes A1 et A2 étant identiques, les fluences le sont aussi. Pour ces anodes, le même nombre d'électrons a impacté le disque en aluminium. Nous confirmons bien qu'il n'y a pas de perte d'énergie significative dans A2. Par contre le signal de quartz obtenu avec l'anode A3 est presque deux fois plus faible.

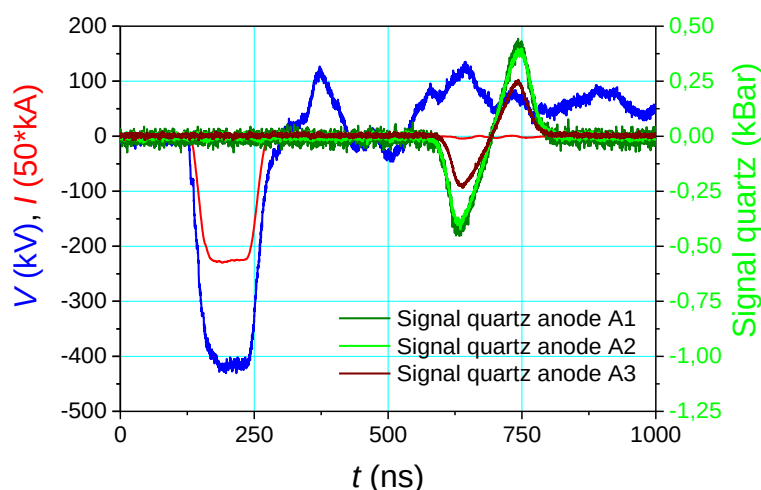


Figure 71 : Signaux quartz pour les anodes A1 et A2

Remarque : La vitesse de propagation d'une onde dans l'aluminium est d'environ 6300 m/s c'est-à-dire que l'onde met 475 ns pour parcourir les 3 mm de la cible. C'est pour cette raison que le signal de quartz apparaît environ 475 ns après le signal de tension.

4.1.4 – Evolution des images Cerenkov en fonction de la cible en silice

Les tirs présentés jusqu'à maintenant étaient réalisés sur une cible en silice de 1 mm avec une feuille en mylar aluminisé tendue sur sa face avant. Nous allons expliquer pourquoi il est nécessaire de tendre cette feuille devant la cible, puis nous comparerons les images Cerenkov pour quatre épaisseurs de silice. Ces résultats expérimentaux seront confrontés à des simulations Geant4.

4.1.4.1 – Influence de la présence d'une feuille en mylar aluminisé placée devant la cible

Les expériences réalisées sur le générateur montrent qu'il est nécessaire de placer une feuille en mylar aluminisé sur la face avant de la cible Cerenkov afin d'évacuer les charges accumulées pendant un tir [111]. Si cette feuille n'est pas mise en place, la décharge de la cible se fait par claquage, des étoiles apparaissent sur la cible, la rendant inutilisable. Pour s'assurer que cette feuille de mylar aluminisé n'est pas perturbatrice pour le diagnostic optique, nous avons réalisé des tirs avec et sans la feuille. Des images de ces tirs sont données sur la figure 72. Les courants sont donnés sur la figure 73.

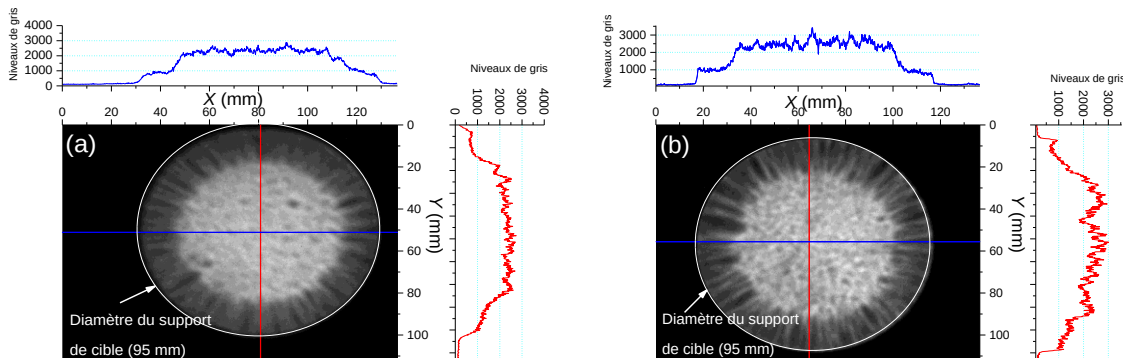


Figure 72 : Tir sur cible avec mylar aluminisé (a) et sans mylar aluminisé (b) sur sa face avant

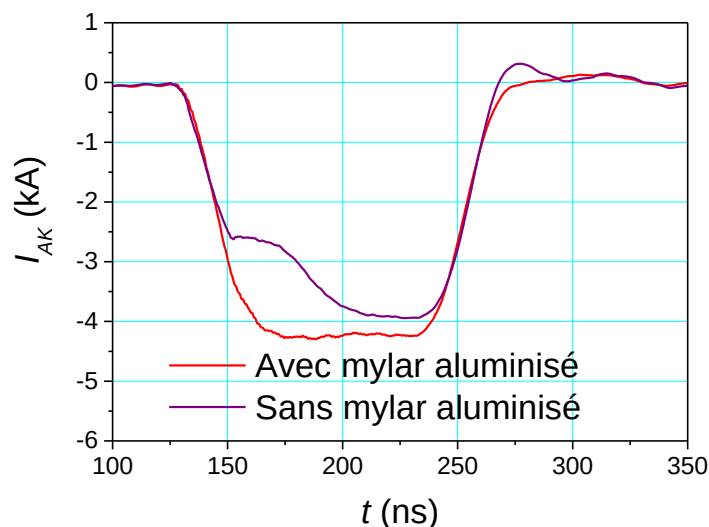


Figure 73 : Courants avec et sans mylar aluminisé sur la face avant de la cible

Le profil du courant provenant de la bobine de Rogowski n'est pas le même lorsqu'il y a une feuille de mylar aluminisé tendue devant la cible, et lorsqu'il n'y en a pas. Pour comprendre la raison de cette différence, nous avons installé une coupe de Faraday à la place de la cible. Ce diagnostic, étalonné à partir d'une sonde de courant du commerce, mesure le courant du faisceau collecté dans un disque en graphite. Le profil du courant provenant de la coupe de Faraday est strictement le même que celui provenant de la bobine de Rogowski, en présence d'une feuille en mylar aluminisé devant la cible (c'est-à-dire le même que la courbe rouge). Cela signifie que le potentiel de masse n'est pas fixé sur la silice lorsque la feuille n'est pas en place. Il sera nécessaire lors de tirs sur des matériaux isolants de toujours tendre une feuille aluminisée sur la face avant.

4.1.4.2 – Variation de l'épaisseur de la cible

Le nombre de photons émis par l'effet Cerenkov étant proportionnel à l'épaisseur de la cible utilisée (équation (25)), on peut considérer que plus le matériau est épais, plus la lumière émise est intense. Les images de la figure 74 montrent que ce n'est pas le cas. En pratique, la luminosité reste sensiblement la même, il y a juste une perte de résolution pour les images faites avec les cibles de 2 et 5 mm.

La formule donnant le nombre de photons émis par l'effet Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible n'est vraie que lorsque les électrons incidents traversent la cible d'un bout à l'autre sans perdre d'énergie et sans interactions. Ce n'est jamais le cas dans la réalité, un électron de 400 keV parcourt environ 0,54 mm dans de la silice. L'épaisseur de nos cibles étant supérieure à 1 mm, les électrons sont toujours arrêtés.

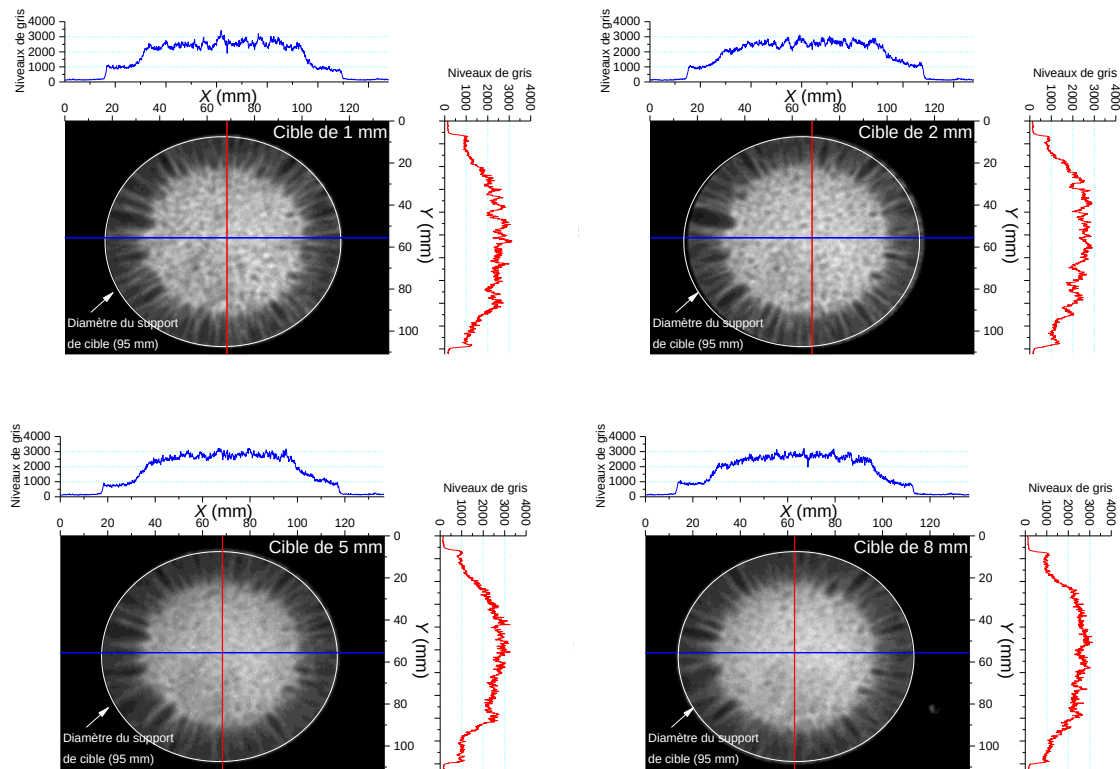


Figure 74 : Influence de l'épaisseur de la cible sur les images Cerenkov

4.1.4.3 – Simulations Geant4

Les simulations de l'effet Cerenkov réalisées sur Geant4 montrent que la fonction de transfert de cet effet est très proche de 1, c'est-à-dire que nous pouvons parfaitement imager le faisceau d'électrons du RKA avec l'effet Cerenkov.

Des simulations, avec un faisceau de 70 mm de diamètre (sans émission parasite), ont été réalisées pour les quatre épaisseurs de cible (1 mm, 2 mm, 5 mm et 8 mm). Sur la figure 75-a nous donnons le nombre de photons sortants de la cible en fonction de son épaisseur. Sur la figure 75-b, ce nombre de photons a été normalisé afin d'étudier les fronts de montée entre -50 et 0 mm.

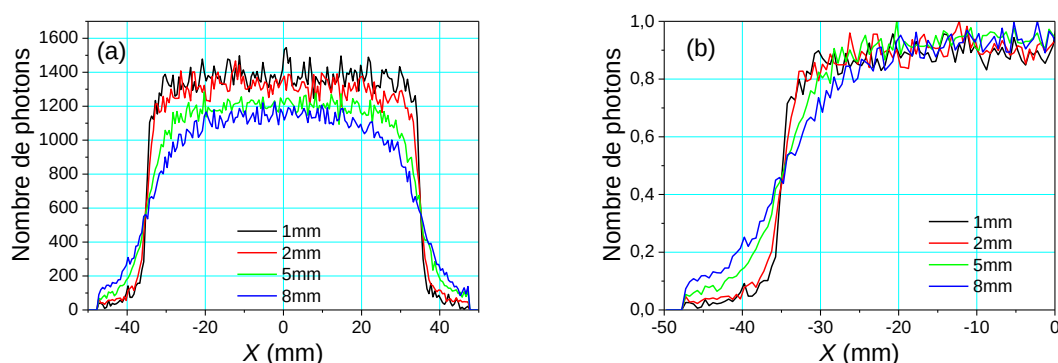


Figure 75 : Simulations des photons Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible pour un faisceau incident de 70 mm de diamètre (a) et étude du front de montée (b)

D'après ces simulations, plus la cible est fine, plus le nombre de photons est important. Par ailleurs, sur la figure 74, on constate que pour des cibles de 5 mm et 8 mm, les images sont moins résolues. La frontière entre la partie centrale et la zone où sont présentes les « raies » n'est pas bien définie, le centre des images est flou. Cette constatation est la même pour la simulation, figure 75–b, le front de montée dépend de l'épaisseur de la cible. En effet, plus la cible est épaisse, plus la pente du front de montée est faible.

En s'appuyant sur les simulations Monte Carlo, on déduit que le front de montée et le nombre de photons émis dépendent de l'épaisseur de la cible. Plus la cible est épaisse, plus le nombre d'interactions photons matière est important (voir chapitre 2.3). De plus les cibles n'étant pas parfaites, les phénomènes d'absorption des photons ne sont pas négligeables.

Cette simulation a été répétée pour un faisceau de 50 mm de diamètre, et pour un faisceau de 30 mm de diamètre. Les résultats obtenus par le code Monte Carlo sont donnés en annexe A.2. Pour interpréter ces simulations, comparons, dans le tableau 6, le nombre maximum de photons émis en fonction d'un diamètre du faisceau et de l'épaisseur de la cible pour 500000 électrons de 400 keV en incidence normale. Le nombre de photons produits a été normalisé au nombre d'électrons émis.

		Silice 1 mm	Silice 2 mm	Silice 5 mm	Silice 8 mm
Nombre maximum de photons émis	K70	0,003090	0,002934	0,002568	0,002450
	K50	0,005616	0,005396	0,004866	0,004348
	K30	0,01468	0,01387	0,01176	0,01040

Tableau 6 : Nombre maximum de photons émis normalisé à 1 e- de 400 keV en incidence normale en fonction de l'épaisseur de la cible en silice

En calculant le rapport entre le nombre de photons émis par une cible de 1 mm et par une cible de 8 mm pour les trois diamètres de faisceau on trouve :

- Pour un faisceau de 70 mm : 1,26 ($= \frac{0,00309}{0,00245}$)
- Pour un faisceau de 50 mm : 1,29 ($= \frac{0,005616}{0,004348}$)
- Pour un faisceau de 30 mm : 1,41 ($= \frac{0,01468}{0,01040}$)

En s'appuyant sur le fait que le diamètre de la cathode modifie uniquement la surface d'émission, pour limiter l'influence de l'épaisseur de la cible lors de l'imagerie du faisceau, il faut utiliser un diamètre faisceau le plus grand possible.

4.1.5 – Mesure de dose à l'aide de films radiochromiques

La mesure de la fluence F du faisceau d'électrons, est un paramètre important pour les applications du RKA. Jusqu'à présent, pour les faisceaux de faible fluence, elle était faite à partir des signaux électriques et de l'équation suivante :

$$F = \frac{1}{S} \int_0^{\tau} V_{AK}(t) \cdot I_{AK}(t) dt \quad (57)$$

où S est la surface du faisceau émis
 τ est la durée de l'impulsion

Des expériences récentes montrent qu'il est possible de calculer la fluence en mesurant la dose déposée dans un matériau connu [112]. Le principal avantage de cette méthode est sa facilité de mise en œuvre. Pour mesurer la dose, le détecteur Cerenkov (ou l'échantillon sous test) est simplement remplacé par des films radiochromiques. Le modèle G1A10 de la société Crosslinking [113] a des propriétés équivalentes à celles de l'eau. Quand les pigments du film sont excités, ils deviennent roses. A partir d'un dosimètre (qui mesure les niveaux de roses sur le film), il est possible de remonter à une dose équivalente à la dose dans l'eau D [112]. Cette dernière est déposée dans $d_{rc} = 10 \mu m$ de film radiochromique et s'exprime en J/g.

La formule permettant de passer de la dose à la fluence est la suivante [114] :

$$F = D\rho_m \frac{E}{\frac{dE}{dz}} \quad (58)$$

où ρ_m est la masse volumique ($\rho_m = 1 \text{ g/cm}^3$ pour l'eau)

Trois mesures ont été réalisées sur le RKA. En utilisant une cathode K70, une distance anode-cathode égale à 29 mm et en aluminisant la face avant du film radiochromique, nous avons comparé les trois anodes en aluminium.

Les images obtenues sur le RKA sont données figure 76 :

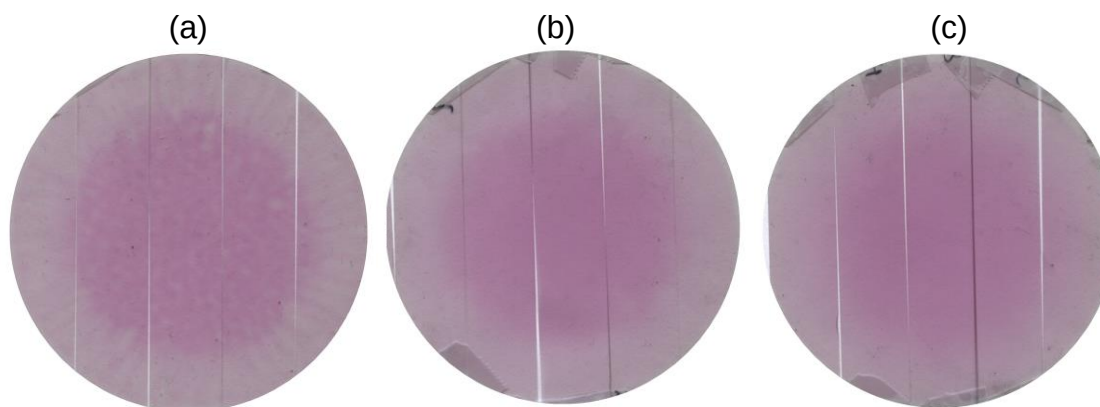


Figure 76 : Tir sur film radiochromique avec une anode en mylar aluminisé (a), une anode de 11 μm d'aluminium (b), une anode de 100 μm d'aluminium (c)

Sur ces images nous retrouvons sensiblement les mêmes résultats que sur les images Cerenkov de la figure 69. Pour une anode en mylar aluminisé, le faisceau de la partie centrale (70 mm de diamètre) est très résolu. Il est entouré d'un disque annulaire qui présente des émissions parasites. La figure 76-b, qui correspond à une anode de 11 μm d'aluminium, montre un faisceau plus diffus donc plus homogène, les niveaux de couleurs roses sont équivalents à ceux de la figure 76-a. Enfin, la photo de la figure 76-c, qui est faite avec une anode de 100 μm d'épaisseur est encore plus diffuse. Les bords du faisceau sont moins nets que sur les deux précédentes photos. Pour les trois images, les niveaux de roses sont équivalents.

La dose mesurée à partir des films est donnée dans le tableau suivant :

Anode	20 nm Al	11 μm Al	100 μm Al
Dose (J/g)	16 $\pm$ 5	20 $\pm$ 5	18 $\pm$ 5

Tableau 7 : Dose déposée dans 10 μm de film radiochromique en fonction de l'anode utilisée

Pour comparer à la dose expérimentale, des simulations ont été faites sur Geant4. La dose déposée dans le film radiographique est équivalente à la dose déposée dans 10 μm d'eau. La simulation concerne donc un cube d'eau de 10 μm d'épaisseur, placé 9 mm derrière une anode en aluminium. Les résultats de la simulation sont donnés dans le tableau 8.

Les simulations ont été faites à partir de 10^6 électrons et ont été normalisées au faisceau du RKA. En sachant que le nombre d'électrons émis est $n_{e^-} = \frac{I_{AK} \tau}{1,6 \cdot 10^{-19}}$, lors d'un tir ($I_{AK} = 4,2 \text{ kA}$), $2,6 \cdot 10^{15}$ électrons sont émis.

Anode	20 nm Al	11 μm Al	100 μm Al
Dose (J/g)	13,6 $\pm$ 3	13,8 $\pm$ 3	19,2 $\pm$ 3

Tableau 8 : Simulation Geant4 de la dose déposée dans 10 μm d'eau

La dose simulée est relativement proche à la dose expérimentale. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4.1.3.1, le faisceau ne perd pas d'énergie dans 20 nm et dans 11 μm d'aluminium alors qu'il perd 60 keV dans 100 μm d'aluminium. Pour un faisceau de 400 keV, l'énergie déposée ($\frac{dE}{dz}$) dans de l'eau est de 210 keV/mm et elle est de 230 keV/mm pour un faisceau de 340 keV. Si on calcule la fluence à partir de la dose (D) mesurée dans le tableau 7, d'après la formule (58), on obtient :

Anode	20 nm Al	11 μm Al	100 μm Al
Fluence (cal/cm ²)	0,7 $\pm$ 0,2	0,8 $\pm$ 0,2	0,7 $\pm$ 0,2

Tableau 9 : Fluence du faisceau calculée à partir des films radiochromiques et des simulations Geant4

Ces fluences sont très proches de celles calculées à partir des signaux électriques (voir page 116). Or, à cause des « raies » parasites, on ne connaît pas exactement le diamètre d'émission des électrons, on sait juste qu'il est compris entre 70 et 95 mm. La fluence donnée jusqu'à présent (0,5 cal/cm²) était calculée pour le cas le plus pénalisant c'est-à-dire pour un diamètre de 95 mm. Si on refait le calcul à partir des signaux électriques pour un diamètre de 70 mm, on trouve 1,8 fois plus c'est-à-dire 0,9 cal/cm².

Que la fluence soit calculée avec les films radiochromiques et les simulations Geant4 ou avec les signaux électriques, des incertitudes sont à prendre en compte. Pour le calcul à partir des signaux électriques, on ne connaît pas exactement le diamètre du faisceau, pour les films radiochromiques, la mesure relativement imprécise (± 5 J/g) est faite juste en un point au centre du film.

De ces mesures, nous pouvons tout de même conclure que l'anneau externe où se produisent les émissions parasites transporte peu d'énergie. On estime qu'il transporte moins d'un quart de l'énergie totale du faisceau.

En réduisant ces émissions parasites, il sera possible de parfaitement connaître le diamètre du faisceau. Ceci permettra, à l'aide des films radiochromiques, d'avoir une mesure précise de la fluence. Une méthode retenue pour réduire le diamètre du faisceau (et donc pour supprimer les « raies ») est d'utiliser un diaphragme de diamètre plus petit ou égal au diamètre de la cathode.

4.1.6 – Simulation de la propagation d'un faisceau d'électrons dans le vide

Des simulations PIC en 2D ont été réalisées par Jacques Gardelle. En utilisant le signal de tension expérimental, ainsi que la géométrie de la diode du RKA (avec une cathode de 70 mm de diamètre), il a simulé la propagation des électrons d'abord dans le vide puis dans le gaz de l'enceinte placée derrière l'anode. Nous donnons figure 77 les signaux électriques : le signal de tension, qui initialise le calcul, et le courant émis par la cathode correspondant à cette tension.

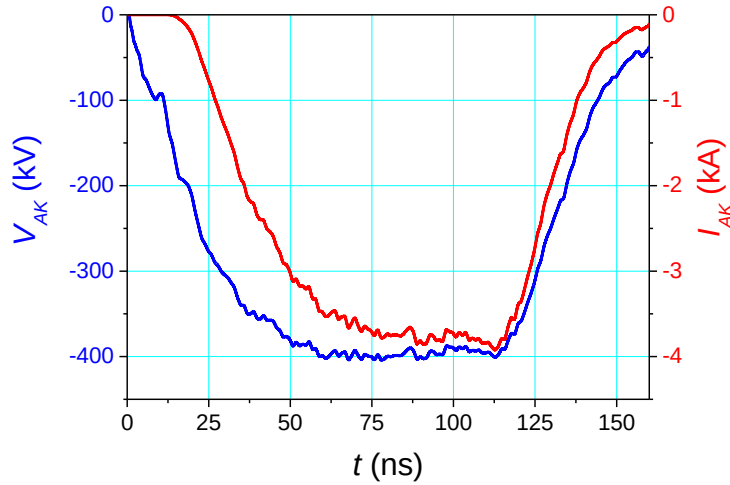


Figure 77 : Signaux électriques

Le courant simulé émis par la cathode est légèrement plus faible que le courant expérimental. Cette différence peut provenir des « raies » parasites qui ne peuvent pas être correctement simulées.

Nous donnons sur la figure 78 la géométrie et la position des électrons dans le vide à $t = 100$ ns, instant situé sur le plateau de courant.

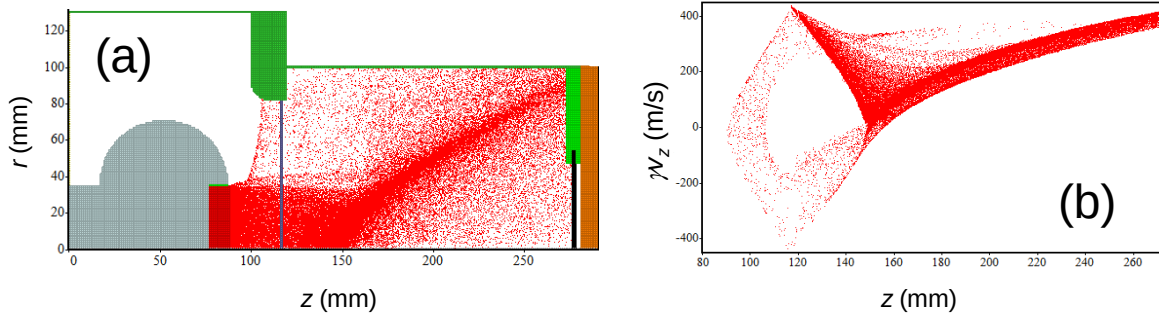


Figure 78 : Simulation Magic de la propagation des électrons dans le vide (a) positions en r - z des électrons, (b) impulsions longitudinales des électrons ayant traversé l'anode

Le faisceau d'électrons est trop intense pour pouvoir se propager sous vide [17, 48]. Une cathode virtuelle est visible vers $z = 150$ mm. A cette position, certains électrons vont rebrousser chemin comme on peut le voir sur la figure précédente.

On constate que pour $z < 150$ mm, le rayon du faisceau émis reste à peu près constant. Ensuite le faisceau s'ouvre et devient annulaire. Il explose sous l'effet de sa charge d'espace, ce qui implique que les électrons son rétrodiffusés.

L'introduction d'un gaz dans l'enceinte permettra de le transporter. Le faisceau ionise le gaz ce qui compense la charge d'espace.

Les champs propres associés au faisceau sont donnés sur la figure 79 au même instant. En géométrie 2D axisymétrique, seules les composantes E_r , E_z et B_ϕ sont présentes. Le calcul de ces champs, donné chapitre 4.1.1.1 ne peut pas être appliqué dans une géométrie complexe. Le champ électrique axial (en MV/m) est positif derrière l'anode ce qui conduit à une force incitant les électrons à faire demi-tour. Le champ E_r indique l'effet défocalisant. Le champ B_ϕ , quand le courant est fort, peut conduire à une auto-focalisation du faisceau par l'effet de la composante de force radiale en $\vec{v}_z \wedge \vec{B}_\phi$.

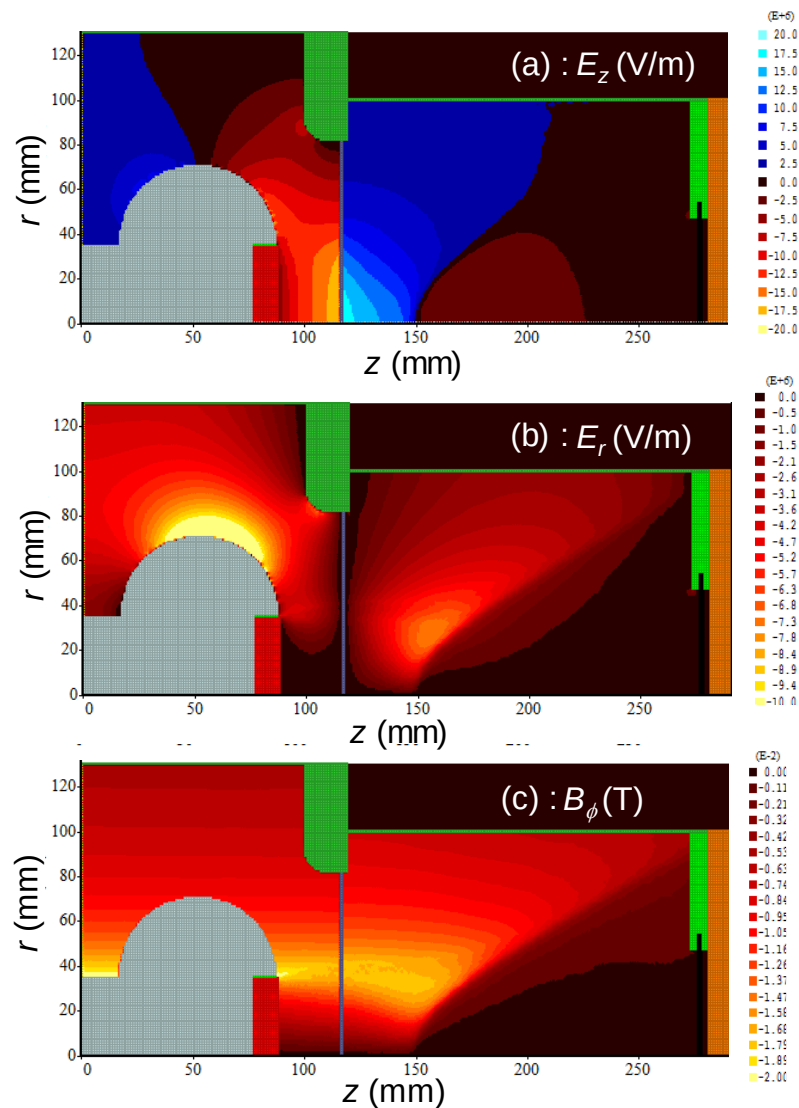


Figure 79 : Champ électrique axial (a), champ électrique radial (b) et champ magnétique azimuthal (c) en fonction de z

4.2 – Influence de la distance anode-cible et de la variation de la pression de gaz sur le faisceau d'électrons

Pour les applications de durcissement, il est parfois nécessaire de propager le faisceau d'électrons (à rayon constant) sur plusieurs centimètres, il est conseillé d'utiliser un gaz léger. Le milieu est ionisé par le faisceau et devient globalement neutre ce qui induit une compensation partielle de la charge d'espace. Nous avons étudié le comportement du faisceau dans de l'air et dans l'argon à différentes basses pressions. L'anode en mylar aluminisé, donnant une image réaliste du faisceau émis par la cathode, sera utilisée pour les tirs présentés dans ce chapitre. Ces résultats expérimentaux seront complétés par des simulations Magic.

Des travaux similaires [115] ont été présentés sur ETA II avec le code particulaire LSP [116]. Lors de ces travaux, l'énergie des électrons était de 5,5 MeV et le courant de l'ordre 1,6 kA. Les travaux que nous proposons dans ce chapitre sont avec une énergie de 400 keV et un courant de 4,2 kA. Pour leur application, le diamètre du faisceau est de 8 mm ou 20 mm, alors que pour nous il est plus important, il est de l'ordre de 70 mm (plus les « raies » parasites).

La position de la cible en fonction de la distance anode-cible est donnée dans le tableau 10. Nous rappelons que pour des raisons géométriques et mécaniques, l'espace anode-cible fait au minimum 9 mm :

Position	0	1	2	3	4	5
Distance anode-cible	9 mm	34 mm	59 mm	84 mm	109 mm	159 mm

Tableau 10 : Numéro de la position en fonction de la distance anode-cible

Pour chaque tir, nous avons obtenu une image provenant de la CBF qui nous a permis de tracer l'évolution du rayon r du faisceau en fonction du temps. Un petit programme informatique a été développé et calcule toutes les 1 ns la valeur de X à 20% de la luminosité maximale. Cette valeur de X est ensuite divisée par deux pour donner le rayon r .

Nous donnons aussi, une courbe représentant les niveaux de gris en fonction du diamètre (trait bleu sur la figure 80–b) à partir des images provenant de la C4I. Ces niveaux sont normalisés à l'intensité lumineuse maximale admissible par la caméra, et sont notés LSB .

Dans les expériences qui vont suivre, la pression d'air et d'argon variera entre 10^{-3} mbar et 3,0 mbar. Pour la pression la plus faible, la densité volumique du gaz (n_g) est très inférieure à la densité volumique du faisceau (n_b) ce qui implique que le faisceau n'est pas neutralisé. Il a une tendance naturelle à s'ouvrir [17, 117]. Ce phénomène constaté lors de l'étude faite sur le RKA, a aussi été observé sur ETA II [115] dans de l'air à $1,3 \cdot 10^{-3}$ mbar.

Remarque : Pour un faisceau de 400 keV, 4,2 kA et de rayon 3,5 cm, $n_b \cong 2,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ($n_b = \frac{I_{AK}}{e\beta c\pi r^2}$).

Si on augmente la pression, le faisceau ionise plus fortement le gaz et devient partiellement neutralisé. Pour la durée qui nous intéresse (de l'ordre de 100 ns), les ions sont immobiles. Si la neutralisation en charge $f_e = \frac{Zn_i}{n_b}$, est supérieure à $\frac{1}{\gamma^2}$, alors le faisceau ne s'ouvre plus mais se focalise (où n_i est la densité volumique ionique). Pour des électrons de 400 keV, $\gamma \cong 1,78$ ($\gamma = 1 + \frac{1,6 \cdot 10^{-19} V_{AK}}{m_0 c^2}$). Si $f_e > 0,3$, c'est-à-dire si n_i est de l'ordre de $8,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ alors le faisceau se focalise. La chambre de propagation étant remplie de gaz à une pression de l'ordre du mbar ($n_g \cong 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), d'après la référence [118], une faible ionisation du gaz est suffisante pour neutraliser la charge d'espace et faire pincer le faisceau [98] (sans que la neutralisation en courant ne soit complète). Cette neutralisation permet de transporter le faisceau sur plusieurs centimètres à rayon constant. D'après les travaux déjà réalisés, la neutralisation de la charge d'espace implique que le diamètre du faisceau dans le gaz ou dans l'air est plus petit que dans le vide. Pour les études de durcissement des matériaux, il est souvent demandé d'augmenter la fluence du faisceau sans changer l'énergie des électrons. Celle-ci dépend du diamètre du faisceau et du courant. Si le diamètre du faisceau est réduit et si nous arrivons à démontrer que tous les électrons émis par la cathode, impactent la cible, nous pourrions conclure qu'il est possible d'augmenter la fluence en propageant le faisceau dans un gaz.

Remarque : Pour augmenter la fluence, d'autres solutions seront présentées dans les chapitres 4.3 et 4.4.

Avant d'étudier, pour différentes positions et différentes pressions, l'évolution du rayon et de l'intensité lumineuse, nous donnons sur la figure 80 les images de la *CBF*, de la *C4I* ainsi que le rayon et la luminosité du faisceau pour une pression d'air égale à 10^{-3} mbar et la cible en position 0.

Pour dix tirs identiques, effectués avec différentes pressions d'argon ou d'air, nous avons constaté une variation de 7% sur les niveaux de gris et de 3% sur le rayon. La fente de la *CBF* est toujours placée au centre du faisceau d'électrons.

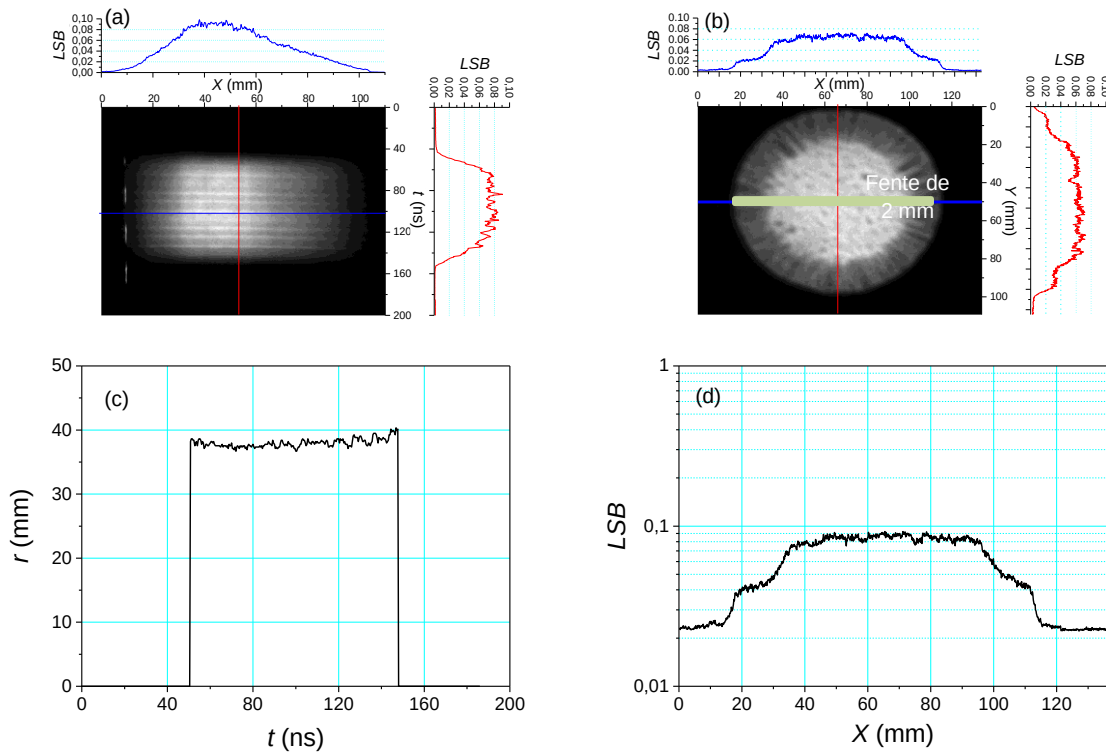


Figure 80 : Image CBF (a), image C4I (b), rayon en fonction du temps (c) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (d) pour une cible en position 0

Ces images sont similaires à celles présentées jusqu'à maintenant. Le rayon r (mm), du faisceau d'électrons (mesuré à 20 % de la luminosité maximale de la CBF) est de l'ordre de 38 mm. La luminosité (figure 80–d) est environ égale à 10% de la luminosité maximale admissible par le C4I.

4.2.1 – Propagation du faisceau de l'anode à la cible dans de l'air

4.2.1.1 – Résultats expérimentaux

- 10^{-3} mbar d'air

Pour commencer, intéressons-nous à la propagation du faisceau dans 10^{-3} mbar d'air. Les images de la C4I et de la CBF, n'ont pas toujours été présentées dans le corps du texte, mais sont toutes données en Annexe 3. Le rayon et l'intensité lumineuse du faisceau sont tracés, sur la figure 81, pour les positions 1, 2, 3, 4. Pour la position 5, le faisceau étant trop peu lumineux, les images sont inexploitable

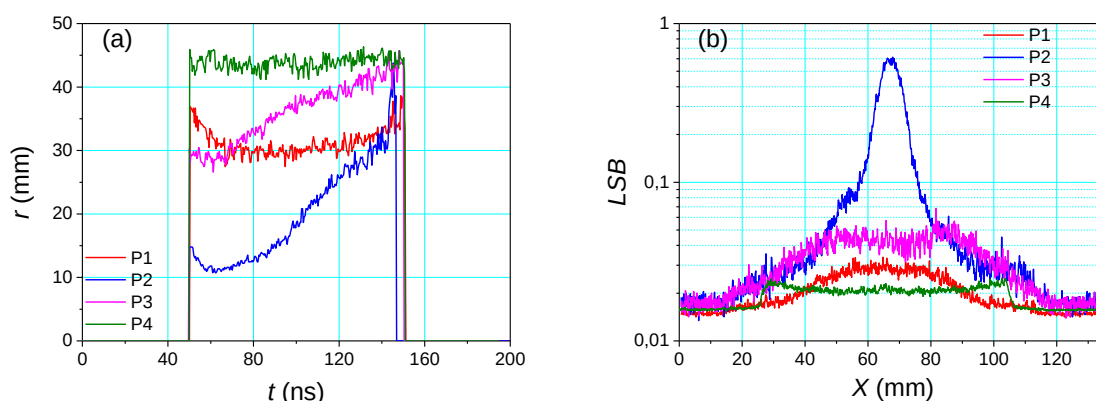


Figure 81 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible dans 10^{-3} mbar d'air

Remarque : Nous rappelons que le rayon r (mm), sur la figure 81–a, est mesuré à partir 20 % du signal de luminosité provenant de la CBF. Cette méthode est plus rapide mais moins rigoureuse qu'un calcul de rayon quadratique moyen. A cause de cette méthode, la durée des impulsions n'est pas constante mais varie légèrement. Cette durée est de l'ordre de $100 \text{ ns} \pm 4 \text{ ns}$.

Pour la position 3, dont les images sont données sur la figure 82, le faisceau est initialement cylindrique puis, vers 80 ns, il devient annulaire. Ceci peut provenir de l'effet de cathode virtuelle montré sur la figure 78 et sur la figure 79.

Notons, que le faisceau a le plus petit rayon, mais aussi l'intensité lumineuse la plus importante, pour la position 2. Les images provenant des caméras montrent une tache fortement lumineuse faisant environ 20 mm de diamètre (voir la figure 83). De plus, le faisceau diverge à partir de 80 ns.

Les courbes correspondantes à la position 1 sont très proches de celles présentées sur la figure 80. Le faisceau a un rayon et une intensité lumineuse constants. Notons, que ces deux paramètres sont inférieurs à ceux de la position 0 (distance anode-cible égale à 9 mm).

Enfin, pour la dernière position, la 4^{ème}, le faisceau a un rayon correspondant au rayon de la cible Cerenkov avec une intensité lumineuse quatre fois plus faible que celle de la position 0. On en déduit que le faisceau est complètement diffus et que la quantité d'électrons impactant la cible en silice est bien plus faible que celle émise par la cathode.

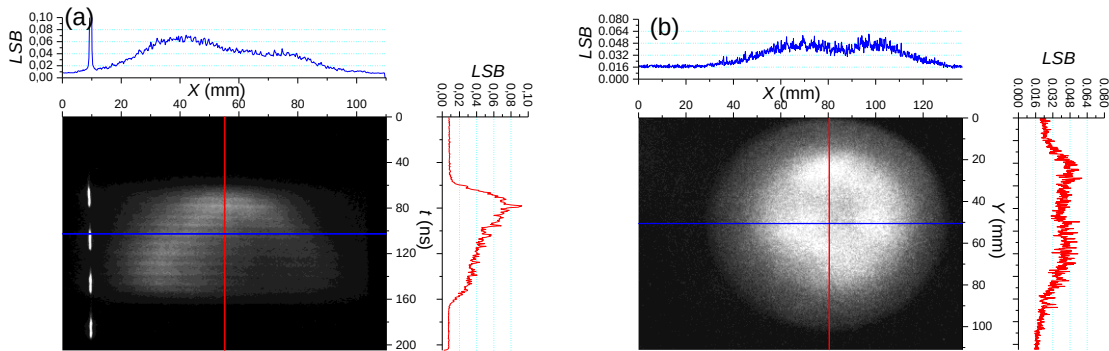


Figure 82 : Image CBF (a), image C4I (b), pour une cible en position 3 dans 10^{-3} mbar d'air

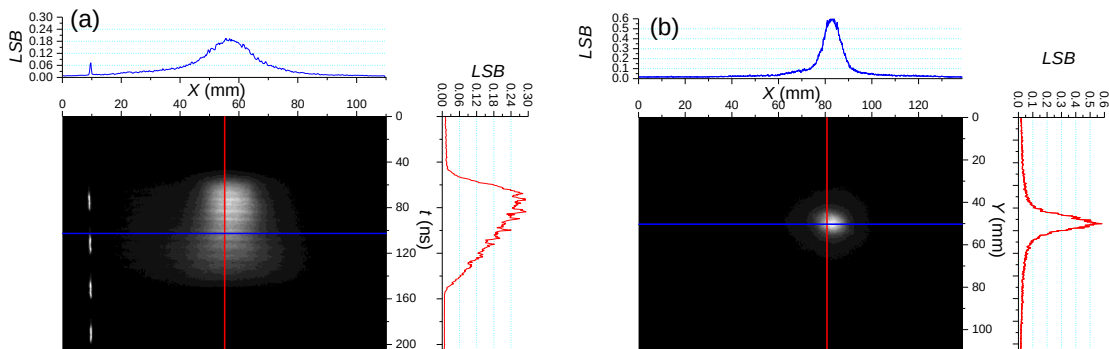


Figure 83 : Image CBF (a), image C4I (b), pour une cible en position 2 dans 10^{-3} mbar d'air

Pour conclure sur le comportement du faisceau dans 10^{-3} mbar d'air, nous avons tracé, à partir des courbes de la figure 81, le rayon moyen (noté r_{AVG}) en fonction de la position de la cible (figure 84–a).

Comme nous l'avons vu précédemment, l'intensité lumineuse est proportionnelle à l'intensité du faisceau donnée par les images Cerenkov. Si au cours de la propagation, le rayon du faisceau d'électrons évolue, son courant (et par conséquent sa luminosité) doit évoluer proportionnellement. En suivant ce raisonnement, nous donnons, sur la figure 84–b, pour chacune des cinq positions, l'intégrale en fonction du temps t et du diamètre X des images provenant de la

CBF (cette intégrale est notée I_{CBF}) et l'intégrale en fonction de X et de l'épaisseur de la fente suivant Y des images provenant de la $C4I$ (cette intégrale est notée I_{Fente}). De ces deux intégrales, il est possible de tirer deux conclusions :

- Si l'intégrale en fonction de t et de X des images provenant de la CBF est constante en fonction de la distance anode-cible, tous les électrons émis par la cible impactent sur l'échantillon.
- Si les deux intégrales sont proportionnelles (avec toujours le même rapport de proportionnalité qui correspond à l'écart de gain entre les deux caméras) alors les résultats obtenus par les caméras sont équivalents.

Le faisceau, de rayon initial, moyen, égal à 25 mm, se focalise jusqu'à un rayon de l'ordre de 15 mm pour la position 2 puis il s'ouvre, donnant une image dont l'intensité lumineuse est très faible. D'après la figure 84-b, les électrons émis par la cathode atteignent correctement la cible.

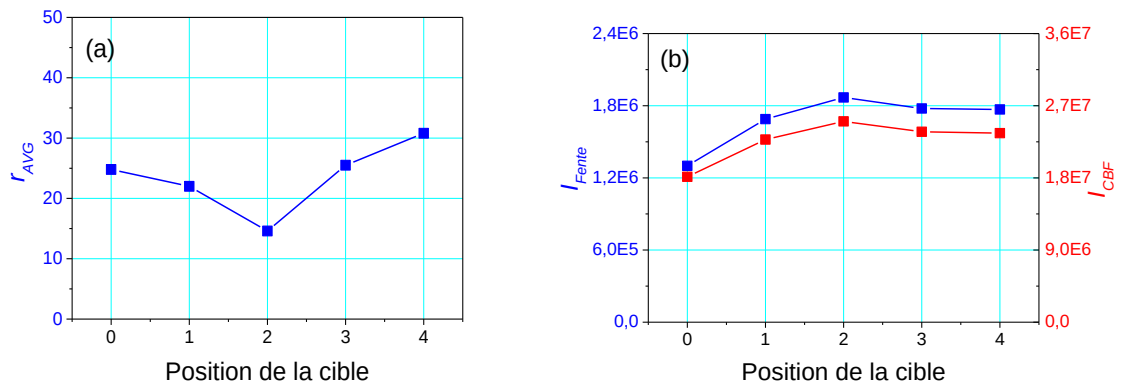


Figure 84 : Rayon moyen (a) et intégrale des images provenant de la C4I et de la CBF (b) en fonction de la position de la cible

Expérimentalement, nous avons voulu étudier le comportement du faisceau d'électrons en fonction de la pression d'air et de la distance anode-cible. Pour les positions 1, 2, 3, 4 et 5, nous avons comparé quatre pressions d'air : 10^{-2} mbar, 10^{-1} mbar, 0,7 mbar et 1,5 mbar.

- 10^{-2} mbar d'air

Commençons par étudier sur la figure 85, l'évolution du faisceau en fonction de la position pour 10^{-2} mbar d'air.

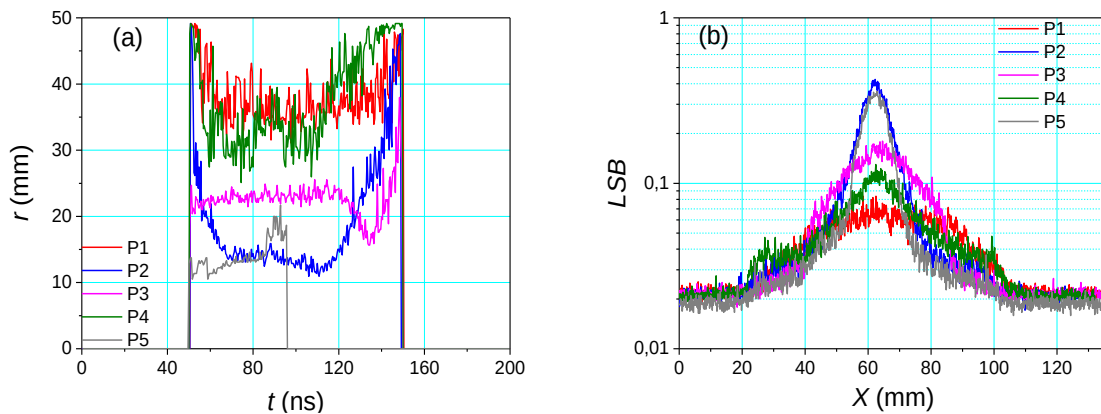


Figure 85 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 10^{-2} mbar d'air

De ces courbes, nous pouvons comme précédemment affirmer que pour la position 2, le faisceau a un rayon très faible mais il est très lumineux. Cette intensité lumineuse et ce rayon sont sensiblement les mêmes pour la position 5. Ce qui est surprenant pour la position 5, c'est la courte durée de l'impulsion lumineuse, seulement la moitié des autres (afin de vérifier que cette réduction de l'impulsion lumineuse n'est pas un artefact, le tir en position 5 a été répété trois fois et donne toujours le même résultat). Les images des caméras pour un tir à cette position sont données sur la figure 86. Ne sachant pas si les électrons ont une énergie inférieure à 195 keV ou bien si le faisceau est vraiment inexistant, on ne peut guère donner de conclusions sur cette réduction de la durée. Des simulations seront faites par la suite, pour essayer de comprendre cette réduction de l'impulsion lumineuse.

Pour la position 1 et la position 4, le rayon est relativement constant autour de 38 mm et a une luminosité proche de celle de la position 0 (figure 80).

Comme pour une pression de 10^{-3} mbar d'air, le faisceau se pince au niveau de la position 2 et s'ouvre par la suite (jusqu'à la position 4). Ce qui diffère de précédemment, c'est qu'il se repince fortement pour la position 5. Le faisceau est modulé deux fois.

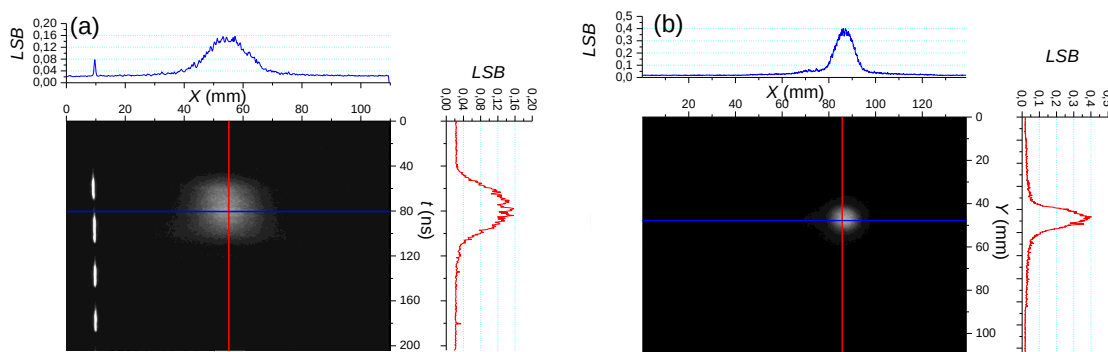


Figure 86 : Image CBF (a), image C4I (b), pour une cible en position 5 dans 10^{-2} mbar d'air

- 10^{-1} mbar d'air

Pour vérifier si le faisceau évolue de la même façon à plus forte pression (même nombre de modulations), nous sommes passés à 10^{-1} mbar d'air dans la chambre. Les courbes de rayon et d'intensité lumineuse sont données sur la figure 87.

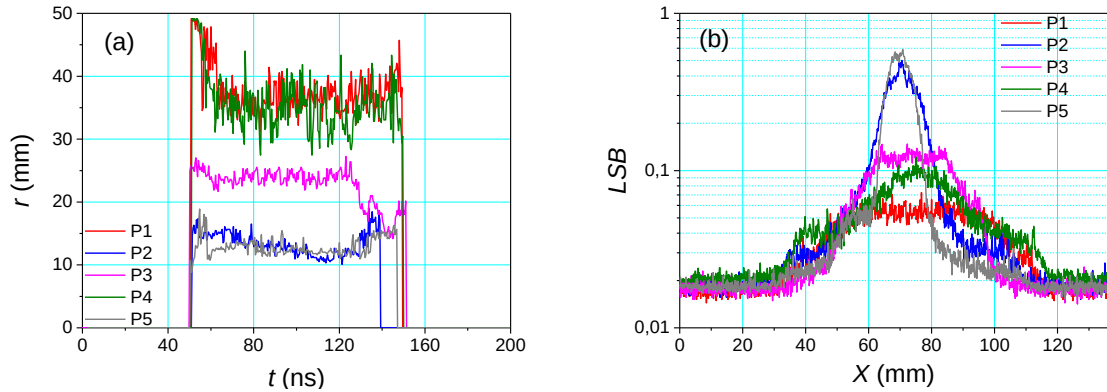


Figure 87 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 10^{-1} mbar d'air

Les positions 1 et 4 sont très proches pour les deux paramètres que nous comparons, il en est de même pour les positions 2 et 5. Notons, que la durée de l'impulsion lumineuse pour la position 5 est redevenue équivalente aux autres. Comme précédemment, en fonction des positions, le faisceau se focalise, puis diverge, puis se refocalise. Il est modulé en fonction de la distance anode-cible.

- 0,7 mbar d'air

Pour le cas d'une pression d'air plus élevée (0,7 mbar), les courbes sont présentées sur la figure 88.

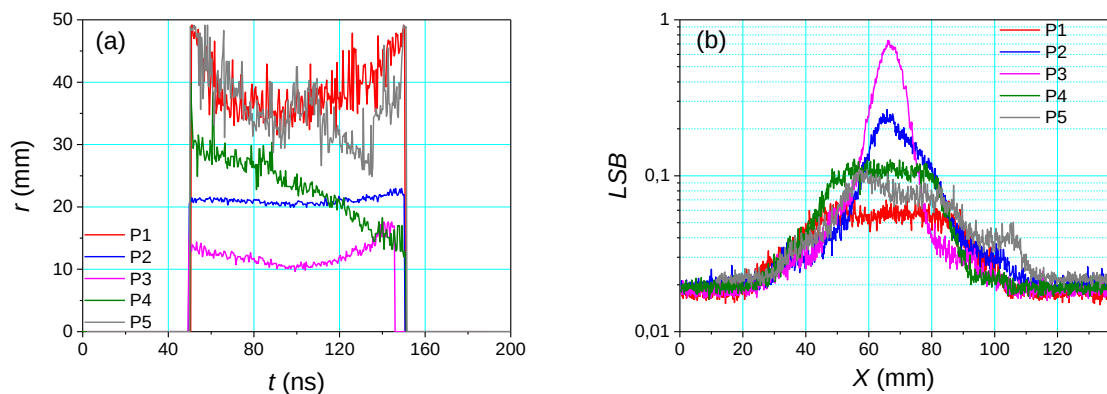


Figure 88 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 0,7 mbar d'air

Bien que les courbes obtenues pour la position 1 soient toujours les mêmes, les autres courbes ont totalement évolué par rapport aux deux pressions précédentes. Pour la position 2, le rayon est plus grand et surtout beaucoup plus constant, la luminosité du faisceau est par contre plus faible. Pour la position 3 le faisceau est très focalisé et très lumineux, puis il s'ouvre légèrement en position 4 tout en perdant de la luminosité. Enfin, pour la position 5 le faisceau ne se pince plus, il est équivalent à celui de la position 1. Il n'y a plus qu'une modulation.

- 1,5 mbar d'air

Pour une pression de 1,5 mbar, les courbes sont données sur la figure 89.

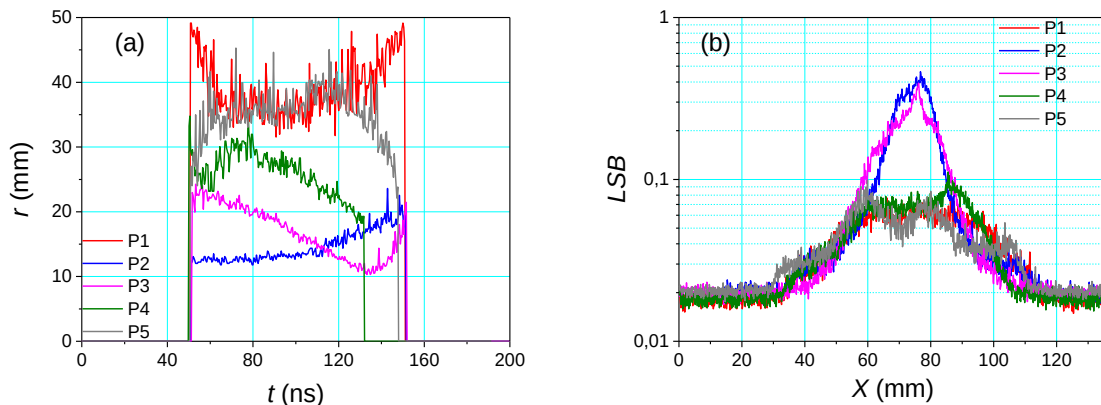


Figure 89 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 1,5 mbar d'air

Le constat est le même que pour 0,7 mbar d'air. Les positions 1 et 5 sont très ressemblantes. Le faisceau se focalise au cours du temps pour les positions 2 et 3 tout en gardant une forte luminosité. Enfin, il diverge légèrement en position 4.

Remarque : Comme pour la position 2 de la figure 87, la durée de l'émission lumineuse pour la position 4 de la figure 89 est inférieure à la moyenne (100 ns). Cet écart provient de la mesure du rayon en fonction du temps qui n'est pas toujours précise. Nous rappelons aussi que les images de la *CBF* et de la *C4I*, sont données en annexe 3.

Pour conclure sur l'évolution du faisceau en fonction de la position de la cible, nous avons tracé, figure 90 (colonne de gauche), pour les quatre pressions, le rayon moyen. De plus, les intégrales provenant des images de la *CBF* et de la *C4I* (en considérant l'emplacement de la fente), ont été tracées figure 90 (colonne de droite) afin de renseigner sur une éventuelle perte de courant lors de la propagation du faisceau.

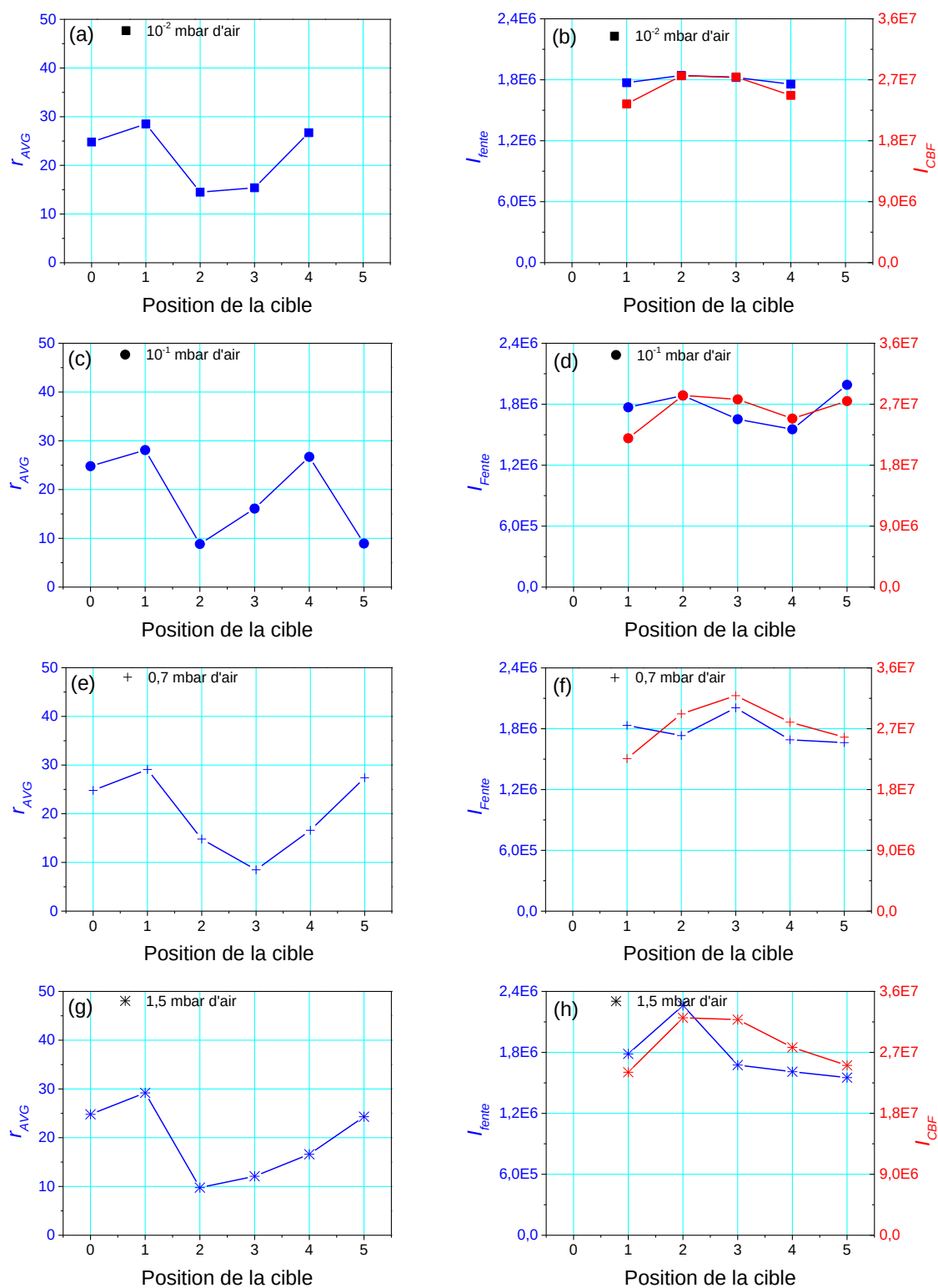


Figure 90 : Rayon moyen (colonne de gauche) et intégrale des images provenant de la C4I et de la CBF (colonne de droite) en fonction de la position de la cible

A cause de sa faible durée, le rayon et les intégrales des images pour la position 5 dans 10^{-2} mbar d'air n'ont pas été calculés.

D'après les courbes de la colonne de gauche de la figure 90, pour les deux premières positions, la pression d'air n'influe pas sur le rayon. Puis le faisceau se focalise sur la position 2 avant de s'ouvrir légèrement sur la position 3. Pour les positions 4 et 5, le rayon dépend de la pression d'air. Soit il s'ouvre pour les fortes pressions, soit il s'ouvre uniquement en position 4 et se refocalise en position 5 pour les faibles pressions. Le faisceau est modulé en fonction de la pression d'air et en fonction de la distance anode-cible (il diverge ensuite sous l'effet de sa charge d'espace).

D'après la figure 90 (colonne de droite), le courant du faisceau émis par la cathode est conservé lors de la propagation. Le fait que le courant soit conservé pendant la propagation du faisceau dans l'air, signifie que la modulation du rayon constatée en fonction de la position et de la pression est bien réelle et n'est pas un défaut de mesure.

A la vue de ces courbes (constance des rayons, durée des impulsions lumineuses et propagation du faisceau suivant z), et des images qui ont permis de les obtenir, nous pouvons dire que la pression optimale pour propager un faisceau d'électrons de 70 mm de diamètre, 400 keV, 4,2 kA dans de l'air est de l'ordre de 10^{-1} mbar.

Comme pour les résultats que nous venons de présenter, sur le générateur ETA II [115], le long de l'axe de propagation, le faisceau se focalise puis se rouvre pour une pression d'air de l'ordre du mbar. Pour une pression plus faible, le faisceau a une tendance naturelle à s'ouvrir sous l'effet de la charge d'espace (voir la figure 78 et la figure 84). Les phénomènes qui se produisent lors de la propagation d'un faisceau d'électrons dans un gaz sont complexes. Contrairement à ce qui peut être fait par simulation, il n'est pas possible de prédire de manière analytique la fréquence des modulations, la direction et la vitesse des particules. Les seuls éléments que nous pouvons citer concernent le courant de retour et l'influence du champ magnétique induit par le faisceau.

Le courant maximum transporté par un faisceau est limité par l'interaction du faisceau avec le champ magnétique qu'il génère. Dans le vide, ce courant est le courant d'Alfven [97] :

$$I_A = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{q} \cong 17 \text{ kA} \quad (59)$$

Si le faisceau se propage dans un milieu conducteur, la propagation du courant peut être supérieure au courant d'Alfven et un courant de retour est créé [56]. Ce courant favorise la propagation du faisceau. Or, pour un faisceau

d'électrons de 400 keV, le courant d'Alfven est $I_A \cong 25kA$. Pour les expériences le courant du faisceau est $I_{AK} = 4,2 kA < I_A$, la propagation n'est pas favorisée par le courant retour.

En se propageant, le faisceau génère des champs. Sans neutralisation totale du courant, ce qui est notre cas, le champ magnétique peut dévier les trajectoires des électrons. Pour comprendre ce phénomène, partons de l'équation de Maxwell-Faraday (équation (60)) et de la loi d'Ohm (équation (61)) [119]:

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (60)$$

$$\vec{E} \cong -\eta \vec{J} \quad (61)$$

où η est la résistivité du milieu

En remplaçant $\vec{E}$ par sa valeur dans l'équation (60), on obtient :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \overrightarrow{\text{rot}} \vec{J} + \text{grad} \eta \times \vec{J} \quad (62)$$

(1) (2)

D'après [56], le premier terme correspond aux gradients de courants et le second correspond aux gradients de résistivité dans le plasma. La divergence ou la collimation du faisceau est liée au signe du second terme : si la résistivité augmente, le faisceau a tendance à s'ouvrir, si la résistivité diminue, le faisceau d'électrons va être focalisé [119].

4.2.1.2 – Simulations Magic

La simulation de la propagation d'un faisceau d'électrons de 400 keV dans 10^{-2} et 10^{-1} mbar d'air pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm est donnée sur la figure 91 :

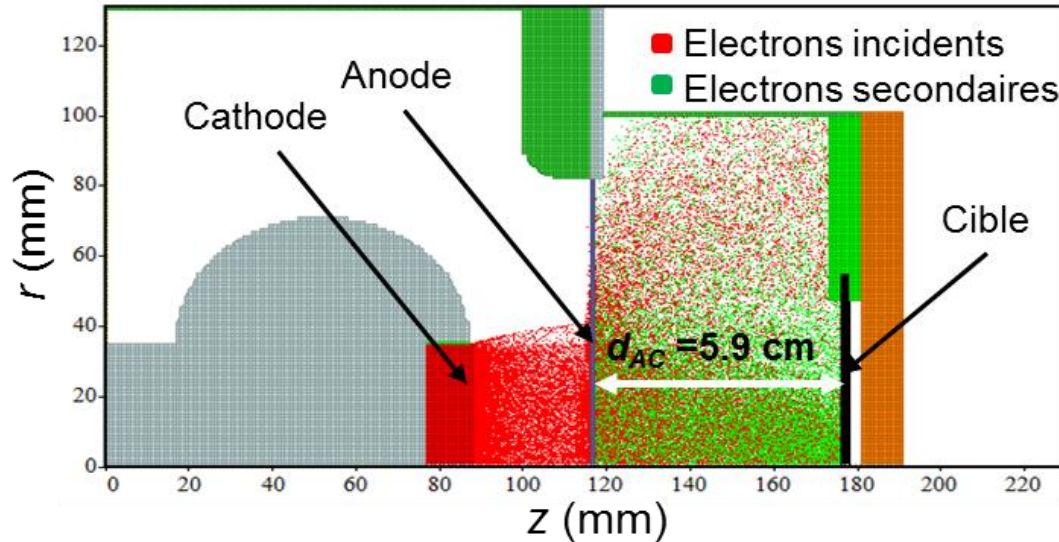


Figure 91 : Simulation Magic de la propagation d'un faisceau d'électrons dans 10^{-2} mbar d'air et une distance anode-cible égale à 5,9 cm

Comparons, sur la figure 92, les rayons obtenus par simulation et par interprétation des images de la CBF.

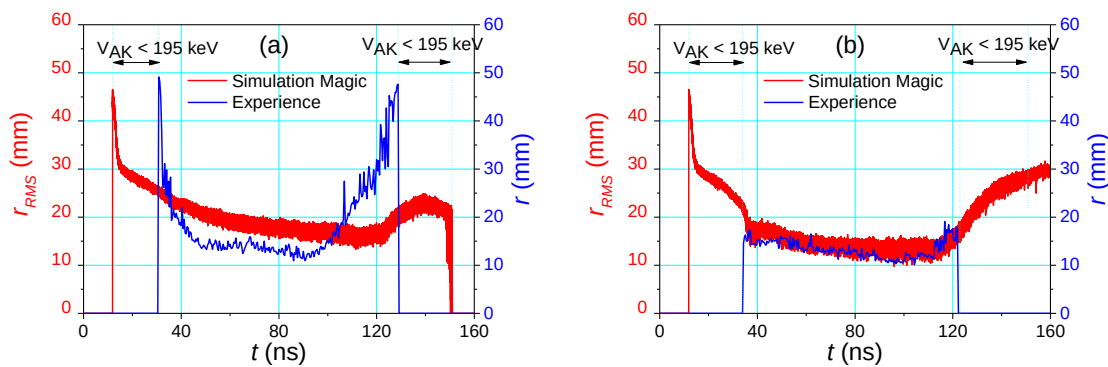


Figure 92 : Comparaison entre les rayons mesurés et simulés pour la propagation d'un faisceau d'électrons dans 10^{-2} mbar d'air (a) et dans 10^{-1} mbar d'air (b) pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm

De ces figures, nous notons qu'il y a un bon accord entre les données de l'expérience et la simulation avec le code Magic. Néanmoins, le signal expérimental (courbe bleue) dure moins longtemps que le signal calculé (courbe rouge). Ceci provient du fait qu'au début et à la fin de l'impulsion les électrons sont sous le seuil d'émission Cerenkov. De plus, les méthodes de calculs des rayons ne sont pas les mêmes. Dans le cas de la simulation, le rayon calculé est un rayon quadratique moyen. Dans le cas de l'expérience, il est calculé à partir de 20% du signal utile de la CBF.

Comme nous le voyons sur la figure 90, pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm, le faisceau a une tendance naturelle à se focaliser dans l'air.

Ces résultats qui sont équivalents pour la simulation et l'expérience, confirment qu'il est possible de simuler la propagation d'un faisceau d'électrons dans l'air avec le code Magic. Ceci servira pour des études équivalentes sur d'autres générateurs.

4.2.2 – Propagation du faisceau de l'anode à la cible dans de l'argon

4.2.2.1 – Résultats expérimentaux

Après avoir étudié l'évolution du faisceau dans l'air pour différentes pressions et brièvement comparé nos résultats à ceux réalisés au LLNL, étudions son comportement dans de l'argon. Ce gaz présente deux avantages, tout d'abord il est relativement léger, et en introduction de ce chapitre, nous avons précisé que pour que le milieu ionisé soit homogène et globalement neutre, il est nécessaire d'avoir un gaz léger. Le second avantage est qu'une fois ionisé l'argon se décompose en deux espèces (Ar et Ar⁺) alors que pour l'air, si l'on considère qu'il est constitué uniquement d'azote et d'oxygène, on peut dénombrer une vingtaine d'espèces différentes. Ce faible nombre d'espèces permet de faciliter les simulations pour les études de durcissement thermomécanique.

Les quatre pressions d'argon comparées sont 0,7 mbar, 1,5 mbar, 2,2 mbar et 3,0 mbar. Pour ces pressions, nous analyserons l'évolution du rayon du faisceau en fonction du temps, et la distribution radiale de l'intensité lumineuse. En fin de chapitre nous comparerons sur le même graphe le rayon moyen et les intégrales des intensités lumineuses en fonction de la distance anode-cible et de la pression d'argon.

- 0,7 mbar d'argon

Regardons sur la figure 93, le comportement du faisceau lorsqu'il se propage dans 0,7 mbar d'argon :

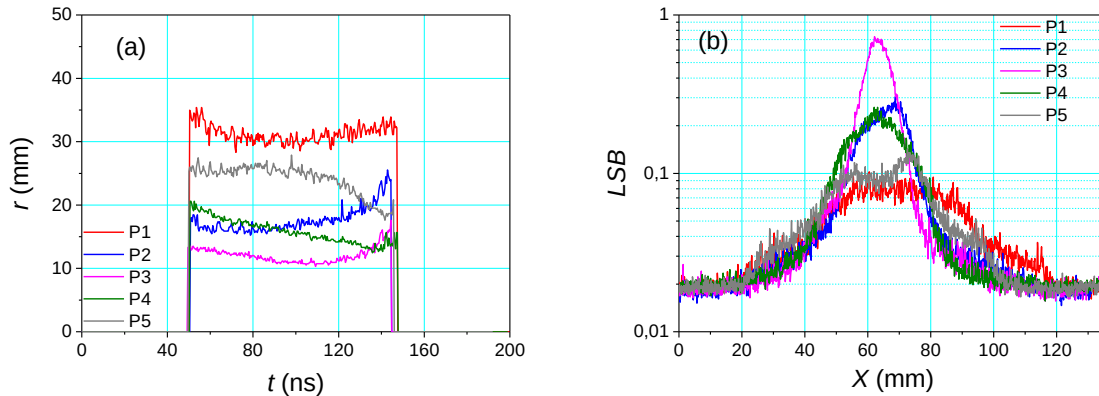


Figure 93 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 0,7 mbar d'argon

Le premier constat que l'on peut faire par rapport à la propagation du faisceau dans l'air (figure 88), c'est la constance des rayons tout au long de l'impulsion. Le second constat est que la luminosité est en moyenne plus élevée pour chacune des distances anode-cible. La tendance du faisceau est la même, il se focalise naturellement sur les positions 1, 2 et 3 jusqu'à atteindre un rayon de l'ordre de 11 mm, puis il s'ouvre et son rayon augmente d'un facteur 2,5 pour la position 5. La luminosité atteint presque la valeur maximale admissible par la caméra pour la position 3 et le rayon est très faible (11 mm).

Pour déterminer l'influence de l'argon par rapport à l'air à 0,7 mbar, nous comparons ces courbes à celles de la figure 88. Les rayons et la luminosité du faisceau pour les positions 2, 3 et 4 sont assez similaires, une différence est visible pour les positions 1 et 5. Dans l'air, le faisceau est très peu lumineux et son rayon est très mal défini, ce n'est pas le cas dans l'argon. Dans ce gaz, la propagation des électrons semble être plus aisée. Le nombre de modulation est toujours le même, il n'y en a qu'une. Le faisceau se focalise puis s'ouvre en fonction de la distance anode-cible.

- 1,5 mbar d'argon

Les courbes correspondantes à la propagation du faisceau dans 1,5 mbar d'argon, sont données sur la figure 94 :

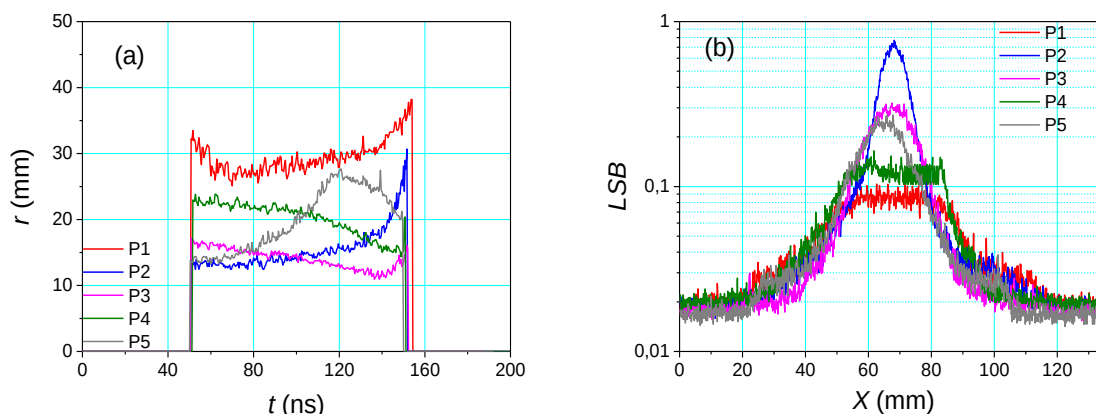


Figure 94 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible pour 1,5 mbar d'argon

Bien que pour les positions 1 et 4, le rayon et l'intensité lumineuse soient les mêmes, les autres courbes tracées à cette pression sont légèrement différentes de celles à 0,7 mbar. Pour les positions 2 et 3, le rayon est sensiblement le même que précédemment, mais la luminosité ne l'est pas. A 0,7 mbar, c'était la position 2 qui avait le faisceau le plus intense, alors que maintenant c'est la position 3. La plus grosse différence entre les deux pressions, est pour la position 5, le faisceau diverge au cours du temps.

A 1,5 mbar comme 0,7 mbar, le rayon du faisceau varie moins dans l'argon que dans l'air. La durée de l'émission de lumière Cerenkov pour 1,5 mbar d'argon est presque toujours égale à 110 ns alors qu'elle variait de 80 à 110 ns pour 1,5 mbar d'air. Ceci peut venir du fait, que le faisceau est, en moyenne, plus lumineux c'est-à-dire plus énergétique. Le faisceau semble mieux se propager dans l'argon sur des longues distances.

- 2,2 et 3,0 mbar d'argon

Les courbes pour 2,2 mbar et pour 3,0 mbar sont données sur la figure 95. Bien que les rayons du faisceau et les intensités lumineuses soient très proches, une différence est notable pour la position 4 où le faisceau diverge sur la fin de l'impulsion pour une pression de 3,0 mbar. Ces courbes sont très proches de celles de la figure 94. Au-delà de 0,7 mbar, la pression d'argon n'influe que très peu sur la propagation du faisceau de 4,2 kA.

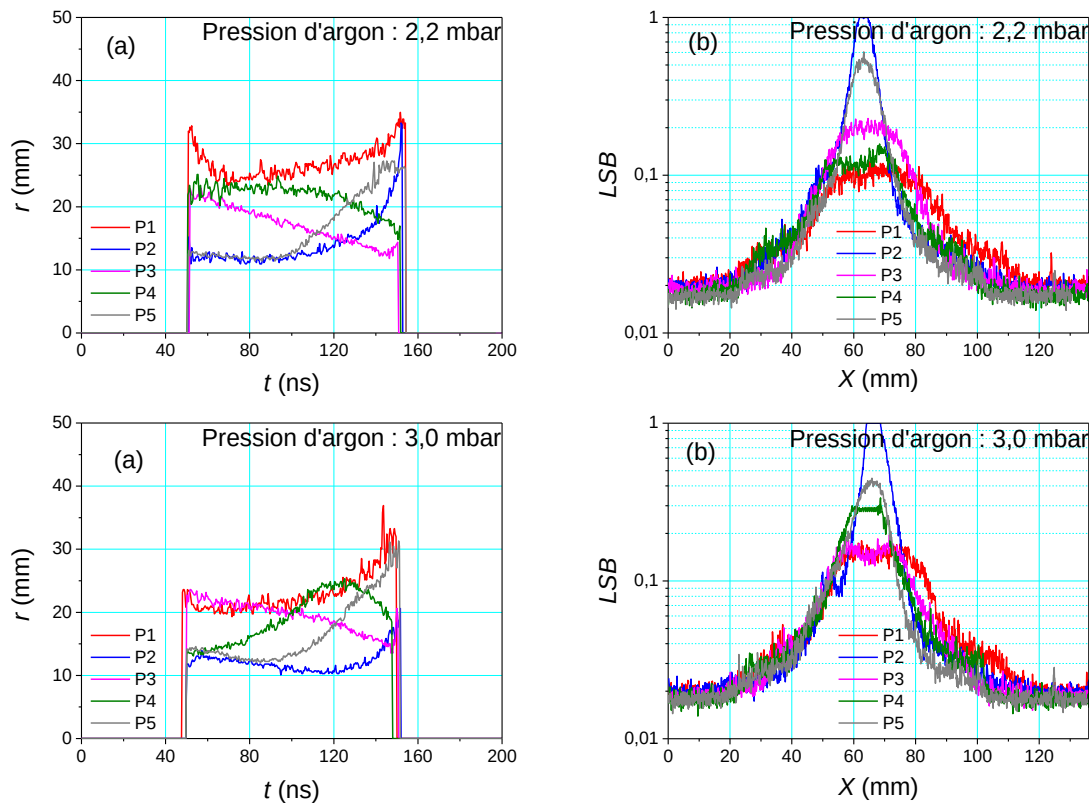


Figure 95 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différentes distances anode-cible et pour deux pressions d'argon

Regardons maintenant le rayon moyen et les intégrales issus des images de la CBF et de la C4I pour les quatre pressions et les cinq positions.

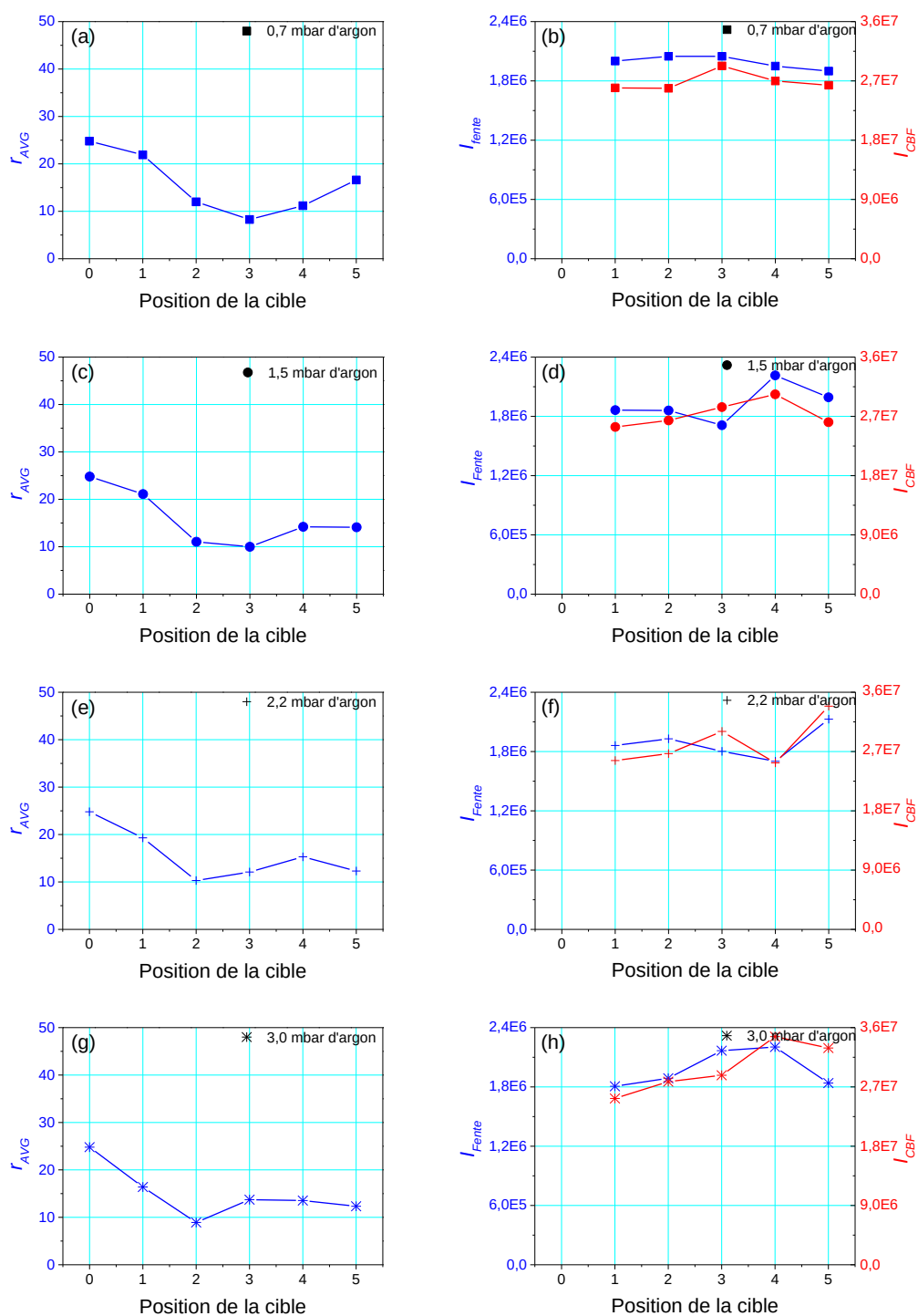


Figure 96 : Rayon moyen (colonne de gauche) et intégrale des images provenant de la C4I et de la CBF (colonne de droite) en fonction de la position de la cible

D'après les courbes de la figure 96 (colonne de gauche), pour 1,5 mbar, 2,2 mbar et 3,0 mbar d'argon, et pour toutes les positions, les rayons sont équivalents, la propagation du faisceau est sensiblement la même. Pour 0,7 mbar, une petite différence est notable position 2, le faisceau est moins focalisé, alors que pour la position 3, il est plus focalisé.

D'après la figure 96 (colonne de droite), la propagation du faisceau est faite correctement. Les électrons émis par la cathode impactent sur la cible.

Nous concluons, que la pression optimale pour propager un faisceau d'électrons dans de l'argon est de l'ordre de 0,7 mbar. De plus, à cette pression, les rayons sont constants au cours du temps et les électrons émis par la cathode impactent la cible. Sans changer la pression, juste en déplaçant la cible, le rayon du faisceau diminue donc la fluence augmente. Nous donnons dans le tableau 11 le rayon et la fluence pour un faisceau qui se propage dans 0,7 mbar d'argon en fonction de la distance anode-cible.

Position de la cible	0	1	2	3	4	5
Rayon (mm)	38	30	18	11	18	25
Fluence (cal/cm ²)	0,5	0,8	2,2	5,9	2,2	1,2

Tableau 11 : Rayon et fluence en fonction de la position de la cible pour un faisceau qui se propage dans 0,7 mbar d'argon

Remarque : Bien que ces résultats ne soient pas présentés, nous avons réussi à propager le faisceau d'électrons jusqu'à 25 cm dans l'argon tout en gardant un rayon autour de 20 mm. Ceci n'a pu être reproduit dans l'air.

D'après l'ensemble des résultats présentés pour la propagation du faisceau dans l'air et dans l'argon, nous pouvons faire une conclusion assez générale. En changeant la distance anode-cible, le diamètre du faisceau évolue (il est souvent plus petit que pour une cible en position 0). De plus, la plupart du temps, le courant est conservé lors de la propagation du faisceau. Ces résultats signifient que la fluence du faisceau d'électrons dépend de la distance anode-cible. En effet, si on prend l'exemple de la propagation du faisceau d'électrons dans 0,7 mbar d'argon avec une cible en position 3 (figure 96– a–b), d'après le tableau 11 le rayon est 3,5 fois plus petit que celui obtenu pour une cible en position 0 dans 10^{-3} mbar d'air (figure 84), on en déduit que la fluence est presque 12 fois plus élevée. Néanmoins, les diagnostics optique ne permettent pas de connaître la distribution des particules (elles ne sont pas nécessairement parallèles à l'axe de propagation). Ces résultats doivent être complétés par une simulation Magic.

4.2.2.2 – Simulations Magic

Le rayon du faisceau obtenu par simulation et par interprétation de l'image de la CBF pour la propagation d'un faisceau d'électrons de 400 keV dans 0,7 mbar d'argon pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm est donné sur la figure 97.

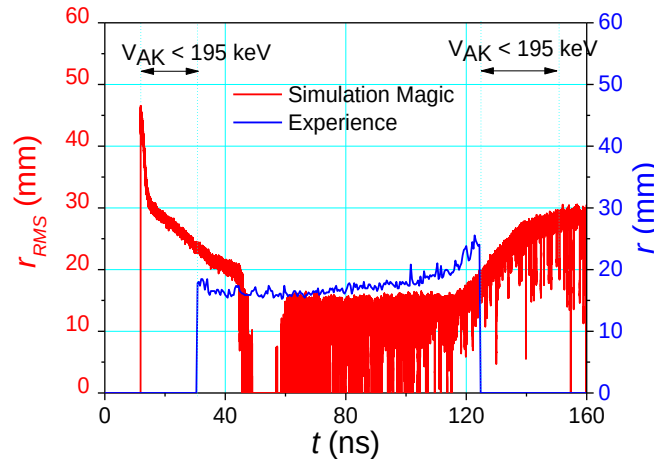


Figure 97 : Comparaison entre le rayon expérimental et le rayon simulé pour la propagation d'un faisceau d'électrons dans 0,7 mbar d'argon pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm

Le rayon calculé par la simulation n'est pas constant au cours du temps. Le capteur « Radius » [120] du code ne sachant pas calculer un rayon quadratique moyen lorsque la dispersion est forte face à la moyenne du rayon au carré, retourne la valeur 0.

Notons, qu'il y a un bon accord entre l'expérience et la simulation Magic (lorsque le rayon est calculé). Comme précédemment, du fait que nous soyons sous le seuil Cerenkov, le signal de la courbe bleue dure moins longtemps que le signal de la courbe rouge.

D'après les résultats de la figure 92 et de la figure 97, il est possible de simuler la propagation d'un faisceau d'électrons dans différentes pressions d'air et d'argon pour une distance anode-cible égale à 5,9 cm.

4.3 – Focalisation du faisceau d'électrons par un champ magnétique externe

4.3.1 – Résultats expérimentaux

Le champ magnétique permettant de focaliser et de guider le faisceau d'électrons est produit par un solénoïde. Celui utilisé sur le RKA fait 10 cm de longueur, a un diamètre interne égal à 40 cm, un diamètre externe de 43,5 cm et 200 spires réparties sur 2 couches. Il est utilisé pour augmenter la fluence. Les électrons sont captés par les champs de fuite (voir la figure 98) et sont focalisés avant d'impacter sur la cible, le diamètre du faisceau est par conséquent réduit, la fluence est plus importante. Il est nécessaire de déterminer la distance anode-solénoïde (d_{AS}), pour une distance anode-cible (d_{AC}) donnée, pour avoir une focalisation optimale.

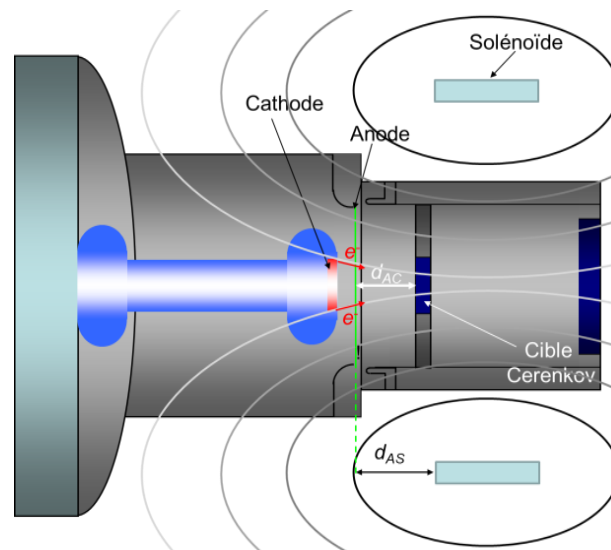


Figure 98 : Schéma de la focalisation des électrons par le solénoïde

L'étude du comportement du faisceau en fonction du champ magnétique s'est faite dans 10^{-3} mbar d'air, pour la position 4 (c'est-à-dire pour une distance anode-cible égale à 10,9 cm). Les résultats du tir sans champ magnétique sont donnés sur la figure 81. Nous rappelons qu'à cette distance, le faisceau était complètement diffus et ne se propageait pas. Nous l'avons focalisé, grâce au solénoïde. Les courbes de rayon et d'intensité lumineuse sont données sur la figure 99. Celles-ci ont été faites pour une cible en position 4 et en champ magnétique variant de 0,15 T à 0,45 T par pas 0,15 T.

La courbe de couleur verte, correspond au tir présenté sur la figure 81. En présence d'un champ magnétique de 0,15 T, le faisceau est annulaire, le rayon externe est strictement le même que sans champ magnétique, mais avec une intensité lumineuse deux fois plus élevée. Pour les cas où le champ fait 0,30 T et 0,45 T, l'annularité du faisceau disparaît. Celui-ci est beaucoup plus intense et son rayon est beaucoup plus faible. Il est égal à 29 mm pour la courbe bleue contre 20 mm pour la courbe magenta. En passant d'un rayon de 45 mm (pas de champ magnétique) à un rayon de 20 mm (champ magnétique de 0,45 T), la fluence augmente d'un facteur 5.

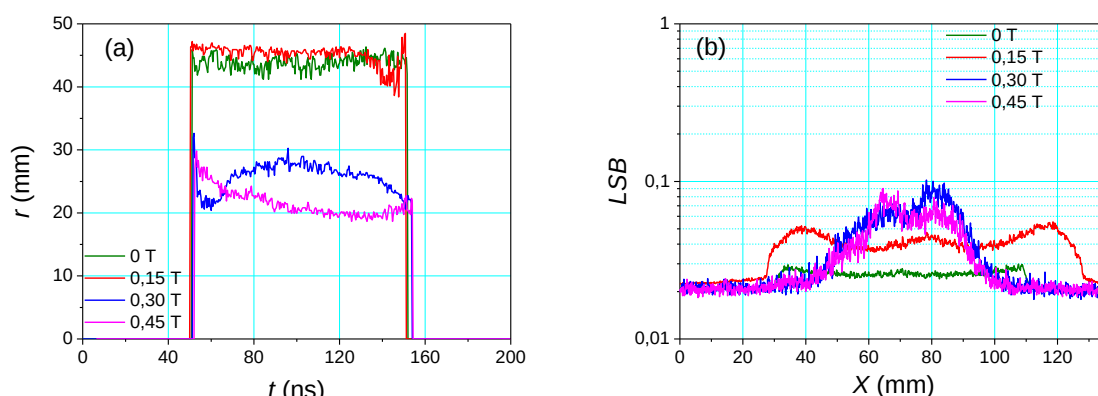


Figure 99 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) et du champ magnétique externe pour une distance anode-cible de 10,9 cm dans 10^{-3} mbar d'air

Notons qu'avec un champ magnétique externe, il est possible de propager un faisceau sur 10 cm dans 10^{-3} mbar d'air.

4.3.2 – Simulations Magic

Des simulations Magic ont été faites afin de confirmer que le faisceau se propageait dans 10^{-3} mbar d'air en présence de champ magnétique et pour donner une explication physique de ce phénomène. Sur la figure 100-a, nous avons représenté la composante longitudinale du champ produit par le solénoïde tandis que sur la figure 100-b, les positions r - z des électrons sont représentées à $t = 100$ ns. Les électrons « verts » sont ceux émis par la cathode, les « bleus » sont ceux qui franchissent l'anode et les « rouges » sont les secondaires produits par ionisation de l'air à 10^{-3} mbar.

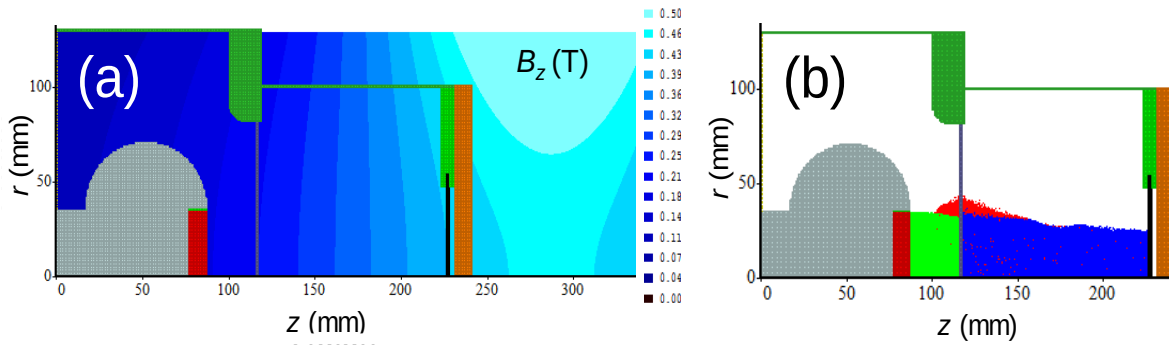


Figure 100 : Simulation de la focalisation et du transport du faisceau par le solénoïde. (a) valeur de la composante longitudinale du champ magnétique, (b) trajectoires r - z des électrons (distance anode-cible de 10,9 cm), 10^{-3} mbar d'air

Le rayon du faisceau obtenu par simulation et par interprétation de l'image de la CBF, pour la focalisation d'un faisceau d'électrons de 400 keV dans 10^{-3} mbar d'air, pour une distance anode-cible égale à 10,9 cm est donné sur la figure 101.

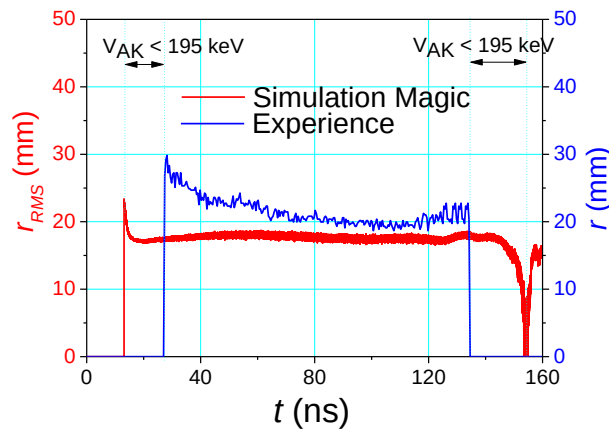


Figure 101 : Comparaison entre le rayon expérimental et le rayon simulé pour la focalisation d'un faisceau d'électrons dans 10^{-3} mbar d'air pour une distance anode-cible égale à 10,9 cm

Lorsque les électrons ont une énergie supérieure à 195 keV, l'accord entre l'expérience et les simulations est très bon.

D'après les simulations de ce chapitre et du chapitre précédent, nous confirmons le fait que la propagation (dans l'air et dans le gaz) et la focalisation des électrons émis par la diode du RKA sont simulables à l'aide du code particulier Magic. En plus de servir pour préparer des expériences, ces simulations seront utiles pour initialiser les codes d'équations d'états des matériaux en connaissant la direction et la vitesse des électrons.

Néanmoins, les simulations durant quelques heures voir quelques jours, il est compliqué de simuler tous les cas présentés de manière expérimentale.

4.4 – Caractérisation du faisceau d'électrons à plus forte intensité 10 kA et 20 kA

Tous les tirs présentés jusqu'à présent étaient réalisés avec une tension $V_{AK} = 400$ kV, un courant $I_{AK} = 4,2$ kA et une cathode K70 (voir figure 8 et figure 10). La fluence obtenue, pour une cible en position 0 et un faisceau se propageant dans 10^{-3} mbar d'air, était égale à $0,5$ cal/cm², en considérant un diamètre faisceau de 95 mm (figure 10). La fluence peut être augmentée en utilisant un champ magnétique ou comme nous le suggérons, en le propageant dans un gaz. Une dernière solution est d'augmenter le courant du faisceau. En réalisant les tirs à plus forte intensité, nous avons aussi voulu vérifier que nos conclusions sur l'homogénéité du faisceau sont valables pour des fluences plus élevées.

Tout en utilisant une cathode en velours noir de 70 mm de diamètre, et en essayant de garder la même tension anode-cathode, nous avons changé les paramètres machine (tension de charge, valeur de la charge résistive radiale et d_{AK}) afin d'obtenir un courant égal à 10 kA puis égal à 20 kA. Nous nommerons respectivement ces tirs : tir10 et tir20. Les signaux électriques, les spectres et les fluences sont donnés sur la figure 102.

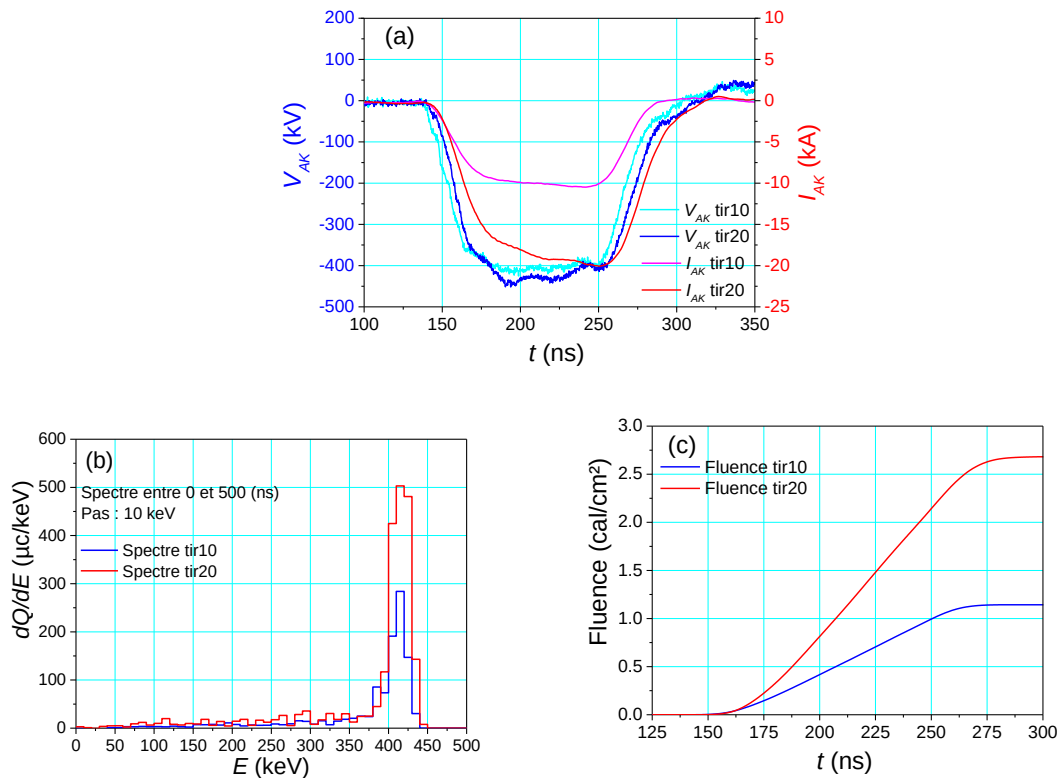


Figure 102 : Signaux électriques (a), spectre (b) et fluence (c) pour les tirs à 10 kA et à 20 kA

En ayant une pression d'air égale à 10^{-3} mbar, une cible en position 0, nous avons étudié l'homogénéité du faisceau pour les différents courants. Les résultats sont présentés sur la figure 103 et sont comparés à ceux obtenus pour $I_{AK} = 4,2$ kA.

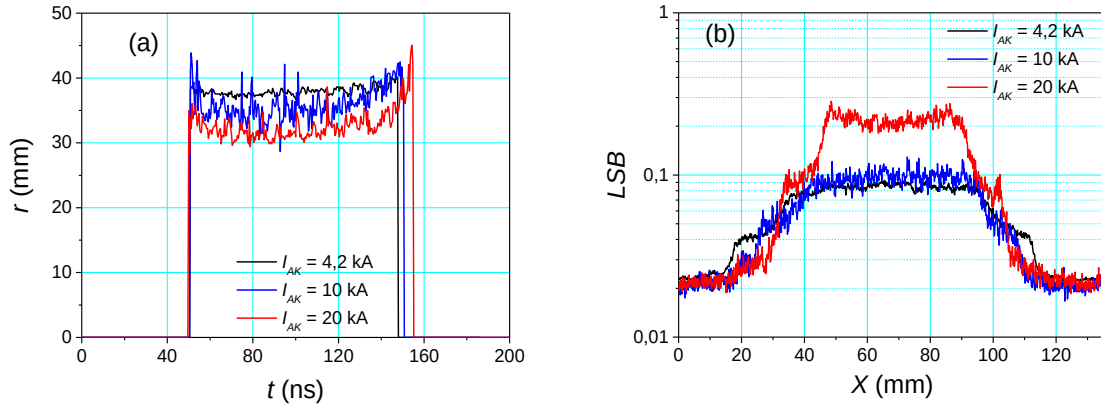


Figure 103 : Rayons du faisceau sur la cible en fonction du temps (a) et variation de l'intensité lumineuse en fonction d'un diamètre du faisceau (b) pour différents courants, dans 10^{-3} mbar d'air avec une cible en position 0

Bien que le faisceau reste homogène pour les trois valeurs de courant, le rayon du faisceau est de plus en plus petit. Celui-ci est passé de 39 mm à 35 mm pour le tir 10 et 30 mm pour le tir 20.

Nous donnons sur la figure 104 les images de la C4I pour les tirs 10 et 20.

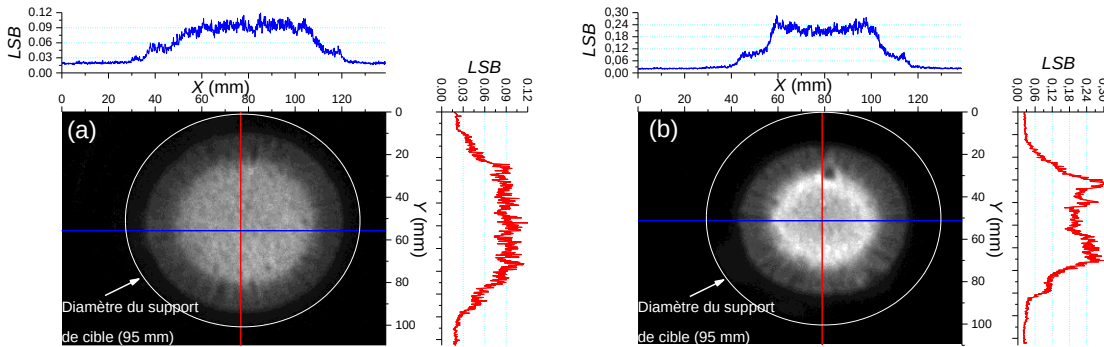


Figure 104 : Images provenant de la C4I pour le tir 10 (a) et le tir 20 (b)

Avec une cathode K70, le faisceau est relativement homogène et fait au minimum 60 mm de diamètre pour un courant allant jusqu'à 20 kA. Il est possible de rendre ce faisceau encore plus homogène en utilisant une anode de $11 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Remarque : Des tirs ont été réalisés pour un courant $I_{AK} = 30$ kA mais ceux-ci ont été destructifs pour la cible. Une cible de 1 mm d'épaisseur ne permet pas de faire des images à fort courant.

4.5 – Conclusion

Les résultats décrits dans ce chapitre ont permis d'optimiser le moyen expérimental utilisé pour les études de durcissement des matériaux. En effet, suivant la cathode utilisée, il est possible d'améliorer l'homogénéité du faisceau. Comme nous l'avons constaté, une cathode en velours est meilleure qu'une cathode en graphite ou en acier inoxydable. De plus, deux velours n'émettent pas les électrons de la même façon (la distribution du courant à la surface de la cathode n'est pas la même). Il a fallu comparer plusieurs velours pour trouver celui qui était le plus satisfaisant. Au final, le velours permettant d'obtenir le faisceau le plus homogène doit avoir des fibres bien ordonnées.

Des études réalisées sur l'anode ont montrées qu'elle peut être utilisée pour diffuser les électrons et par conséquent homogénéiser le faisceau avant qu'il n'impacte la cible. Pour diffuser les électrons sans pour autant leur faire perdre trop d'énergie et en ayant une transparence importante, l'anode doit avoir une épaisseur préalablement définie. Pour les applications du RKA, l'anode la plus appropriée fait une dizaine de micromètres d'épaisseur.

Toujours pour des applications de durcissement des matériaux, il peut être intéressant de propager le faisceau dans un gaz. Nous avons, dans ce chapitre, étudié le comportement du faisceau d'électrons (rayon en fonction du temps, et intensité lumineuse en fonction du diamètre) lors de sa propagation dans de l'argon ou dans de l'air, à faible pression. Les résultats expérimentaux montrent qu'un faisceau d'électrons (400 keV, 4,2 kA) peut être propagé à rayon constant dans 0,7 mbar d'argon. Pour les autres pressions, ou dans l'air, la propagation sur environ 15 cm n'est pas aussi bonne, le rayon ne reste pas constant au cours du temps.

Enfin, il est souvent nécessaire d'augmenter la fluence du faisceau sans changer son énergie. Pour ce faire, il existe deux solutions : réduire le rayon ou augmenter le courant. Pour obtenir un courant plus élevé, il faut changer les paramètres de la diode (V_{AK} , I_{AK} , d_{AK}). Nous avons réalisé des tirs à 10 kA (fluence de 1,2 cal/cm²) puis à 20 kA (fluence de 2,7 cal/cm²). Lors de ces tirs à fort courant, il a été possible de vérifier que nos améliorations sur l'homogénéité du faisceau restaient valables. Pour diminuer le rayon du faisceau sans modifier les paramètres de la diode, nous avons étudié la solution qui consiste à le focaliser à l'aide d'un champ magnétique externe. Au cours de cette étude, nous avons aussi montré, qu'en étant focalisé, le faisceau se propageait dans 10⁻³ mbar d'air sur 10,9 cm. Ce n'était pas le cas sans le champ magnétique. Une autre solution proposée, qui découle des résultats expérimentaux des chapitres 4.2.1.1 et 4.2.2.1, est de propager le faisceau dans un gaz. D'après la théorie, les simulations et l'étude faite sur le RKA, un faisceau se propageant dans un gaz a une tendance naturelle à se focaliser, si de plus, la totalité du faisceau émis par la cathode impacte sur la cible alors la fluence augmente.

Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse rentrent dans le cadre de l'étude du durcissement des matériaux. Plus concrètement, ils concernent l'étude du faisceau d'électrons du RKA, à l'aide d'un diagnostic optique. Les résultats expérimentaux qui renseignent sur l'homogénéité du faisceau lorsqu'il impacte la cible, permettront par la suite, d'améliorer les conditions initiales des codes utilisés pour l'étude des matériaux. Avant d'utiliser le générateur RKA comme un moyen de durcissement des matériaux, il a fallu caractériser son faisceau. Cette caractérisation passe par des mesures précises lors de la propagation des électrons dans un gaz à basse pression. Ces mesures qui concernent un faisceau d'électrons pouvant atteindre 500 keV se sont faites en utilisant l'émission Cerenkov. Ce diagnostic, associé à deux caméras rapides a permis d'observer un rayonnement dans le domaine du visible issu d'une cible en silice. D'après les images obtenues par la caméra à balayage de fente (CBF), la caméra 4 images (C4I), les simulations Geant4 et les tirs réalisés sur les disques en PVC, nous avons déduit que la fonction de transfert de ce diagnostic est très proche de 1. Nous avons démontré au cours de ce travail, qu'il était possible d'utiliser ce diagnostic dans le contexte de l'étude de l'homogénéité et du transport d'un faisceau d'électrons. En plus de l'étude expérimentale utilisant des moyens modernes (caméras rapides), deux codes numériques ont été utilisés. Le code Monte Carlo Geant4, qui a servi pour simuler l'interaction des particules avec la matière et l'émission Cerenkov, et le code PIC Magic, qui a été utilisé pour simuler la propagation des électrons dans un gaz.

La géométrie de la diode qui était présente sur le générateur RKA ne permettait pas d'obtenir un faisceau homogène. Elle a été optimisée et apporte aujourd'hui, d'un point de vue électrique, de meilleurs résultats que la précédente. En augmentant le diamètre général de la diode, et en dotant le support de cathode d'un anti-corona, les claquages électriques parasites ont été réduits. Entre l'anode et la cible, une bobine de Rogowski a été ajoutée. Celle-ci, mesure de manière précise le courant impactant la cible, qui est par la suite utilisé pour évaluer la fluence du faisceau. De plus, une enceinte de propagation a été ajoutée pour propager le faisceau sur plusieurs centimètres. Enfin, pour focaliser le faisceau d'électrons, et par conséquent pour augmenter sa fluence en réduisant son rayon, un solénoïde a été installé autour de l'enceinte de propagation.

Afin de simuler l'interaction des électrons avec la matière, une attention toute particulière a été portée au code Geant4. En plus d'utiliser une physique robuste, continuellement mise à jour par les membres de la collaboration, ce code Monte Carlo prend en compte l'émission Cerenkov. Il est possible d'y activer ou non certains modules de physique. Comme nous l'avons remarqué, le rayonnement de freinage étant très peu présent pour des électrons dont l'énergie est inférieure à 500 keV, peut être désactivé, ce n'est pas le cas pour l'ionisation ou la diffusion multiple. Un travail bibliographique a été réalisé et a permis d'avoir une vue d'ensemble des phénomènes physiques appliqués aux électrons lorsqu'ils

traversent de la matière. En plus d'être diffusés, ils peuvent ioniser la matière, produire du rayonnement de freinage ou une émission Cerenkov. Ces deux derniers effets engendrent un grand nombre de photons, c'est pour cette raison que les interactions photons-matière ont aussi été détaillées. Une attention particulière a été portée à celles qui s'appliquent pour des énergies inférieures à 500 keV à savoir la diffusion Rayleigh, la diffusion Compton et l'effet photoélectrique. Des simulations Geant4 de l'émission Cerenkov ont été comparées avec la théorie pour valider le fonctionnement du code.

Au cours de cette thèse, deux codes de simulations ont été utilisés : le code particulier Magic et le code Monte Carlo Geant4. Bien qu'ils n'aient pas la même utilité, nous avons constaté qu'il était intéressant d'utiliser le faisceau provenant de Magic comme paramètre d'entrée pour le code Geant4. Un programme informatique a été créé et permet d'utiliser le faisceau 2D-axisymétrique du code PIC, de le transformer en 3D, de lui appliquer la bonne syntaxe et de l'utiliser comme condition initiale pour le code Monte Carlo.

Pour caractériser l'homogénéité du faisceau d'électrons, un grand nombre d'expériences a été réalisé. Nous rappelons que dans un générateur de haute puissance pulsée, le faisceau est émis entre une cathode et une anode. Les cathodes peuvent être multiples. En s'inspirant de récents travaux [107, 108], nous avons comparé des cathodes en acier inoxydable, en graphite et en velours. Concernant les anodes, bien que d'autres matériaux puissent être testés, nous avons restreint notre étude à des feuilles aluminisées (ou en aluminium). Celles-ci offrent la possibilité de faire un vide différentiel entre la diode et la chambre de propagation.

Contrairement à de nombreux générateurs qui ont une géométrie fixe, la diode du RKA est facilement modifiable. Les résultats expérimentaux montrent que le diamètre de la cathode n'influe pas sur l'homogénéité du faisceau, mais le matériau qui les constitue a son importance. Les images de l'émission Cerenkov et les signaux électriques sont différents suivant la cathode utilisée. Lorsqu'elle est en acier inoxydable, l'émission du faisceau est locale et ne commence que pour une tension anode-cathode inférieure à -300 kV. Lorsqu'elle est en graphite, l'émission se fait beaucoup plus tôt mais n'est pas très homogène. Enfin, lorsqu'elle est en velours, l'émission débute pour une tension anode-cathode inférieure à -40 kV. L'homogénéité des cathodes en velours dépend de l'implantation de leurs fibres. Le faisceau le plus homogène est obtenu avec un velours dont les fibres sont en paquets et bien ordonnées. Au cours de ces travaux sur la cathode, nous avons comparé les résultats expérimentaux obtenus avec le velours le plus homogène à des simulations Geant4. L'accord entre les expériences et les simulations est très bon. Les images Cerenkov obtenues avec une cathode en velours sont fortement lumineuses, elles présentent une partie homogène au centre et un disque annulaire inhomogène autour. Nous avons mis en évidence que cette partie inhomogène provenait de l'interface entre la cathode (en velours) et son support (en acier inoxydable). Bien que ces émissions parasites puissent être

diaphragmées, des études complémentaires pourront être apportées en optimisant la géométrie de l'ensemble cathode et support de cathode.

Différentes anodes ont été comparées. Ces dernières ne permettent pas d'améliorer le faisceau émis dans la diode, mais de le diffuser pour l'homogénéiser, avant qu'il n'impacte l'échantillon. Nous avons comparé plusieurs épaisseurs d'aluminium afin de trouver le meilleur compromis entre diffusion du faisceau, perte d'énergie et nombre d'électrons qui traversent l'anode. Les études expérimentales réalisées avec la *C4I* et la *CBF* ont été complétées par une étude théorique et des simulations Geant4. Ces études montrent qu'une anode en aluminium de 20 nm d'épaisseur ne perturbe pas le faisceau d'électrons, une anode de 100 μm d'épaisseur le diffuse fortement (22°), mais lui fait perdre beaucoup d'énergie (15%) et seulement la moitié des électrons émis la traverse. Enfin, une anode de 11 μm d'aluminium permet de diffuser le faisceau (9°), en ne lui faisant perdre qu'1% de son énergie avec une transparence de l'ordre de 98%. Ce résultat très important signifie que même si le faisceau n'est pas émis de manière homogène, il peut être homogénéisé en traversant l'anode. Le choix de l'épaisseur d'aluminium est important. Si la feuille est trop fine, elle n'a aucun effet sur le faisceau. Si elle est trop épaisse, une partie de l'énergie du faisceau est perdue dans l'anode et seulement une partie des électrons la traverse.

Des résultats expérimentaux et des simulations Monte Carlo ont été présentés sur le comportement des photons Cerenkov en fonction de la cible utilisée. Ceux-ci ont montré que pour un faisceau de faible fluence, la cible la plus adaptée fait 1 mm d'épaisseur pour un diamètre de 100 mm. Si la fluence du faisceau augmente il faut utiliser une cible plus épaisse, pour s'assurer de sa résistance mécanique. De plus, il est nécessaire et important d'aluminiser la face avant de la cible, sans quoi, au cours du tir, celle-ci se charge électriquement et la décharge se fait par claquages. Il est en de même pour tous les matériaux isolants qui peuvent être testés sur le RKA ou sur d'autres générateurs équivalents.

La deuxième partie de l'étude expérimentale concernait la propagation d'un faisceau d'électrons de 400 keV, 4,2 kA dans un gaz. Sans gaz, le faisceau n'est pas neutralisé et il a une tendance naturelle à s'ouvrir, cela signifie que sous l'action de sa charge d'espace, son rayon ne reste pas constant au cours du temps. Au cours de ces études, nous avons comparé pour différentes distances anode-cible, le comportement du faisceau dans l'air et dans l'argon. Ces expériences ont montré qu'il existait une pression optimale pour propager le faisceau (pour un courant et une énergie donnés). Elle est de l'ordre 10^{-1} mbar dans l'air et de l'ordre de 0,7 mbar dans l'argon. L'argon reste un meilleur choix que l'air, les courbes et les images expérimentales ont mis en évidence que le faisceau était plus constant en fonction du temps et en fonction de la position. De plus, des simulations Magic ont été réalisées pour différentes distances anode-cible et différentes pressions de gaz. Les rayons obtenus par simulation sont semblables à ceux provenant des résultats expérimentaux.

Pour les applications liées au dépôt d'énergie sur des matériaux, il est souvent demandé d'augmenter la fluence tout en gardant la même énergie des électrons. Pour ce faire, il existe deux solutions. La première est de réduire le diamètre du faisceau, la seconde consiste à modifier la distance anode-cathode et la valeur de la résistance radiale pour augmenter le courant. Tout d'abord, nous avons commencé par la focalisation du faisceau d'électrons. Nous avons utilisé un champ magnétique externe pour réduire le diamètre du faisceau (et pour augmenter la fluence avec le même courant et la même énergie) avant qu'il n'impacte la cible. Au cours de cette étude, nous avons constaté qu'il était possible de propager un faisceau de 400 keV, 4,2 kA sur 10 cm dans 10^{-3} mbar d'air à l'aide d'un champ magnétique d'au moins 0,3 T. Ceci n'était pas possible sans champ magnétique. Pour réaliser cette étude, il a été nécessaire de fixer, à partir de simulations PIC, la distance anode solénoïde optimale pour une distance anode-cible donnée. Ensuite, pour augmenter la fluence, sans changer le rayon du faisceau, nous sommes passés à un courant plus important. La fluence était initialement de 0,5 cal/cm², elle est passée à 1,2 cal/cm² (pour $I_{AK} = 10$ kA) puis à 2,7 cal/cm² (pour $I_{AK} = 20$ kA). Au cours de cette dernière étude expérimentale, nous avons pu vérifier que nos améliorations sur l'homogénéité du faisceau s'appliquaient aussi pour un courant élevé. Le comportement du faisceau est sensiblement le même qu'à basse fluence. A partir des résultats de la propagation des électrons dans l'air et dans l'argon, nous proposons une seconde solution pour réduire le diamètre du faisceau. En effet, nous avons constaté, dans de nombreux cas, que le diamètre du faisceau était plus petit que le diamètre de la cathode. Si de plus, le faisceau émis par la cathode se propage jusqu'à la cible, on en déduit que la fluence du faisceau est plus importante. Néanmoins, des simulations PIC sont nécessaires pour connaître l'énergie et la vitesse des électrons.

Pour la plupart des tirs présentés dans ce manuscrit, l'anode utilisée était en mylar aluminisé. Celle-ci donne une image réaliste du faisceau émis par la cathode. Pour rendre le faisceau plus homogène, il est possible d'utiliser, comme il a été présenté dans le chapitre 4.1.3, une anode en aluminium d'une dizaine de micromètres d'épaisseur. Bien que cela n'ait pas été fait pendant ces trois ans, d'autres épaisseurs et d'autres matériaux pourraient être comparés, et permettraient peut être d'améliorer encore l'homogénéité du faisceau sans pour autant lui faire perdre trop d'énergie.

Finalement certaines améliorations apportées sur le RKA pourront être testées sur le générateur César. Ce générateur produisant un faisceau ayant un courant de l'ordre de 400 kA, il sera très difficile de faire de l'imagerie Cerenkov. En effet, la cible, même épaisse, sera détruite au cours du tir. Par contre une géométrie diode comme celle développée sur le RKA peut être adaptée sur ce générateur. Une anode en aluminium qui homogénéise le faisceau peut aussi être testée, une bobine de Rogowski préalablement étalonnée peut servir à mesurer précisément le courant du faisceau avant qu'il n'impacte l'échantillon. En ce qui

concerne la cathode, du fait de la forte intensité du faisceau, le velours ne résistera pas au tir. D'après les récents développements sur les cathodes, sur un générateur de forte intensité comme César, il serait intéressant de tester une cathode en velours de carbone [121]. Bien que ces nouvelles cathodes fournissent un faisceau moins homogène que celui obtenu avec un velours en tissu, elles sont plus résistantes aux forts courants. Enfin, après quelques simulations PIC, la pression de gaz optimale pour propager le faisceau d'électrons pourra être optimisée.

Si l'accord avec les simulations est aussi bon que pour le RKA, on pourra utiliser les résultats des prédictions numériques pour améliorer les conditions initiales des codes employés pour les études de durcissement thermomécanique. Ceci était l'objectif principal de cette thèse, à savoir connaître l'état du faisceau d'électrons à l'impact de la cible en termes d'homogénéité spatiale.

Références

-
- [1] CEA, Revue scientifique et technique N°18 : *Faisceaux d'électrons*, Bruyères le Châtel: Printel, 1998.
 - [2] L. Voisin, P. Anthouard, J. Bardy, P. Delsart, A. Devin, P. Eyharts et E. Merle, «AIRIX Induction accelerator development at CESTA,» Pulsed Power Conference, vol. 2, p. 1315, 1997.
 - [3] D. Hebert et R. Courchinoux, «Equations d'état et durcissement,» Le Barp, Rapport CEA, 2005.
 - [4] P. Eyl, «Etude de la mise en forme d'un faisceau d'électrons creux,» Bordeaux, Rapport CEA, 2002.
 - [5] T. A. Peyser, M. C. Myers, R. E. Pechacek, D. P. Murphy, J. A. Antoniadis et R. A. Meger, «Beam profile diagnostics on the NRL superIBEX experiment,» High-Power Particle Beams, vol. 1263, p. 2, 1992.
 - [6] R. A. Meger, D. P. Murphy, M. E. Myers, D. J. Weidman, R. F. Fernsler, R. F. Hubbard et S. Slinker, «High current beam propagation studies at the naval research laboratory,» High-Power Particle Beams, vol. 132, p. 1, 1994.
 - [7] M. P. Deichuly, V. I. Koshelev et A. A. Petkun, «Generation efficiency and radiation stability of multiwave Cerenkov generators,» High-Power Particle Beams, vol. 1, p. 221, 1996.
 - [8] A. V. Batrakov, I. V. Pegel et D. I. Proskurovsky, «On the screening of the electric field at the cathode surface by an electron space charge at intense field emission,» Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 6, p. 436, 1999.
 - [9] E. Merle, «Diagnostics optiques de faisceaux d'électrons de 1 à 17 MeV,» Thèse, Université de Bordeaux 1, 1994.
 - [10] B. Goplen, L. Ludeking, D. Smith et G. Warren, «User-configurable MAGIC for electromagnetic PIC calculation,» Computer Physics Communication, vol. 87, p. 54, 1995.
 - [11] S. Agostinelli, J. Allison, K. A. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce et A. Howard, «Geant4 - a simulation toolkit,» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 506, p. 250, 2003.
 - [12] C. J. Lasnier, S. L. Allen, B. Felker, M. E. Fenstermacher, S. W. Ferguson, S. D. Hulse et K. Oasa, «Burst mode FEL with the ETA-III induction linac,» Particle Accelerator Conference, vol. Proceedings of the 1993, p. 1554, 1993.
 - [13] M. Burns, P. Allison, J. Downing, D. Moir, G. Caporaso et Y. J. Chen, «Technology demonstration for the DARHT linear induction accelerator,» High-Power Particle Beams, vol. 1, p. 283, 1992.
 - [14] C. Ekdahl, E. O. Abeyta, H. Bender, W. Broste, C. Carlson, L. Caudill et S. S. Yu, «Initial electron-beam results from the DARHT-II linear induction

accelerator,» *Plasma Science*, vol. 33, p. 892, 2005.

- [15] D. Jianjun, D. Bonan, W. Huacen, D. Guangsen, C. Nian'an, Z. Linwen et S. Jinshui, «Physical design of the Dragon-I linear induction accelerator,» *High Power Laser and Particle Beam*, vol. 15, p. 502, 2003.
- [16] P. Knapp, D. Sinars et K. Hahn, «Diagnosing suprathermal ion populations in Z-pinch plasmas using fusion neutron spectra,» *Physics of Plasmas*, vol. 20, p. 062701, 2013.
- [17] R. B. Miller, *Intense charged particle beams*, Plenum, New York, 1985.
- [18] W. Rogowski et W. Steinhaus, «Die Messung der magnetischen Spannung,» *Archiv für elektrotech*, vol. 1, p. 141, 1912.
- [19] P. A. Cerenkov, «Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light,» *Physical Review*, vol. 52, p. 378, 1937.
- [20] J. Bähr, V. Djordjadze, D. Lipka, A. Onuchin et F. Stephan, «Silica aerogel radiators for bunch length measurements,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 538, p. 597, 2005.
- [21] T. Bellunato, M. Calvi, C. Matteuzzi, M. Musy, P. Negri, A. Braem et S. Jolly, «Performance of aerogel as Cherenkov radiator,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 519, p. 493, 2003.
- [22] V. M. Grichine, «On irreducible fluctuations of Cherenkov radiation,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 463, p. 418, 2001.
- [23] P. Romary, P. Eyl et J. M. Angles, «Performances of Ambiorix,» *Pulsed Power Conference*, vol. 2, p. 1074, 1995.
- [24] A. D. Blumlein, «Improvements in or relating to apparatus for generating electrical impulses,» GB Patent, vol. 589127, 1947.
- [25] D. F. Higgins, K. S. H. Lee et L. Marin, «System-generated EMP,» *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 26, p. 14, 1978.
- [26] L. L. Grigsby, *Electric Power Generation, Transmission, and Distribution*, CRC Press, 2012.
- [27] Cedrat, *Flux 2D user's guide*, 2005.
- [28] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, New York, Wiley, 1962.
- [29] G. M. Hashmi, Partial discharge detection for condition monitoring of covered-conductor overhead distributions networks using Rogowski coils,

Helsinki, 2008.

- [30] S. J. Humphries, *Principles of charged particle acceleration*, New York: Wiley Interscience, 1986.
- [31] PCOimaging, *HSFC Pro*, 2004.
- [32] Hamamatsu, *Guide to streak cameras*.
- [33] J. Ladislav Wiza, «Microchannel plate detectors,» *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 162, p. 587, 1979.
- [34] R. R. Roy et R. D. Reed, *Interactions of photons and leptons with matter*, 1968.
- [35] J. Rickards, *Interaction of radiation with matter*, Mexico, 2010.
- [36] C. Ramsauer, «Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen,» *Annalen der Physik*, vol. 369, p. 513, 1921.
- [37] E. Acosta, X. Llovet et F. Salvat, «Monte carlo simulation of bremsstrahlung emission by electrons,» *Applied Physics Letters*, vol. 80, p. 3228, 2002.
- [38] P. Auger, «Sur les rayons betas secondaires produits dans un gaz par des rayons X,» *Compte rendu de l'académie des sciences*, vol. 177, p. 169, 1923.
- [39] H. A. Bethe, «Handbuch für physik,» Julius Springer, vol. 24, p. 442, 1933.
- [40] H. W. Koch et J. W. Motz, «Bremsstrahlung cross-section formulas and related data,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 31, p. 920, 1959.
- [41] H. Bethe et W. Heitler, «On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons,» *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 146, p. 83, 1934.
- [42] T. Y. Wu et T. Ohmura, *Quantum theory of scattering*, Courier Dover Publications, 2011.
- [43] M. Berger et S. Seltzer, «Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons,» *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, vol. 39, p. 205, 1964.
- [44] F. Salvat, J. M. Fernández-Varea et J. Sempau, «PENELOPE-2006: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport,» *Workshop Proceedings*, vol. 4, p. 7, 2006.

- [45] F. Salvat, J. M. Fernández-Varea et J. Sempau, «PENELOPE-2006: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport,» Workshop Proceedings, vol. 4, p. 7, 2006.
- [46] L. Katz et A. S. Penfold, «Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption,» Review of Modern Physics, vol. 24, p. 28, 1952.
- [47] B. P. Nigam, M. K. Sundaresan et T. Y. Wu, «Theory of multiple scattering: second Born approximation and corrections to Moliere's work,» Physical Review, vol. 115, p. 491, 1959.
- [48] S. J. Humphries, *Charged particle beams*, New York: Wiley interscience, 1990.
- [49] G. Molière, «Theorie der streuung schneller geladener teilchen II. Mehrfach- und vielfachstreuung,» Zeitschrift Naturforschung, vol. 3, p. 78, 1948.
- [50] H. A. Bethe, «Molière's theory of multiple scattering,» Physical Review, vol. 86, p. 1256, 1953.
- [51] S. Goudsmit et J. L. Saunderson, «Multiple scattering of electrons,» Physical Review, vol. 57, p. 24, 1940.
- [52] S. Goudsmit et J. L. Saunderson, «Multiple scattering of electrons II,» Physical Review, vol. 58, p. 36, 1940.
- [53] H. S. Snyder et W. T. Scott, «Multiple scattering of fast charged particules,» Physical Review, vol. 76, p. 220, 1949.
- [54] W. T. Scott, «Mean-value calculations for projected multiple scattering,» Physical Review, vol. 85, p. 245, 1952.
- [55] H. W. Lewis, «Multiple scattering in an infinite medium,» Physical Review, vol. 526, p. 78, 1950.
- [56] L. Gremillet, «Etude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux,» Thèse, Paris, 2001.
- [57] E. J. Williams, «Multiple scattering of fast electrons and alpha-particles, and "curvature" of cloud tracks due to scattering,» Physical Review, vol. 58, p. 292.
- [58] L. Mallet, «Luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement gamma,» Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, vol. 183, p. 274, 1926.
- [59] I. Frank et I. Tamm, «Coherent visible radiation from fast electrons passing through matter,» C. R. Acad. Sci. USSR, vol. 14, p. 109, 1937.
- [60] J. J. Labarthe, *Optique ondulatoire*, Orsay, 2004.

-
- [61] J. V. Jelley, *Cerenkov Radiation and its applications*, Londres: Pergamon press, 1958.
- [62] O. Martineau-Huynh, *Astronomie gamma avec HESS*, Paris, 2014.
- [63] M. Antonello, F. Arneodo, A. Badertscher, B. Baiboussinov, M. Baldo Ceolin, G. Battistoni et J. Łagoda, «Detection of Cherenkov light emission in liquid argon,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 516, p. 348, 2004.
- [64] S. L. Meo, T. Rovelli, C. Fiorino, G. M. Cattaneo, R. Calandrino, F. Boschi et A. E. Spinelli, «Optimization of a novel Cherenkov detector for radiotherapy applications using GEANT4 and FLUKA,» *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, vol. 1, p. 2636, 2011.
- [65] K. B. Wolf et G. Krotzsch, «Geometry and dynamics in refracting systems,» *European Journal of Physics*, vol. 16, p. 14, 1995.
- [66] K. Dedrick, «The Influence of Multiple Scattering on the Angular Width of Cherenkov Radiation,» *Physical review*, vol. 87, p. 891, 1952.
- [67] A. Einstein, «Concerning an heuristic point of view toward the emission and transformation of light,» *American Journal of Physics*, vol. 33, p. 367, 1965.
- [68] A. H. Compton, «A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements,» *Physical Review*, vol. 21, p. 483, 1923.
- [69] J. Rayleigh, «On the scattering of light by small particles,» *Philosophical Magazine*, vol. 41, p. 447, 1871.
- [70] J. H. Hubbell, «Electron–positron pair production by photons: A historical overview,» *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 75, p. 614, 2006.
- [71] R. R. Warnecke, *Introduction à l'étude des accélérateurs de particules*, Paris, 1975.
- [72] W. Heitler, *Quantum theory of radiation*, Courier Dover Publications, 1954.
- [73] B. Rossi et K. Greisen, «Cosmic-ray theory,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 13, p. 240, 1941.
- [74] O. Klein et Y. Nishina, «Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac,» *Zeitschrift für Physik*, vol. 52, p. 853, 1929.
- [75] H. Salzmann, «Course on basic and advanced diagnostic techniques for fusion plasmas,» *Proceeding of Course and Workshop*, vol. 2, p. 477, 1986.
- [76] W. Krauth, «Introduction to Monte Carlo algorithms,» *Advances in Computer Simulation*, vol. 1, p. 1, 1996.
-

- [77] G. Buffon, *Solution de problèmes sur le jeu du franc-carreau*, Paris: Imprimerie royale, 1733.
- [78] P. S. de Laplace, *Théorie analytique des probabilités*, Courcier, Paris, 1820.
- [79] N. Metropolis et S. Ulam, «The Monte Carlo method,» *Journal of the American statistical association*, vol. 335, p. 44, 1949.
- [80] N. Metropolis, «The beginning of the Monte Carlo method,» *Los Alamos science*, vol. 15, p. 125, 1987.
- [81] J. W. Moore, *Le projet Manhattan*, 1989.
- [82] J. Von Neumann, «First draft of a report on the EDVAC,» *IEEE Annals of the History of Computing*, vol. 15, p. 27, 1993.
- [83] J. F. Briesmeister, *MCNP-A General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code*, Los Alamos, 2000.
- [84] M. J. Berger, «Monte Carlo calculation of penetration and diffusion of fast charged particles,» *Methods in Computational Physics*, vol. 1, p. 135, 1963.
- [85] Geant4 Collaboration, *Physics reference manual*, 2012.
- [86] Y. Perrot, «Evaluation de la dose déposée par des faisceaux d'électrons en radiothérapie dans des fantômes voxélisés en utilisant la plateforme de simulation Monte Carlo GATE fondée sur Geant4 dans un environnement de grille,» Thèse, Clermont Ferrand, 2011.
- [87] I. Kawrakow, «Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version,» *Medical Physics*, vol. 27, p. 485, 2000.
- [88] W. R. Nelson et Y. Namito, «The EGS4 code system,» *Proceedings of the first International Conference on Supercomputing in Nuclear Applications*, 1990.
- [89] CERN, *Guide du LHC*, Geneve, 2008.
- [90] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. A. A. H. Araujo, P. A. Dubois, M. A. A. M. Asai et J. Perl, «Geant4 developments and applications,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 53, p. 270, 2006.
- [91] Geant4 Collaboration, *Geant4 user's guide for application developers*, 2012.
- [92] Geant4 Collaboration, *Geant4 user's guide for toolkit developers*, 2012.

-
- [93] P. Gumplinger, *Optical photon processes in Geant4*, Etats Unis, 2002.
- [94] M. Polyanskiy, «Refractive Index,» [En ligne]. Available: <http://refractiveindex.info/>. [Accès le octobre 2011].
- [95] F. Harlow, «A machine calculation method for hydrodynamic problems,» Los Alamos, Rapport, 1955.
- [96] B. Goplen, L. Ludeking et D. Smithe, *Magic user's manual*, Newington, 1996.
- [97] M. Reiser, *Theory and design of charged particle beams*, Wiley interscience, 1994.
- [98] J. D. Lawson, *The physics of charged particle beams*, New York: Oxford university press, 1988.
- [99] J. Benford, J. A. Swegle et E. Schamiloglu, «High-power microwave sources and technologies,» CRC Press, 2007.
- [100] H. Sze, J. Benford, W. Woo et B. Harteneck, «Dynamics of a virtual cathode oscillator driven by a pinched diode,» *Physics of fluids*, vol. 29, p. 3873, 1986.
- [101] R. B. Miller, «Mechanism of explosive electron emission for dielectric fiber (velvet) cathodes,» *Journal of applied physics*, vol. 84, p. 3880, 1998.
- [102] I. Langmuir, «The interaction of electron and positive ion space charge in cathode sheaths,» *Physical Review*, vol. 33, p. 954, 1929.
- [103] Y. B. Zhu, P. Zhang, A. Valfells, L. K. Ang et Y. Y. Lau, «Novel scaling laws for the Langmuir-Blodgett solutions in cylindrical and spherical diodes,» *Physical Review Letters*, vol. 110, p. 265007, 2013.
- [104] L. K. Ang, T. J. T. Kwan et Y. Y. Lau, «New scaling of Child-langmuir law in the quantum regime,» *Physical Review Letters*, vol. 91, p. 208303, 2003.
- [105] I. Langmuir et K. B. Blodgett, «Currents limited by space charge between coaxial cylinders,» *Physical Review*, vol. 22, p. 347, 1923.
- [106] I. Langmuir et K. B. Blodgett, «Currents limited by space charge between concentric spheres,» *Physical Review*, vol. 24, p. 49, 1924.
- [107] R. Verma, A. Shyam, S. Chaturvedi, R. Kumar, D. Lathi, P. Sarkar et J. Piyush, «Use of velvet cathodes for the generation of intense relativistic electron beams in pulse vacuum diode,» *Vacuum Electronics Conference*, vol. 1, p. 155, 2004.
- [108] B. Etschessahar, «Caractérisation des velours en émission de champ,» Moronvilliers, Rapport CEA, 2011.
-

- [109] J. R. Pierce, *Theory and design of electron beams*, 1954.
- [110] V. Steinmetz, *Traitement d'images*.
- [111] C. Vermare, «Mise en évidence et étude du mécanisme de sur-focalisation ionique d'un faisceau intense d'électrons relativistes,» Thèse, Bordeaux, 1999.
- [112] M. N. Zahra, «Mesure de la dose physique par films radiochromiques et simulation Monte Carlo pour l'hadronthérapie,» Thèse, Lyon, 2010.
- [113] B. Laurell et E. Föll, *Dosimeter overview and the use of D_{μ} for calibration*, Nice, 2009.
- [114] J. Coderre, *Principle of radiation interactions*, Massachusetts, 2012.
- [115] D. Short, G. Cooper, I. Crotch, G. Guethlein, J. Weir, S. Falabella et S. Sampayan, «Initial LSP simulations of electron beam transport in gas filled drift cells and comparison with experiments performed on the eta II linear induction acceleration at LLNL,» *High Power Particle Beams*, vol. 1, p. 1, 2008.
- [116] R. E. Clark et T. P. Hughes, *LSP User's Manual and Reference*, Santa Barbara, 2005.
- [117] B. V. Oliver, P. F. Ottinger et D. V. Rose, «Evolution of a Maxwellian plasma driven by ion-beam-induced ionization of a gas,» *Physics of Plasmas*, vol. 3, p. 3267, 1996.
- [118] B. V. Oliver, D. Short, G. Cooper, J. McLean et J. O'Malley, «Paraxial gas-cell focusing of relativistic electron beams for radiography,» *Plasma science*, vol. 33, p. 704, 2005.
- [119] J. R. Davies, «Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons,» *Physical Review E*, vol. 68, p. 056404, 2003.
- [120] L. Ludeking, A. Woods et L. Cavey, *Magic User Manual 3.2.3*, Arlington, 2013.
- [121] T. R. Knowles, «Carbon velvet cathodes,» *NRL Workshop on Cathodes for Relativistic Electron Beams*, 2001.

Annexes

A.1 – Spectre photonique

Le spectre théorique des photons Cerenkov et celui obtenu par simulation est donné chapitre 2.2.5.3. A partir de la courbe de réponse de la photocathode de la C4I et de filtres interférentiels, nous essayons de retrouver ce spectre de manière expérimentale.

Les caractéristiques des sept filtres interférentiels ainsi que le rendement de la photocathode sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Numéro du filtre	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Transmission (%)	Rendement photocathode (%)
1	420	8	33	16.6
2	550	20	33.5	9
3	560	20	33	8.7
4	585	15	27	7.5
5	640	10	30	5.3
6	700	12.5	52.5	3.6
7	700	20	24	3.6

Tableau 12 : Les sept filtres utilisés ainsi que le rendement de la photocathode pour chaque longueur d'onde

Pour chacun des tirs avec les filtres, la tension est de 400 kV et le courant 4,2 kA. L'anode est en mylar aluminisé et la cathode en velours noir, fait 70 mm de diamètre. Les niveaux de gris moyens ainsi que les écarts types associés sont relevés après chaque tir. Ces niveaux sont divisés par le rendement de la photocathode à la longueur d'onde donnée, par la transmission et par le $\Delta\lambda$ des filtres. Les résultats finaux sont comparés à la courbe théorique et à la simulation (figure 105). On a un bon accord entre la simulation, la théorie et la pratique.

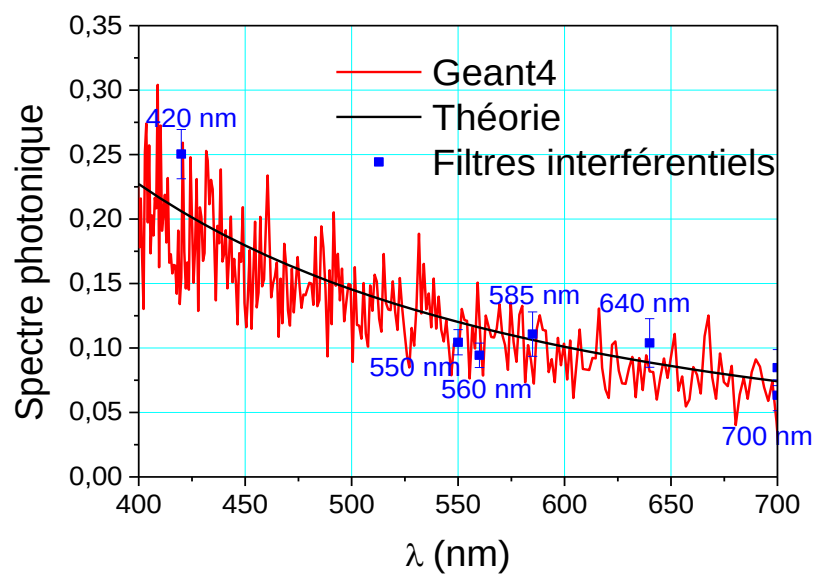


Figure 105 : Spectre des photons produits par l'émission Cerenkov, simulation, théorie, expérience

A.2 – Simulations Geant4 du profil des photons Cerenkov en fonction du diamètre du faisceau et de l'épaisseur de la cible

Nous avons simulé, pour un faisceau de 50 mm de diamètre (figure 106) et pour un faisceau de 30 mm de diamètre (figure 107), le profil des photons Cerenkov pour quatre épaisseurs de cible en silice (1 mm, 2 mm, 5 mm et 8 mm). Sur la figure–a nous donnons le nombre de photons sortants de la cible en fonction de son épaisseur. Sur la figure–b, nous avons normalisé ce nombre afin d'étudier les fronts de montée entre -50 et 0 mm.

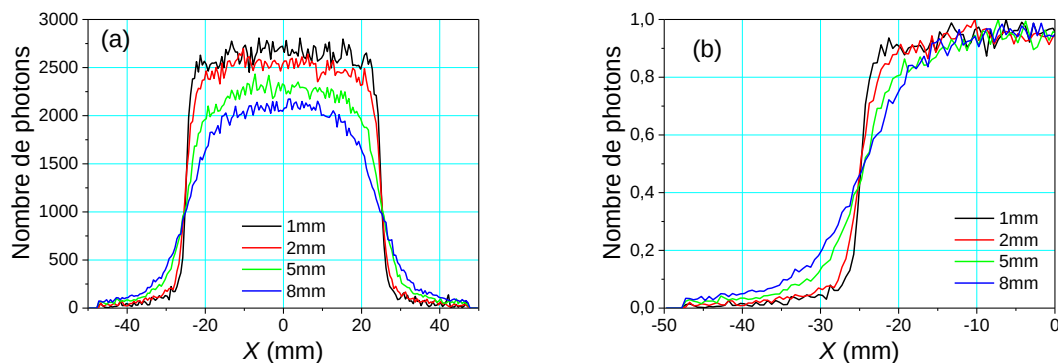


Figure 106 : Simulations des photons Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible pour un faisceau incident de 50 mm de diamètre (a) et étude du front de montée (b)

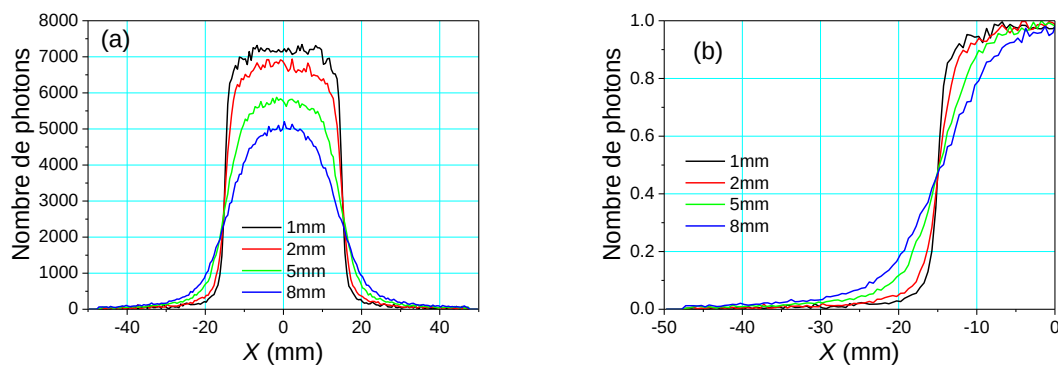
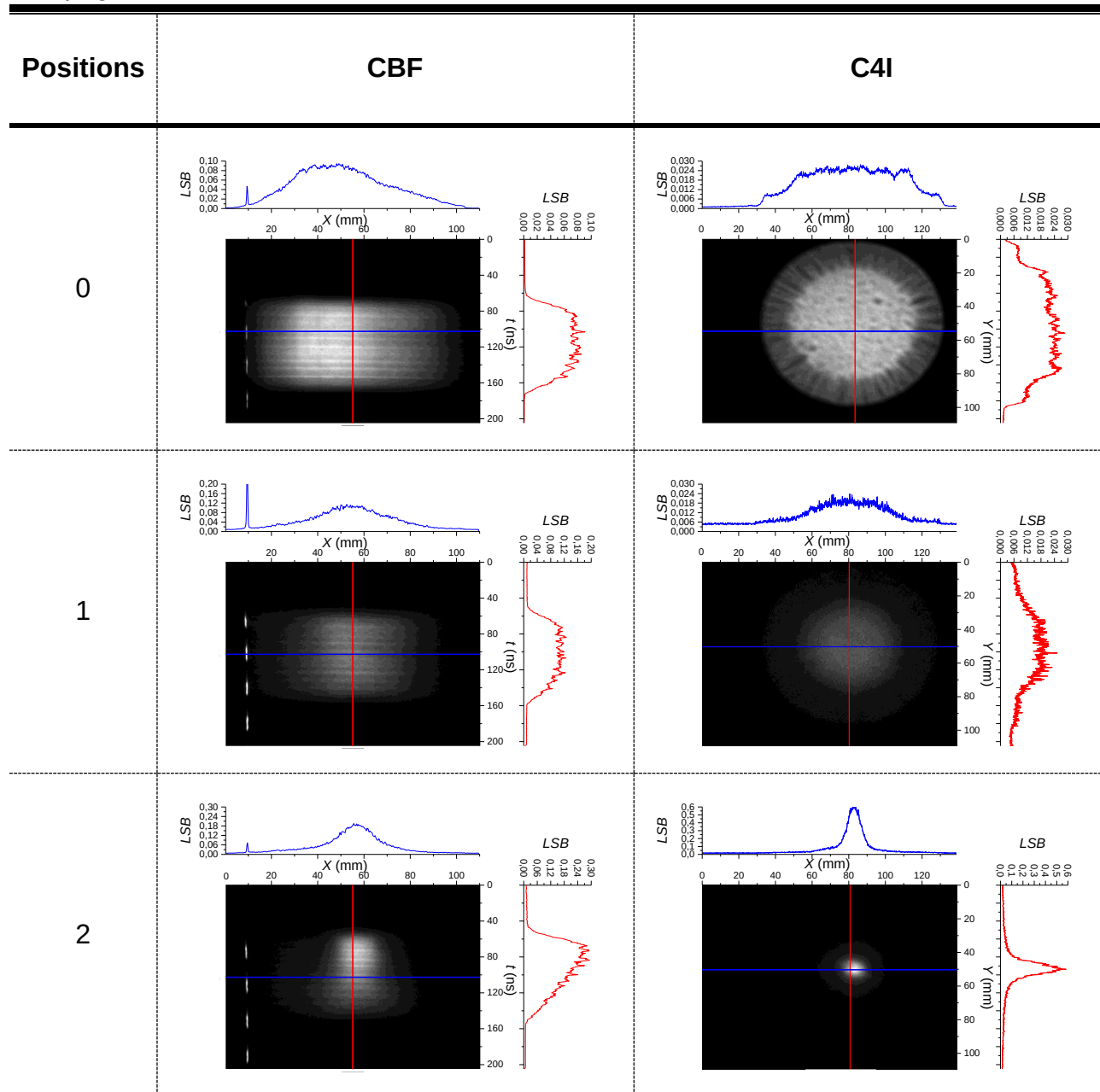


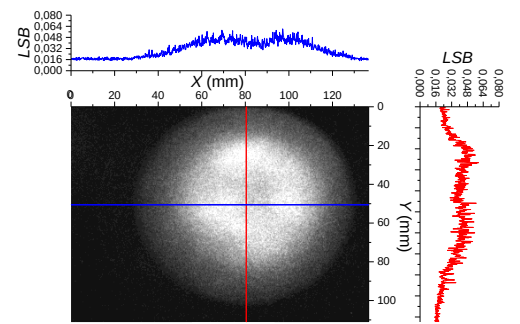
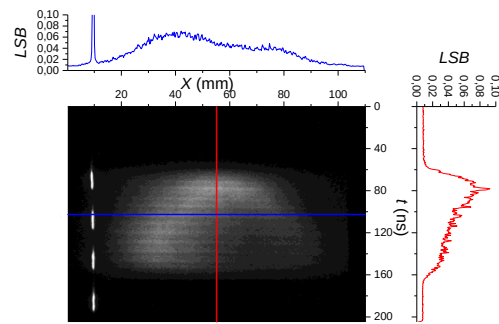
Figure 107 : Simulations des photons Cerenkov en fonction de l'épaisseur de la cible pour un faisceau incident de 30 mm de diamètre (a) et étude du front de montée (b)

A.3 – Images CBF et C4I de la propagation des électrons dans un gaz

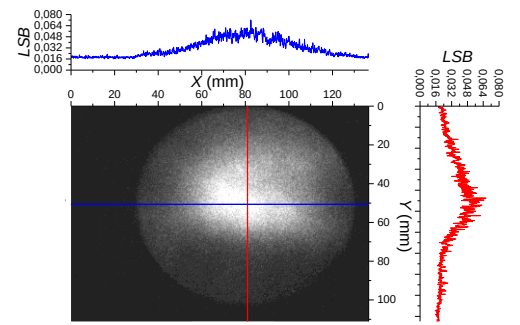
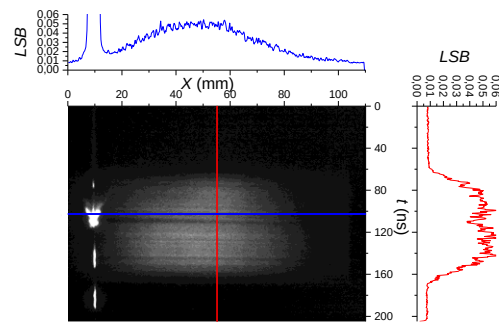
Propagation dans 10^{-3} mbar d'air :



3

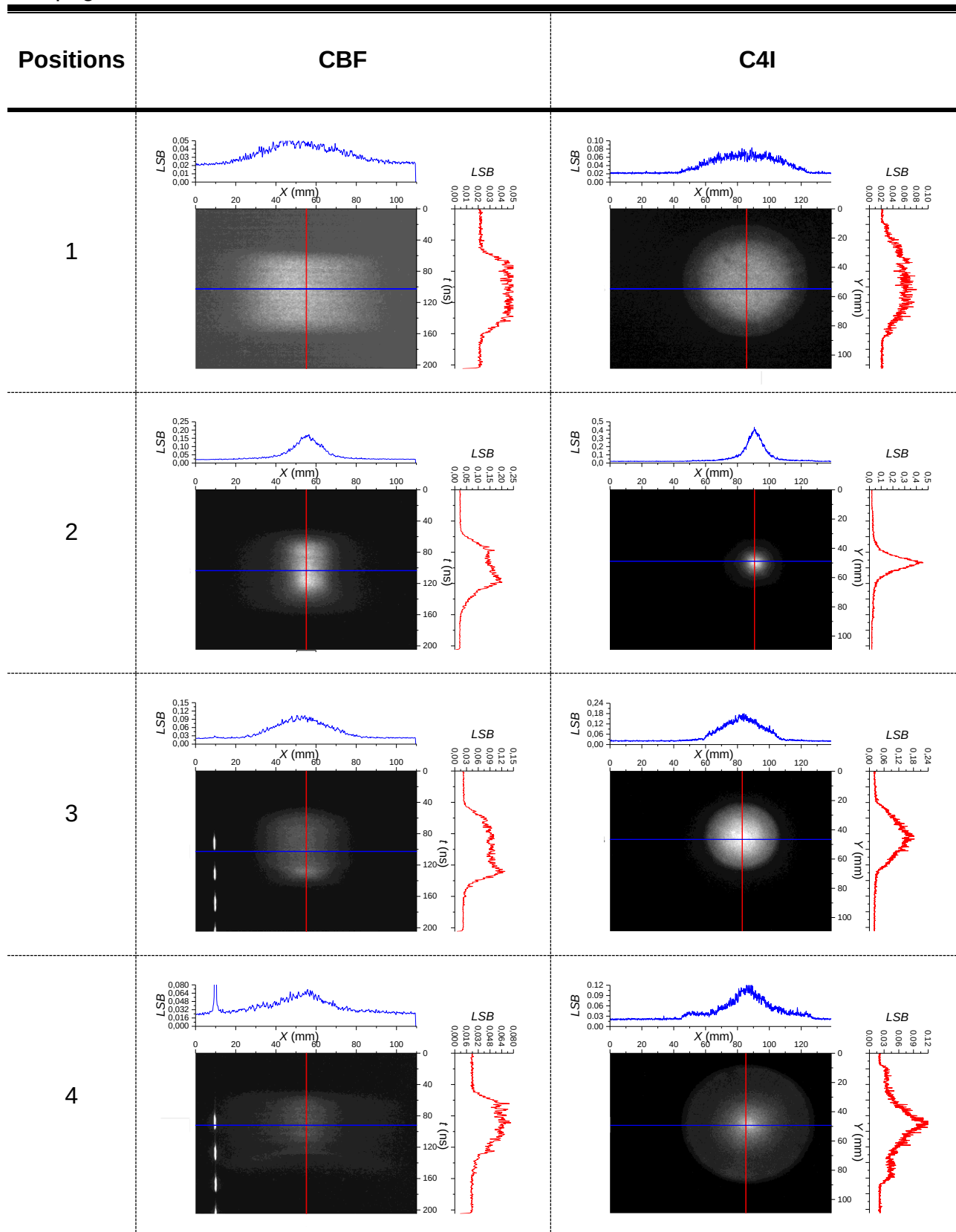


4

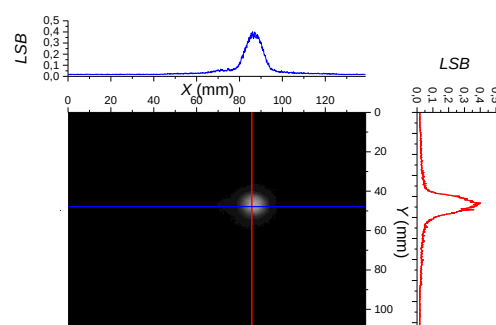
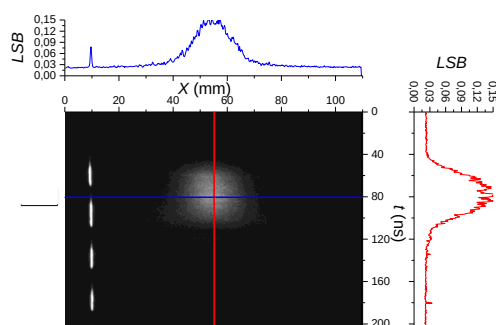


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 10^{-2} mbar d'air :

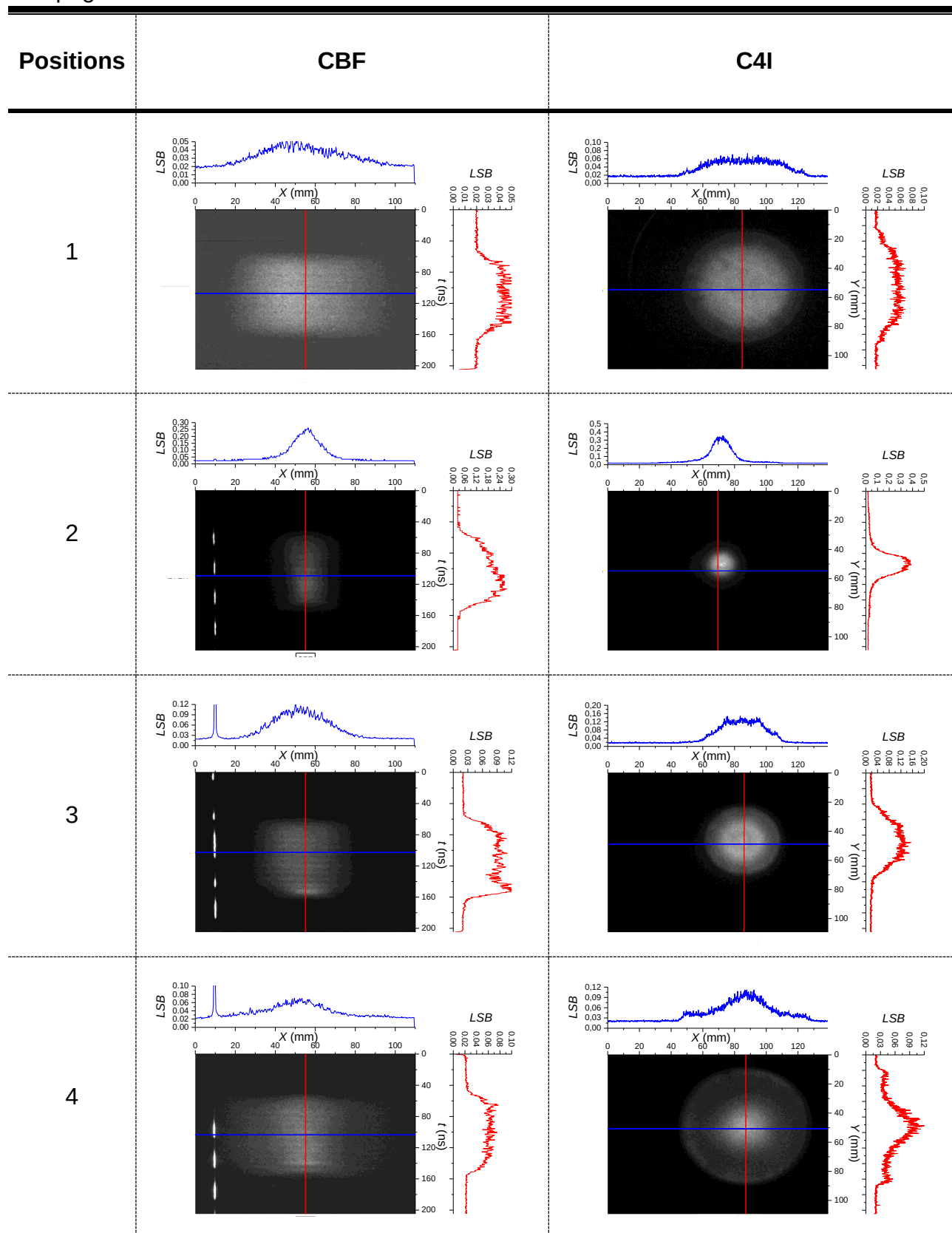


5

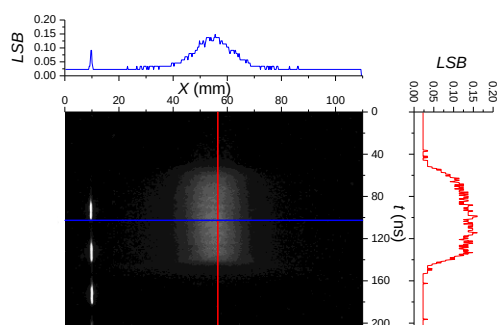


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 10^{-1} mbar d'air :

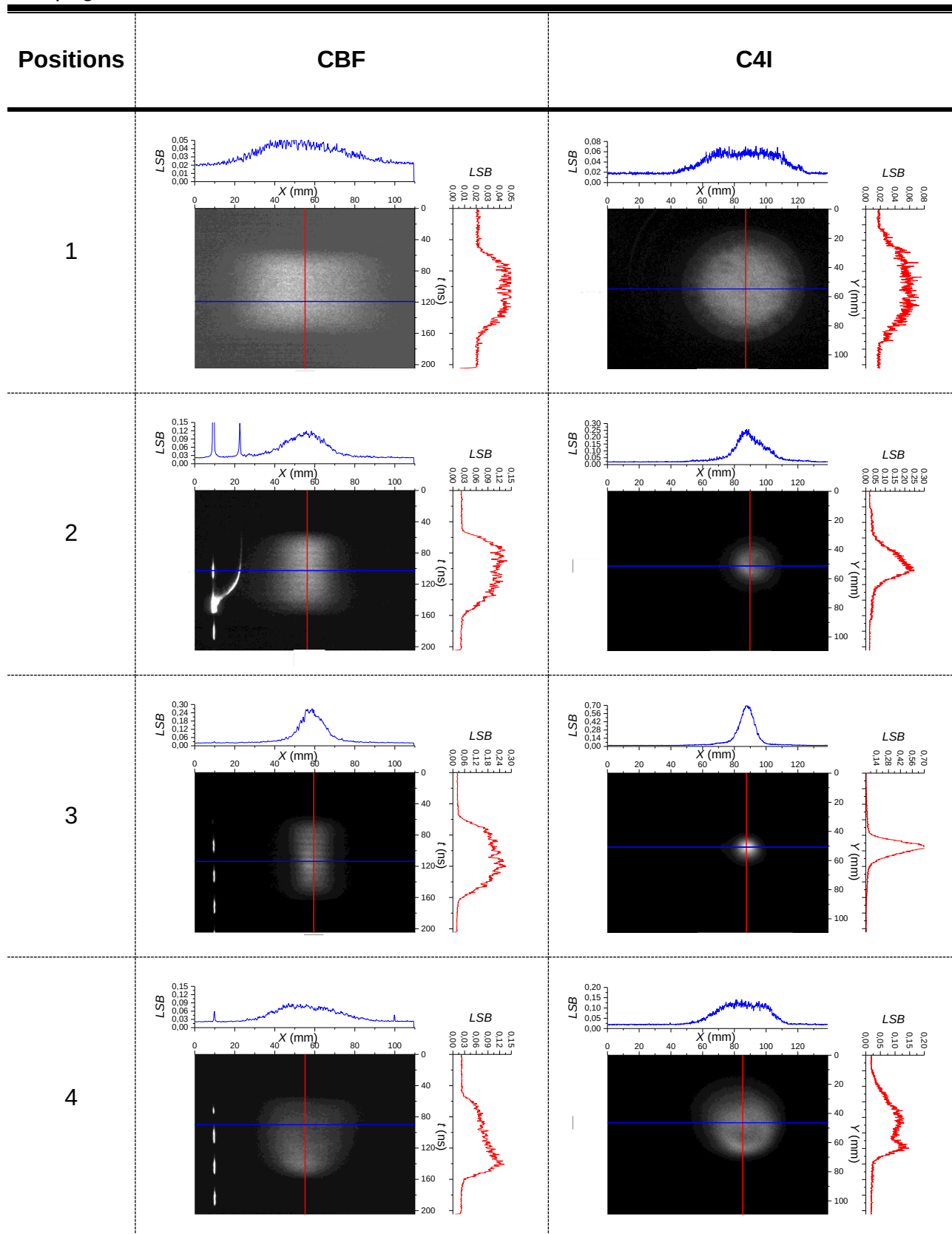


5

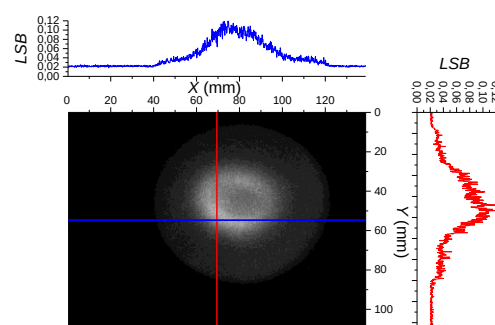
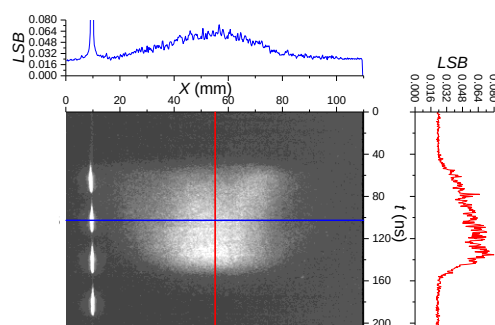


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 0,7 mbar d'air :

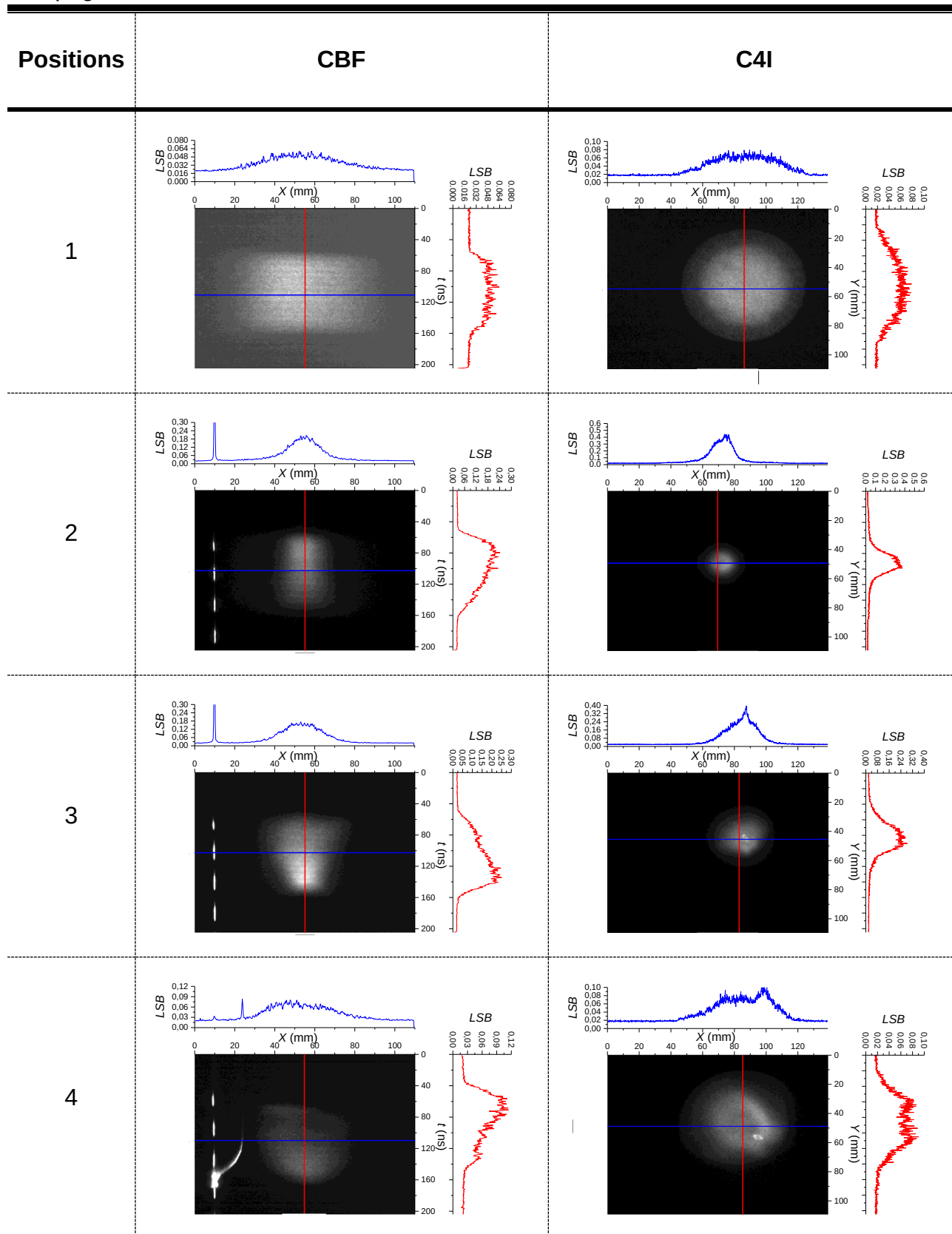


5

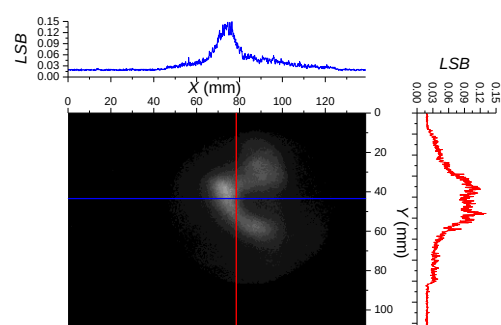
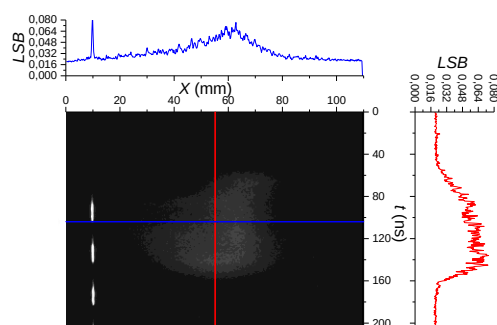


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 1,5 mbar d'air :

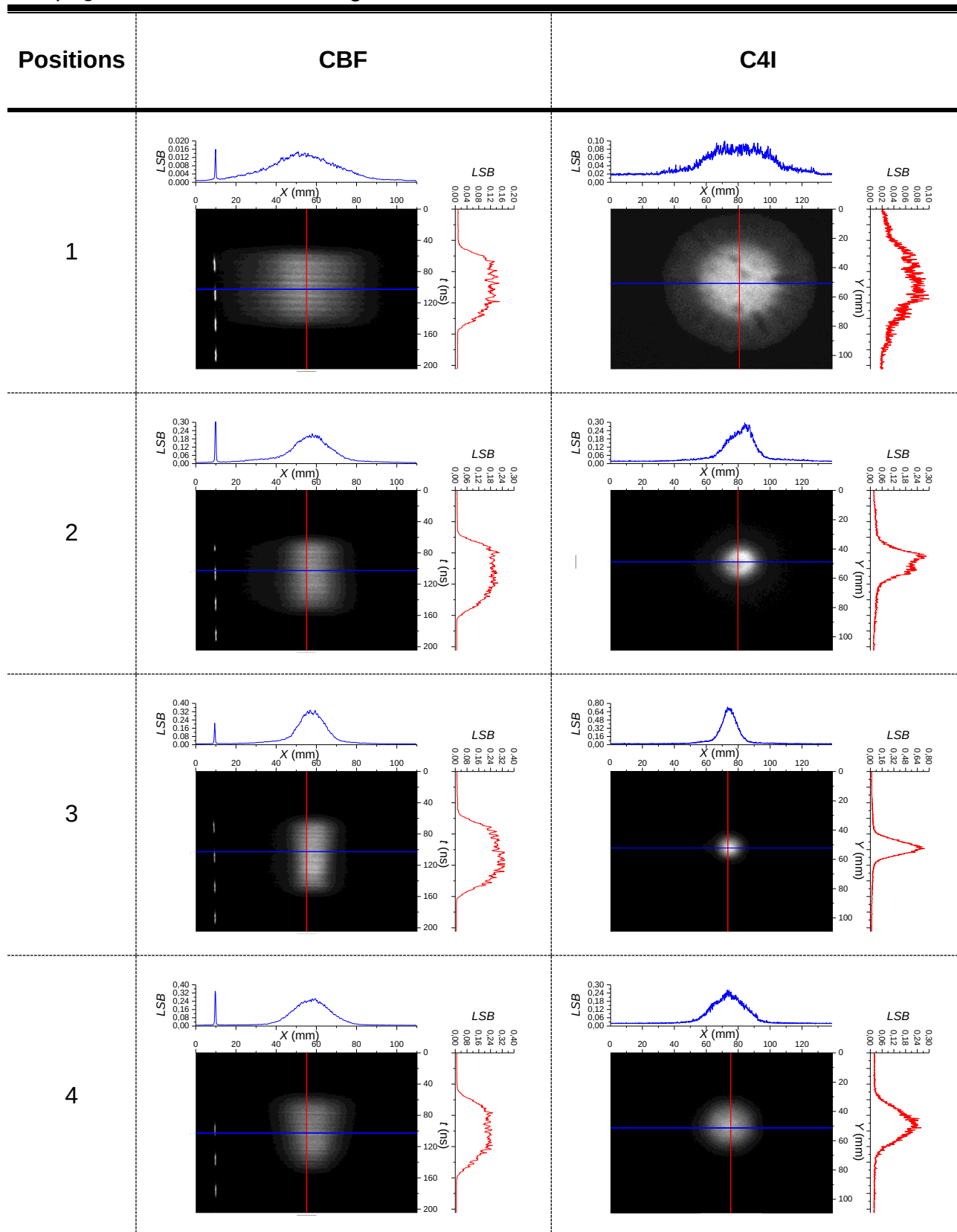


5

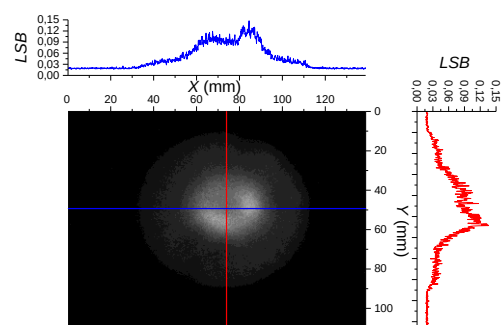
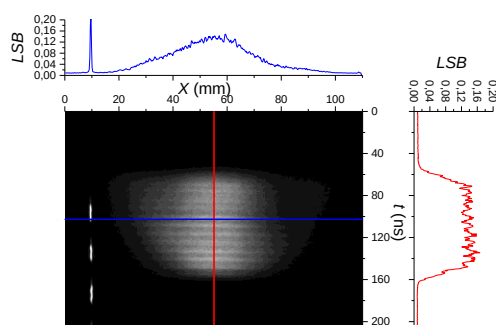


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 0,7 mbar d'argon :

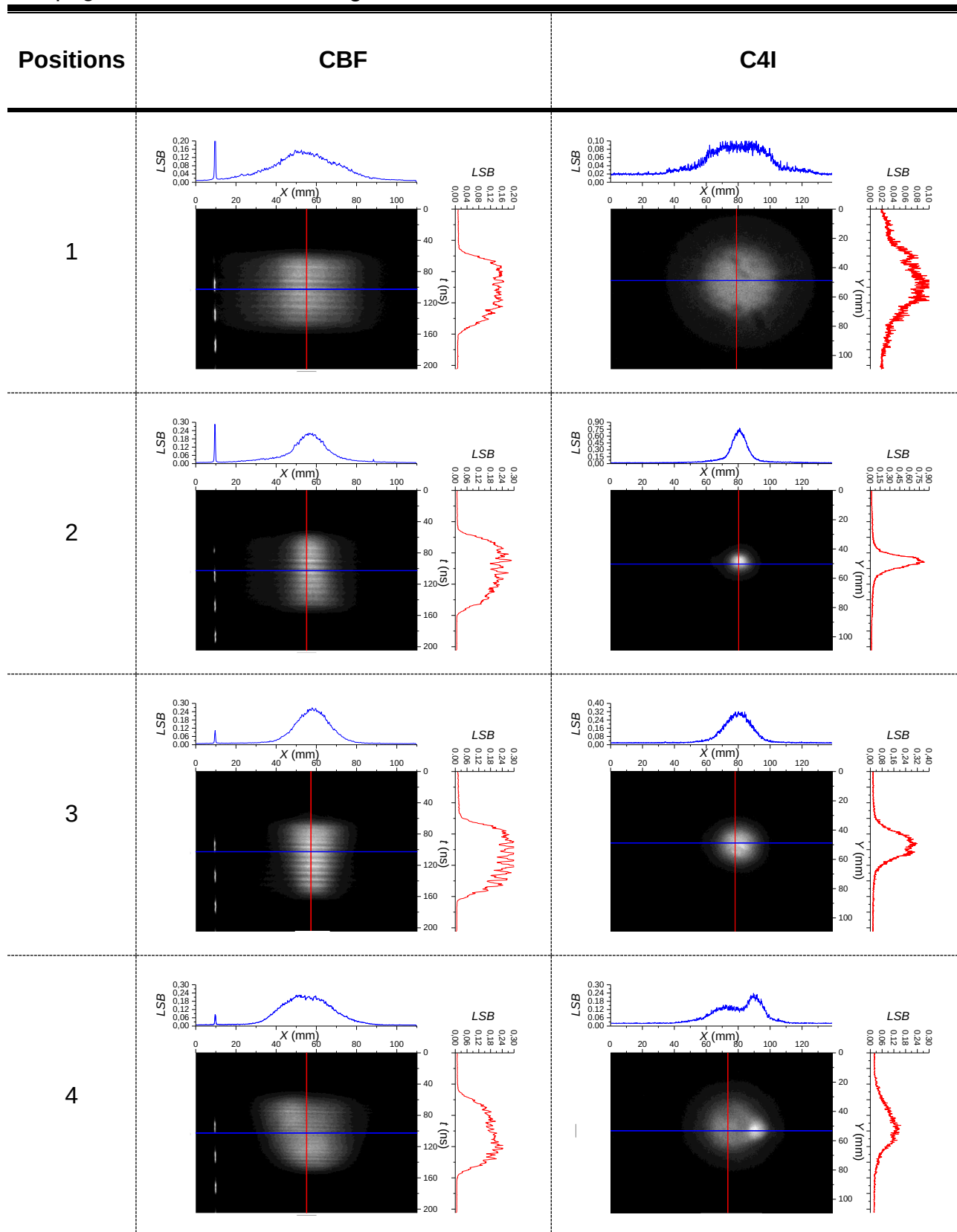


5

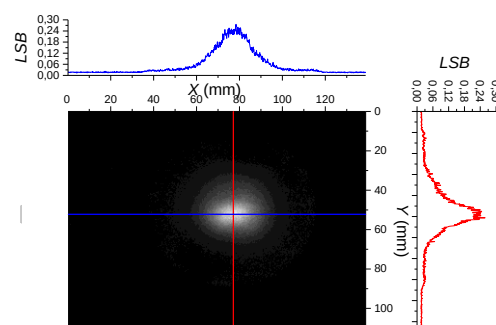
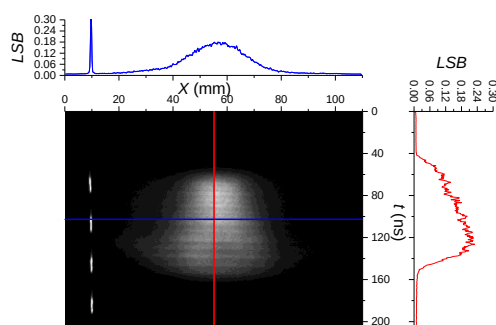


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 1,5 mbar d'argon :

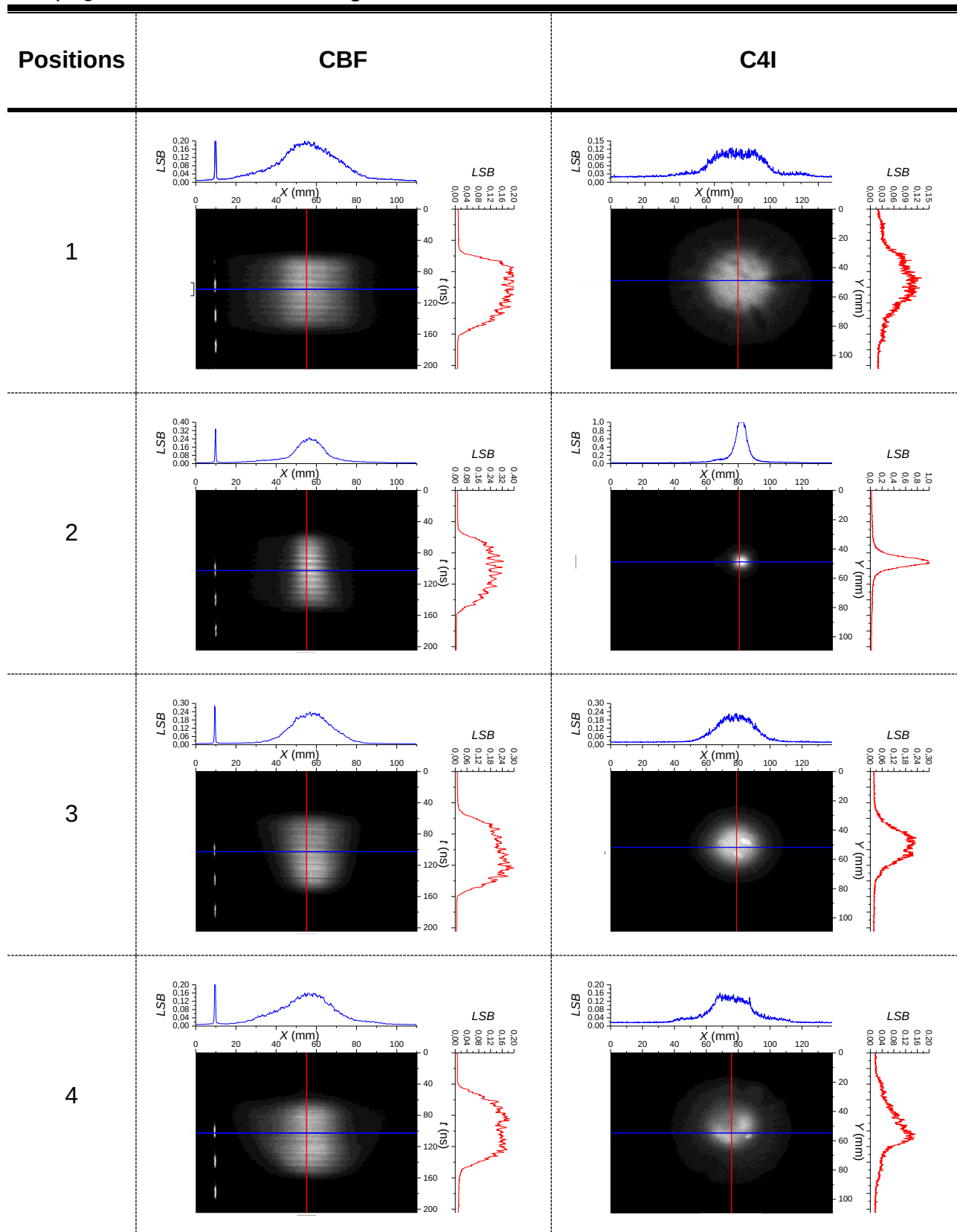


5

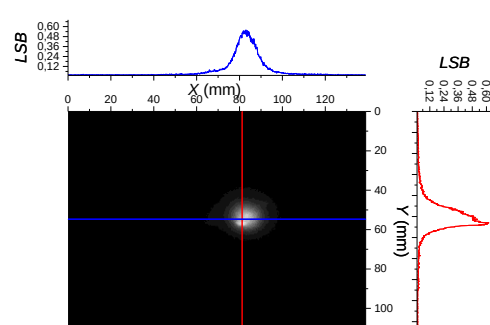
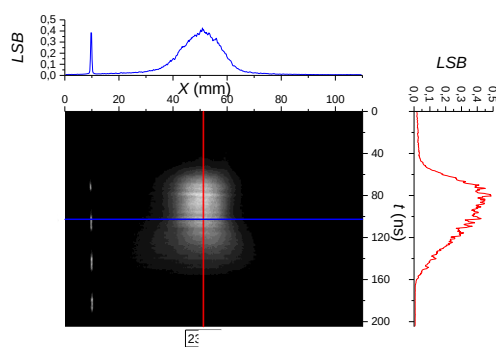


Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 2,2 mbar d'argon :

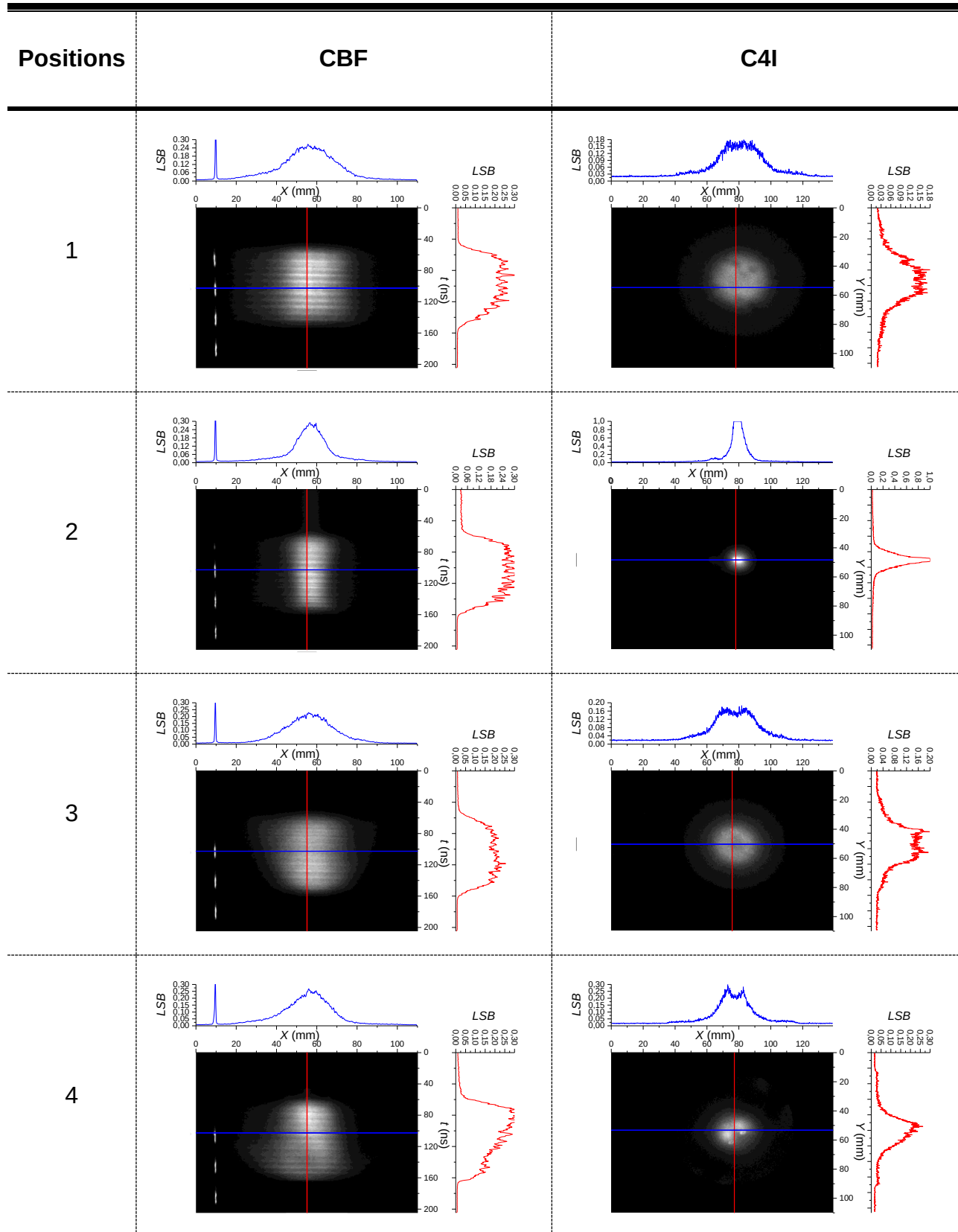


5



Etude de la production, de la propagation et de la focalisation d'un faisceau d'électrons impulsionnel intense

Propagation dans 3,0 mbar d'argon :



5

