



**HAL**  
open science

# Développement d'une méthode de caractérisation spectrale des faisceaux de photons d'énergies inférieures à 150 keV utilisés en dosimétrie

Sybelle Deloule

► **To cite this version:**

Sybelle Deloule. Développement d'une méthode de caractérisation spectrale des faisceaux de photons d'énergies inférieures à 150 keV utilisés en dosimétrie. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112273 . tel-01126925

**HAL Id: tel-01126925**

**<https://theses.hal.science/tel-01126925>**

Submitted on 6 Mar 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : *MIPEGE (ED 534)*

Laboratoire de *Métrologie de la Dose - LNHB (CEA - LNE)*

DISCIPLINE : PHYSIQUE (spécialité : Instrumentation)

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 15/10/2014

par

**Sybelle DELOULE**

**Développement d'une méthode  
de caractérisation spectrale des faisceaux de  
photons d'énergies inférieures à 150 keV  
utilisés en dosimétrie**

**Directeur de thèse :** Isabelle AUBINEAU-LANIECE HDR, Professeur INSTN (LNHB, CEA Saclay)

**Composition du jury :**

*Président du jury :* Elias KHAN HDR, Professeur UPSud (IPNO, Orsay)

*Rapporteurs :* Hélène ELLEAUME HDR, Directeur de recherche INSERM (ESRF, Grenoble)

Olivier CASELLES PSRPM, HDR, Chef du SIMAD (UPS, Toulouse)

*Examineurs :* Didier FRANCK HDR, Chef du LEDI, (IRSN, Fontenay aux Roses)

André BRIDIER PSRPM (ex-IGR, Villejuif)

*Membre invité :* Johann PLAGNARD Encadrant, Ingénieur (LNHB, CEA Saclay)



## Remerciements :

Je tiens à dédier cette thèse à tous ceux qui ont fait partie de ma vie au cours de ces trois années, que ce soit ma famille, mes amis, mes collègues. Tout d'abord, je remercie mes parents pour m'avoir donné le goût des études puis encouragée durant toutes ces années, et enfin pour avoir relu ce manuscrit. A ma sœur, qui a toujours eu une oreille attentive, et à mon frère, qui a aussi décidé de faire une thèse, mais a choisi la chimie. A mes neveux, pour leurs sourires. A ma grand-mère, qui est très fière de venir à ma soutenance.

MERCI :

A François Damoy, Loïc Lenoir de Carlan et Valentin Blideanu, pour m'avoir permis de faire cette thèse au LMD, et avoir toujours soutenu ce projet au CEA et au LNE.

A Johann, qui est à l'origine de ce projet, m'a fait partager son expertise en spectrométrie, son sens du détail, et sans qui nombre de mesures ne seraient pas possibles.

A Isabelle, qui a dirigé cette thèse, m'a initiée à la curiethérapie à l'iode 125 et à la dosimétrie. Je vous souhaite une excellente continuation à DOSEO.

A mes collègues, qui m'ont vue tour à tour souriante, impatiente, heureuse, exaspérée, enthousiaste... Parmi eux, une mention spéciale à Christel, pour nos nombreuses passions communes, et Stéphane, mon binôme de thèse, qui m'a accompagnée durant ces trois ans au LMD, à l'école doctorale, et même pour faire du roller. Sans oublier Nicolas, qui a laissé un vide difficile à combler au laboratoire, Fabien, et Didier, toujours pleins de (bonnes) idées. Et bon courage à toi Abdullah !

A Nelly et Marc, qui m'ont accueillie dans leur bureau et ont toujours eu des réponses à mes (nombreuses) questions.

Ainsi qu'à Eric et à Thomas, qui ont tenté de m'inculquer quelques notions d'inférence bayésienne, avec une patience rare.

Aux grenoblois d'ID17, merci pour votre bonne humeur. A Thierry, la seule personne capable de nous permettre de faire des mesures avec aussi peu de photons sur un synchrotron. Et Jean-François, pour nos longues discussions, ta bonne humeur et tes idées.

A tous ceux qui ont répondu à mes questions sur les codes Monte Carlo ou les données fondamentales, Jean, Cheick, Josiane, David, Juan-Carlos, Matias.

A Isabelle, Arthur, Karim, Charlène, Gabrielle, Morgane, Angélique, tous ceux qui ont partagé leurs histoires de thésards. Ainsi qu'à Valérie et Sana, qui ont rendu ces heures de bus agréables et le réveil moins difficile.

Ensuite à Sam, pour toutes ces années passées ensemble,

Enfin, à tous mes amis, que l'on se connaisse depuis la maternelle, ou que l'on se soit rencontrés à Caen ou à Paris, à vous qui avez vaillamment supporté de longues explications sur l'avancée de ma thèse, un grand merci.



# Table des matières :

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1 : LES SOURCES DE PHOTONS DE BASSES ET MOYENNES ÉNERGIES DU LNHB-LMD.....</b>	<b>5</b>
1.1 Rappels sur les interactions rayonnement-matière.....	7
1.1.1 Interactions photon-matière.....	7
1.1.2 Interactions électron-matière.....	10
1.1.3 Grandeurs dosimétriques.....	11
1.2 Les grains de curiethérapie à l'iode 125.....	12
1.2.1 La curiethérapie.....	12
1.2.2 Propriétés physiques de l'iode 125.....	13
1.2.3 Géométrie des grains d'iode 125.....	14
1.2.4 Les grandeurs dosimétriques de référence en CT.....	15
1.3 Les générateurs de rayons X.....	16
1.3.1 Fonctionnement général d'un tube à rayons X.....	16
1.3.2 Forme du spectre de rayons X.....	17
1.3.3 Notion de faisceau (filtrations).....	18
1.3.4 Les générateurs de rayons X du LMD.....	20
Conclusion et objectifs.....	22
<b>CHAPITRE 2 : MOYENS ET MÉTHODES DE CARACTERISATION DU SPECTRE ÉMIS.....</b>	<b>23</b>
2.1. Approche calculatoire.....	25
2.1.1. Déterministes ou semi-déterministes.....	25
2.1.2. Calculs Monte-Carlo.....	31
2.2. Approche expérimentale.....	40
2.2.1. Choix du système de mesure.....	40
2.2.2. Mise en place des mesures.....	44
Conclusion.....	48

<b>CHAPITRE 3 : CARACTERISATION DU SYSTÈME DE DÉTECTION .....</b>	<b>50</b>
3.1 Outils de caractérisation .....	51
3.1.1 Radiographie.....	52
3.1.2 Radionucléides .....	54
3.1.3 SOLEX.....	54
3.1.4 ESRF ID17 .....	55
3.1.5 Tube à rayons X Gulmay 160 kV .....	57
3.2 Étude électronique .....	57
3.2.1 Réception du détecteur.....	57
3.2.2 Schéma général d'une chaîne de mesure de spectrométrie.....	58
3.2.3 Préamplificateur de charges.....	59
3.2.4 Traitements électroniques (LYNX).....	59
3.2.5 Rejet d'empilement (PUR).....	61
3.2.6 Optimisation pour les flux $\Phi < 7000 \text{ s}^{-1}$ .....	63
3.2.7 Optimisation du rejet d'empilement à plus hauts flux.....	64
3.3 Étude de l'influence du collimateur .....	67
3.3.1 Influence du collimateur utilisé pour les grains d'iode .....	67
3.3.2 Influence du collimateur utilisé pour les tubes à rayons X .....	68
3.4 Mesure du rendement .....	69
3.4.1 Mesures à SOLEX .....	70
3.4.2 Mesures avec radionucléides .....	70
3.4.3 Logiciel COLEGRAM .....	71
3.4.4 Synthèse des mesures .....	71
3.4.5 Interpolation polynomiale du rendement.....	72
3.5 Signature .....	74
3.5.1 Réponse à un rayonnement monochromatique .....	74
3.5.2 Pic d'absorption totale .....	76
3.5.3 Traîne du PAT .....	77
3.5.4 Plateau.....	78
3.5.5 Echappements .....	79
3.5.6 Diffusion Compton .....	83
3.6 Modèle mathématique.....	86
3.6.1 Modèle à 6 paramètres [5 - 11,103 keV].....	86

3.6.2	Modèle à 12 paramètres [11,103 - 40 keV].....	87
3.6.3	Modèle à 15 paramètres [40 - 100 keV].....	87
3.6.4	Modèle à 19 paramètres [100 - 150 keV].....	88
3.7	Modèle Monte-Carlo du détecteur .....	88
3.7.1	Modèle d'après radiographies .....	88
3.7.2	Elargissement gaussien .....	89
3.7.3	Ajustement des paramètres inconnus .....	90
3.7.4	Modèle final.....	91
	Conclusion .....	92
<b>CHAPITRE 4 : POST-TRAITEMENTS DU SPECTRE .....</b>		<b>93</b>
4.1	Quelques rappels mathématiques .....	94
4.1.1	Déconvolution et problème inverse.....	94
4.1.2	Modélisation de la réponse du détecteur.....	95
4.2	Méthodes de calcul du spectre incident .....	97
4.2.1	Inversion directe de la matrice.....	97
4.2.2	Régularisation.....	98
4.2.3	Stripping .....	99
4.2.4	Model-fitting.....	100
4.2.5	Inférence bayésienne non paramétrique: SINBAD.....	101
4.2.6	Résumé des outils disponibles .....	102
4.2.7	Éléments de comparaison de deux histogrammes .....	102
4.3	Application aux spectres de grains d'iode 125.....	103
4.3.1	Correction des échappements par stripping (LABVIEW).....	103
4.3.2	Modélisation analytique du spectre émis par un grain d'iode.....	104
4.3.3	Model-fitting à 7 raies et 7 plateaux Compton sous ROOT.....	106
4.3.4	Model-fitting avec un fond continu sous ROOT .....	107
4.3.5	Inférence bayésienne avec SINBAD.....	107
4.3.6	Comparaison des résultats .....	108
4.4	Application aux spectres de tubes à rayons X.....	109
4.4.1	Correction des échappements par stripping sous LABVIEW .....	110
4.4.2	Model-fitting sous ROOT .....	110
4.4.3	Inférence Bayésienne avec SINBAD.....	111

4.4.4	Comparaison des résultats .....	112
	Conclusion .....	113
<b>CHAPITRE 5 : RÉSULTATS ET PERSPECTIVES .....</b>		<b>116</b>
5.1	Spectres de grain d'iode mesuré et corrigé .....	118
5.1.1	Spectre obtenu pour la source 12SAC00056 sans filtration.....	118
5.1.2	Spectre obtenu pour la source 12SAC00056 avec le filtre Al.....	119
5.1.3	Comparaison de plusieurs grains .....	120
5.1.4	Ajustement du modèle de source .....	123
5.1.5	Comparaison des différents spectres incidents obtenus .....	128
5.1.6	Impact dosimétrique .....	130
5.1.7	Conclusion et perspectives.....	132
5.2	Spectres émis par les tubes à rayons X .....	133
5.2.1	Connaissance de la source.....	134
5.2.2	Comparaison des faisceaux incidents.....	138
5.2.3	Comparaison avec les spectres du PTB .....	146
5.2.4	Comparaison avec logiciels déterministes : SpekCalc, SRS78, Xcomp5R et TASMICS. ....	148
5.2.5	Comparaison avec les simulations Monte-Carlo .....	150
5.2.6	Impact dosimétrique : $h_p(3)$ et $h^*(10)$ .....	153
5.2.7	Conclusion et perspectives :.....	155
<b>CONCLUSION GÉNÉRALE.....</b>		<b>158</b>
<b>RÉFÉRENCES:.....</b>		<b>162</b>
<b>GLOSSAIRE : .....</b>		<b>167</b>
<b>ANNEXES :.....</b>		<b>169</b>
<b>LISTE DES COMMUNICATIONS: .....</b>		<b>206</b>
<b>PUBLICATIONS :.....</b>		<b>206</b>
<b>COMMUNICATIONS (HORS ECOLE DOCTORALE ET CEA):.....</b>		<b>206</b>
<b>RESUME : .....</b>		<b>207</b>
<b>ABSTRACT : .....</b>		<b>207</b>



# INTRODUCTION

Le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB) est une unité du CEA LIST implantée au CEA Saclay. C'est aussi l'un des laboratoires nationaux de métrologie fédérés par le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE) depuis 2005. En charge du domaine des rayonnements ionisants depuis 1970, le LNHB doit, principalement, mettre en œuvre les unités du Système International d'unités dans les domaines suivants : radioactivité, débit d'émission de sources neutroniques, dosimétrie des photons et particules chargées. Il doit également permettre l'accès des utilisateurs aux références métrologiques dont ils ont besoin, dans le cadre d'une traçabilité rigoureusement établie. Ainsi, le laboratoire développe de nouveaux étalons et dispositifs de détection des rayonnements, maintient au meilleur niveau les références existantes et les compare sur le plan international, contribue à la qualité et à la cohérence des mesures au niveau national, ainsi qu'à la formation et au transfert aux utilisateurs.

Le LNHB est constitué de 3 entités:

- ❖ Le Laboratoire de Métrologie de l'Activité (LMA) est en charge de la métrologie primaire et du transfert des références en mesure d'activité (le becquerel et ses dérivés) vers les laboratoires d'étalonnage accrédités et vers les utilisateurs (la médecine nucléaire, industrie nucléaire, surveillance de l'environnement...). Pour cela, le laboratoire dispose de moyens de radiochimie dédiés à la réalisation de sources étalons, ainsi que de nombreux dispositifs de mesures: chambres d'ionisation à puits, chaînes de spectrométrie X,  $\gamma$  et  $\alpha$ , compteurs proportionnels  $\beta$ , mesures en coïncidences, scintillation liquide, bolomètres...
- ❖ La Cellule de Données Fondamentales (CDF) est chargée de l'évaluation et de la publication des données nucléaires et atomiques associées à la désintégration des radionucléides (périodes, énergies et intensités d'émission des différents rayonnements émis, schémas de désintégration...). Ces résultats sont diffusés au travers de la base de données NUCLEIDE.
- ❖ Le Laboratoire de Métrologie de la Dose (LMD) est en charge de la métrologie primaire et du transfert des références dans les domaines de la radiothérapie, du radiodiagnostic, de la radioprotection et de l'irradiation industrielle. Les grandeurs utilisées en dosimétrie caractérisent les transferts et les dépôts d'énergie dans les milieux irradiés: kerma (gray), dose absorbée (gray) ou encore les effets biologiques stochastiques avec les équivalents de dose (sievert).

Dans le domaine de la santé et plus spécialement de la radiothérapie, l'incertitude relative sur la dose de rayonnements délivrée au volume cible (tumeur) doit être au maximum de 5 %. Or, l'ordre de grandeur de l'incertitude relative des étalons nationaux va de quelques dixièmes de pour cent à quelques pour cent. Les étalonnages d'instruments de mesure pour les

applications médicales (radiothérapie, médecine nucléaire) requièrent un savoir-faire et une rigueur particulière, du fait de l'impact sanitaire direct sur de très nombreux patients. Au vu du faible écart entre la précision des étalons et les exigences des utilisateurs, les références doivent être développées au plus près des pratiques des utilisateurs (sources de rayonnements identiques) et le laboratoire est ainsi amené à étalonner directement les instruments de mesure de radiothérapie et de médecine nucléaire. Le LMD dispose ainsi de nombreux moyens d'irradiation, dont un accélérateur linéaire médical produisant des faisceaux d'électrons et de photons X de freinage de plusieurs MeV, 5 générateurs de rayons X pour des hautes tensions comprises entre 10 kV et 320 kV, des sources de curiethérapie ( $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{125}\text{I}$ ) et plusieurs sources isotopiques pour la radioprotection et la radiothérapie ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ , sources  $\beta$ ).

Pour établir les références nationales, le laboratoire développe et utilise différents systèmes de mesure : des calorimètres (graphite, équivalent tissu, eau), des chambres d'ionisation (à cavité ou à parois d'air), des dosimètres chimiques (solution de Fricke), des dosimètres thermoluminescents (TLD), des dosimètres lus par résonance paramagnétique électronique (RPE), des dosimètres films, etc. De plus, le LNHB dispose d'un cluster de calcul (150 cœurs) destiné à la mise en œuvre des codes Monte-Carlo d'interactions rayonnement-matière pour la détermination de facteurs de correction et la conception de dispositifs de détection.

Pour les rayons X, 3 domaines d'énergie sont définis dans les normes internationales : « hautes énergies » au-delà de 300 keV, « moyennes énergies » entre 300 keV et une frontière plus floue entre 80 et 160 keV, et « basses énergies » en-dessous. Cette étude s'inscrit dans le prolongement des travaux de thèse de Wassim Ksouri et de Nicolas Perichon, portant respectivement sur le développement des références de débit de kerma dans l'air en moyennes et basses énergies et des références en dose absorbée dans l'eau pour les faisceaux de haute tension supérieure à 80 kV. Une fois la référence nationale établie par le laboratoire à l'aide d'instruments primaires, elle doit être validée par ses pairs lors d'une comparaison internationale avant d'être transférée aux utilisateurs (laboratoires secondaires, industriels, hôpitaux). Dans le cadre de comparaisons internationales ou encore du raccordement des utilisateurs, il est indispensable de s'assurer que les « conditions de rayonnement » ou « faisceaux » utilisés par chaque laboratoire sont rigoureusement similaires. Pour cela, des normes internationales (ISO, CEI, CCRI) ont été établies pour définir des qualités de faisceaux bien spécifiques répondant aux besoins des utilisateurs. Bien que la norme CEI-61267 recommande d'évaluer la distribution spectrale de la fluence afin de caractériser la qualité de faisceau : « La spécification la plus exhaustive concernant les champs de rayonnements est donnée par la distribution spectrale de la fluence des photons », elle reconnaît que « la mesure des spectres de rayonnement X est une tâche exigeante », ce qui conduit à l'adoption de compromis sur les indices de qualité de rayonnement. Afin de définir une qualité de faisceau en milieu clinique ou industriel, les critères retenus, appelés indices de qualité, sont généralement la haute tension (kV) et les couches de demi-atténuation (CDA) mesurées pour chaque faisceau.

D'un point de vue réglementaire, l'application des directives Euratom, retranscrites dans la législation française, introduit entre autres une obligation de maintenance, de contrôles de qualité interne et externe des appareils, et l'existence de procédures employées par le personnel. Ces textes exigent une traçabilité des mesures effectuées à une référence nationale. Ainsi, le renforcement actuel des mesures de contrôle des systèmes d'irradiation dans les milieux industriels et médicaux s'accompagnent d'une augmentation quotidienne des demandes d'étalonnage. Ces dernières se font, par ailleurs, de plus en plus exigeantes en matière de précision et de seuil en énergie. Dans ce contexte, le LNHB est très sollicité pour des prestations d'étalonnage relevant du domaine de la radioprotection avec des rayonnements de basses et moyennes énergies.

Enfin, un regain d'intérêt est observé, ces dernières années, en milieu clinique pour les basses énergies à la fois en radioprotection, en imagerie (en particulier en mammographie), ou encore en thérapie : (curiethérapie électronique, radiothérapie par photoactivation de nanoparticules).

Tous ces besoins émergents montrent à quel point la caractérisation précise des spectres d'émission devenait une nécessité pour le laboratoire. Le LNHB a donc souhaité développer, avec le soutien du LNE, une méthode de caractérisation de la distribution en énergie de ses sources de rayons X de basses et moyennes énergies. Ce travail de thèse propose ainsi de mettre en œuvre une méthode expérimentale de caractérisation par spectrométrie des faisceaux de rayons X d'énergie inférieure à 150 keV.

Ce manuscrit est découpé en cinq chapitres thématiques :

- Le premier rappelle brièvement les notions fondamentales d'interaction rayonnement-matière et de dosimétrie avant de détailler les caractéristiques des sources de photons de basses et moyennes énergies concernées par cette étude. Ces dernières sont classées en deux grandes catégories : les sources radioactives scellées de curiethérapie, qui émettent sur  $4\pi$  stéradians un rayonnement *a priori* discrétisé en énergie (dit spectre de raies), et les générateurs de rayons X, dont le faisceau est émis dans une direction donnée et dont la distribution en énergie est continue. La mesure de ces sources présente deux difficultés : les hauts débits de fluence photonique et les problèmes d'atténuation des basses énergies ( $E < 150$  keV).
- Le deuxième chapitre évoque les différentes méthodes d'estimation du spectre émis par une source de rayons X, à commencer par les calculs déterministes ou stochastiques (Monte-Carlo), ainsi que les différents systèmes de mesure possibles. Or, la précision des modélisations numériques de ces sources d'émission de rayons X est limitée par leur complexité géométrique (céramique poreuse des grains d'iode 125, microfissures d'anode des tubes X) et le manque de données des constructeurs. Par



conséquent, une méthode expérimentale par spectrométrie a été retenue et le choix du détecteur optimal pour cette étude est discuté.

- La troisième partie concerne l'étude approfondie de la réponse de ce détecteur, aussi bien en termes quantitatifs (rendement) que qualitatifs (réponse de forme), à l'aide des installations SOLEX et ESRF-ID17. En effet, les spectres mesurés sont déformés par des artefacts induits par le détecteur (échappements, traîne) et son électronique (empilements). La connaissance quantitative de ces artefacts permet de les modéliser et ainsi d'envisager des méthodes de correction des spectres. L'application de la spectrométrie à la dosimétrie nécessite, en effet, de séparer les particules réellement émises par la source, des particules résultant d'interactions dans le système de mesure.
- Le quatrième chapitre traite des corrections à apporter au spectre mesuré, connaissant la fonction de réponse du détecteur, pour remonter au spectre réellement émis par la source. A cette fin, trois méthodes ont été mises au point. La première permet de soustraire les échappements par « stripping ». La deuxième correspond à un outil de « déconvolution » par « *model-fitting* » développé sous ROOT. Enfin, la troisième est une adaptation de l'outil d'inférence bayésienne SINBAD à nos applications. Ces trois approches ont été testées et validées sur des spectres de grains d'iode 125, mieux connus, avant d'être appliquées aux spectres de faisceaux de tubes à rayons X.
- Le cinquième et dernier chapitre est divisé en deux sous parties : l'une présente les résultats obtenus pour la curiethérapie et l'autre pour les tubes à rayons X. Pour la curiethérapie, l'accent a été mis sur la validation et l'amélioration du modèle de source utilisé lors des calculs Monte-Carlo des facteurs de conversion à appliquer à la chambre de référence. Pour les spectres continus des générateurs de rayons X, trois spectres corrigés sont présentés. Ces spectres, acquis avec notre détecteur germanium, sont comparés à ceux issus d'autres détecteurs, pour validation, et ensuite aux spectres calculés par Monte-Carlo ou méthodes déterministes, afin d'évaluer la qualité de ces outils de calcul. Enfin, l'influence de la forme du spectre sur les grandeurs dosimétriques est discutée car la connaissance des spectres d'émission photonique des sources de rayons X de basse énergie du laboratoire permet à la fois une meilleure caractérisation des faisceaux de référence et une meilleure estimation des facteurs correctifs utilisés pour l'établissement des références primaires.

**CHAPITRE 1 :**

**Les sources de photons**

**de basses et moyennes énergies**

**du LNHB - LMD**

Après de brefs rappels sur les rayonnements ionisants, leurs interactions avec la matière, et les grandeurs dosimétriques, ce chapitre présentera les sources des rayons X du LNHB-LMD et leurs caractéristiques. En effet, parmi les sources de rayonnements ionisants, on distingue les faisceaux isotropes qui émettent sur  $4\pi$  (sources scellées de curiethérapie), et les faisceaux anisotropes ou directionnels (générateurs de rayons X). Ces dernières années, le besoin d'une caractérisation spectrale de ces faisceaux est apparue, en particulier à basse énergie, tant pour la validation du modèle de source et des calculs Monte-Carlo que pour la caractérisation des faisceaux de référence.

## 1.1 Rappels sur les interactions rayonnement-matière

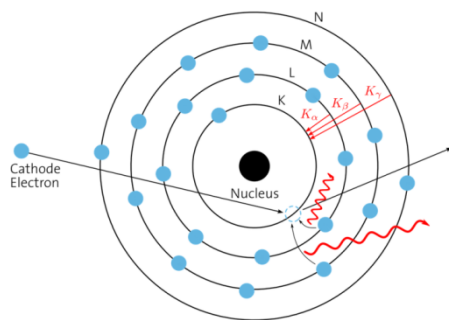
Ces rappels concernent uniquement les particules considérées dans la présente étude, à savoir les photons et les électrons ayant une énergie inférieure à 150 keV. Les principales grandeurs dosimétriques seront également définies dans cette première section.

### 1.1.1 Interactions photon-matière

Le terme « photon » s'applique aux rayonnements électromagnétiques émis soit lors des transitions nucléaires « rayons  $\gamma$  », soit lors des transitions atomiques « rayons X ». Chaque photon a une certaine probabilité d'interagir avec le milieu qu'il traverse. Les photons, d'énergie inférieure à 150 keV, interagissent avec la matière par absorption (effet photoélectrique) ou diffusion (Compton et Rayleigh).

#### 1.1.1.1 Effet photoélectrique

Lorsqu'une interaction de type photoélectrique a lieu, le photon incident d'énergie  $E=h\nu$  cède toute



**Figure 1-1: émission des raies  $X_K$  caractéristiques du milieu**

son énergie à un électron « de cœur » (appartenant aux couches internes), et ce « photoélectron » est alors éjecté du cortège électronique. Le photoélectron quitte donc sa couche avec une énergie égale à l'énergie du photon incident moins l'énergie de liaison des électrons de la couche en question  $E_{\text{liaison}}$ . Le cortège présente alors une lacune électronique et un excès d'énergie. Cette situation est instable, et il se produit un réarrangement électronique qui peut conduire soit à l'éjection d'un électron des couches supérieures (dit électron Auger) ou soit à l'émission d'un photon de fluorescence. La fluorescence est un effet à seuil qui ne se produit que si  $h\nu \geq E_{\text{liaison}}$ . Les énergies discrètes des photons issus de ce phénomène de

fluorescence sont caractéristiques du matériau. La figure 1-1 illustre le processus des transitions électroniques des couches L vers K ou « raies  $K_\alpha$  », et des couches M et N vers K ou « raies  $K_\beta$  » 3.

#### 1.1.1.2 Diffusion Compton

L'effet Compton, aussi appelé diffusion inélastique ou incohérente, décrit l'interaction d'un photon incident d'énergie  $E_0$  avec un électron des couches périphériques (considéré comme libre et au repos). Il y a éjection de cet électron, appelé alors électron Compton, mais contrairement à l'effet

photoélectrique, seule une partie de l'énergie initiale est transférée à l'électron. L'énergie restante (en négligeant l'énergie de liaison) est emportée par le photon diffusé (cf. figure 1-2).

L'énergie emportée par le photon diffusé, notée  $E'$ , dépend de l'angle de diffusion  $\vartheta$  (en radians), et du rapport  $\alpha$  tel que décrit dans la formule :

$$E' = \frac{E0}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))}$$

$$\text{où } \alpha = \frac{E0}{(c^2 m_e)} = \frac{E0 (keV)}{511}$$

$$\text{soit } E'_{max} = \frac{E0}{1+2\alpha} \text{ pour } \theta = \pi$$

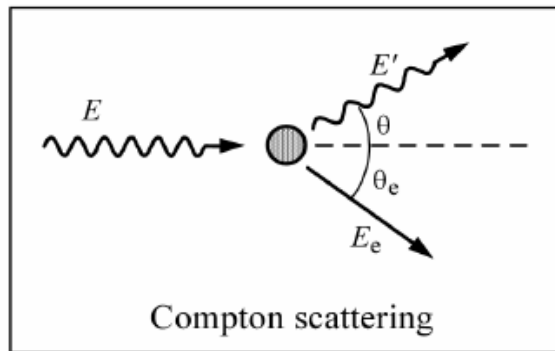


Figure 1-2 : Diffusion Compton

La fraction de l'énergie initiale qui a été transmise à l'électron Compton est absorbée au voisinage du point d'interaction, mais le photon diffusé d'énergie  $E'$  pourra donner lieu à d'autres interactions plus éloignées.

### 1.1.1.3 Diffusion Rayleigh

Par opposition à la diffusion Compton, il s'agit d'une diffusion « élastique » puisque l'énergie cinétique totale est conservée et que seule la direction de la particule incidente est modifiée. La diffusion Rayleigh concerne la diffusion de photons sur des électrons suffisamment liés pour que l'intégralité de l'atome absorbe le choc. Elle ne concerne que les photons incidents de faible énergie, c'est-à-dire très inférieure à l'énergie de l'électron au repos (511 keV). En effet, dans ce cas la perte d'énergie est considérée comme négligeable de sorte que la diffusion résulte uniquement en un changement de direction.

### 1.1.1.4 Section efficace

La section efficace permet d'exprimer la probabilité d'interaction par unité de fluence particulaire, notée  $\sigma$ , en barns ( $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ). Elle peut être décomposée pour chacun des types d'interaction et varie en fonction de l'énergie et du matériau considéré.

Seule la formule de Klein-Nishina [1] décrivant la section efficace de l'effet Compton selon un angle  $\theta$  par unité d'angle solide  $\Omega$  est rappelée ici car utilisée au chapitre 3:

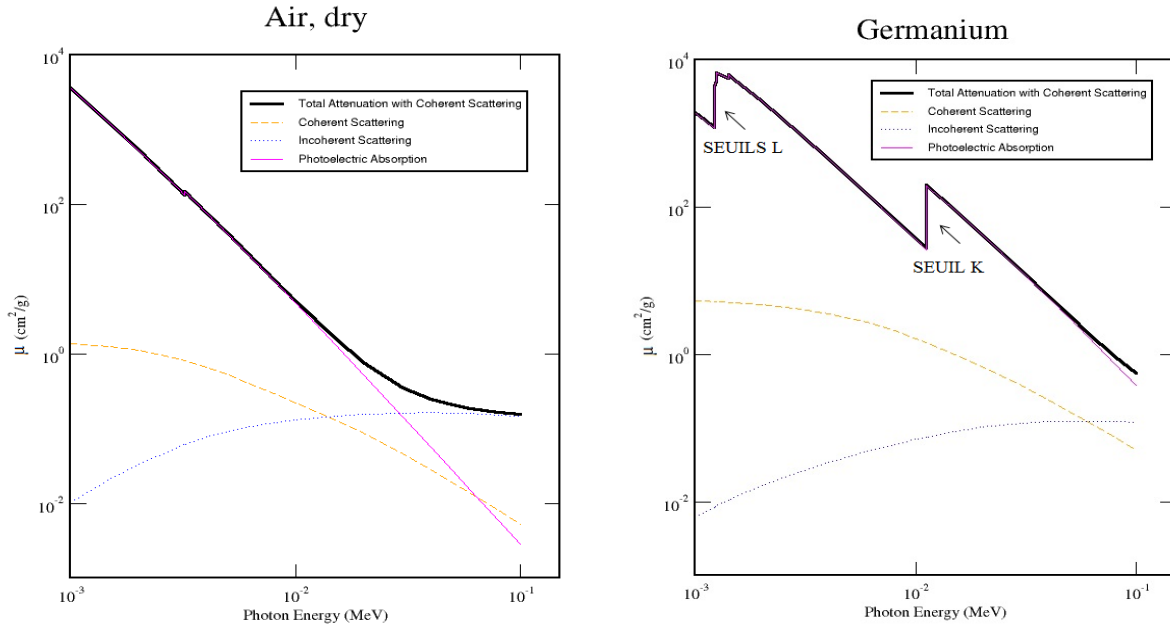
$$\frac{d\sigma_{compton}}{d\Omega}(\alpha, \theta) = 0,5 \times (r_0 \times \epsilon)^2 \times \left( \epsilon + \frac{1}{\epsilon} - \sin^2(\theta) \right) \quad \text{avec } \epsilon = \frac{E'}{E0}$$

et le rayon classique de l'électron  $r_0$  tel que  $r_0^2 = 7,94407 \cdot 10^{-30} \text{ m}^2$ .

### 1.1.1.5 Coefficients d'atténuation massique

Considérées à l'échelle macroscopique, les valeurs de sections efficaces correspondent aux coefficients d'atténuation linéiques notés  $\mu$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ). Rapportées à la masse volumique, il est alors question de coefficients d'atténuation massiques, notés  $\mu/\rho$  (en  $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ). Comme pour les sections efficaces, ces coefficients se décomposent par type d'interaction, et se réduisent pour  $E < 150 \text{ keV}$  à 3 termes:  $\mu = \mu_{Photoélectrique} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh}$

A titre d'exemple, ces 3 coefficients sont illustrés sur la figure 1-3 pour l'air sec (à gauche) et le germanium Ge (à droite) d'après la base de données XCOM [2]. La composante dominante à basse énergie est l'effet photoélectrique. Sa section efficace de présente des ruptures de pente appelées seuils d'absorption, qui dépendant de l'élément et correspondent aux différents niveaux d'énergie K, L, M, etc. Par exemple, à 11,103 keV se situe le seuil d'absorption K du germanium.



**Figure 1-3 : Coefficients d'atténuation massiques de l'air (à gauche) et du germanium (à droite) total (en noir, pour l'effet photoélectrique (en rose), la diffusion Compton (en bleu) et Rayleigh (en orange) [2].**

Le coefficient d'atténuation massique se décompose également en des grandeurs propres à la dosimétrie, à savoir les coefficients massiques de transfert d'énergie  $\mu_{tr}/\rho$  et de diffusion d'énergie  $\mu_s/\rho$ , tel que:  $\mu/\rho = \mu_s/\rho + \mu_{tr}/\rho = \frac{dE_s}{(\rho EN dx)} + \frac{dE_{tr}}{(\rho EN dx)}$

où  $dE_s$  et  $dE_{tr}$  représentent les quantités d'énergie respectivement diffusées et transférées par  $N$  photons primaires d'énergie  $E$ , d'incidence normale sur un élément de matière de masse volumique  $\rho$  et d'épaisseur  $dx$ . Le coefficient  $\mu_{tr}$  caractérise l'énergie moyenne transférée à des particules chargées par particule primaire non chargée et par unité de longueur. Or, seule une partie de l'énergie transférée aux particules chargées est absorbée localement. En effet, une fraction de cette énergie, notée  $g$ , est émise sous forme radiative. Pour des matériaux légers et à basse énergie ( $E < 150$  keV),  $g < 0,01$  [3].

Le coefficient massique d'absorption d'énergie  $\mu_{en}/\rho$  peut être introduit tel que :  $\mu_{en}/\rho = (1-g) \times \mu_{tr}/\rho$ . Pour les coefficients d'atténuation massique, de nombreuses bases de données, interpolées à partir de mesures anciennes ou calculées, existent : XCOM (1 keV - 100 GeV) [2], FFAST (1 eV - 1 MeV) [4], XAAMD1 (1 keV - 20 MeV) [5]. La question de l'incertitude à associer à ces données fait toujours débat, en particulier aux basses énergies et autour des seuils d'absorption. J.H. Hubbell a proposé des incertitudes de l'ordre de  $\pm 2\%$  pour les  $\mu/\rho$  entre 5 keV et 10 MeV ( $>1\%$  pour les matériaux légers et pour  $E > 200$  keV) et  $\pm 5\%$  en dessous de 5 keV sans préciser l'intervalle de confiance ou le facteur d'élargissement  $k$  associé [6]. Les écarts entre les bases XCOM et FFAST ne dépassent généralement pas 5% sauf au niveau des seuils (jusqu'à 50%). Pour l'air, des écarts jusqu'à 10% peuvent en effet être observés selon les auteurs, en partie dus à la dépendance en pression et en hygrométrie. La

difficulté à évaluer les incertitudes pour des matériaux critiques en dosimétrie comme l'eau, l'air et le graphite est discutée par Andreo et al. [7], qui ont calculé l'incertitude combinée sur les  $\mu_{en}/\rho$  de l'air et de l'eau. Elle est inférieure à 2,5 % (respectivement 1,6 %) sur des faisceaux de tube à rayons X de haute tension inférieure à 50 kV (respectivement 100 kV).

Les coefficients d'atténuation massique utilisés dans la présente étude sont tirés de XCOM.

## 1.1.2 Interactions électron-matière

Contrairement aux photons, l'électron perd son énergie surtout par de nombreux transferts de faible énergie. Les interactions des électrons sont donc beaucoup plus nombreuses et leurs trajectoires beaucoup plus complexes que celle des photons. Etant donné la gamme d'énergie considérée, les rappels ne concernent que les phénomènes d'ionisation/excitation et de bremsstrahlung.

### 1.1.2.1 Ionisation et excitation

Lorsqu'un électron d'énergie  $E$  pénètre dans un milieu, il entre en interaction avec de nombreux électrons plus ou moins distants de sa trajectoire. Chacune de ces interactions entraîne une perte d'énergie qui peut conduire soit à une ionisation si l'énergie est suffisante ( $E > E_{liaison}$ ), soit à une excitation. Le phénomène d'ionisation est suivi d'un retour à l'état fondamental par un réarrangement du cortège électronique (cf. 1.1.1.1).

### 1.1.2.2 Bremsstrahlung

Lorsque des électrons passent à proximité d'un noyau, ils sont freinés et déviés par le champ électrique de ce dernier. Or, selon les équations de Maxwell, toute charge, dont la vitesse varie, rayonne. L'énergie perdue par les électrons lors de leur décélération, est réémise sous forme de rayonnements électromagnétiques, dits de freinage (ou bremsstrahlung en allemand). Si la distance électron-noyau est grande, l'électron perd peu d'énergie (cas 1 en figure 1-4). Plus cette distance se réduit, plus l'électron perd une grande partie de son énergie initiale (cas 2), jusqu'à son arrêt complet (cas 3).

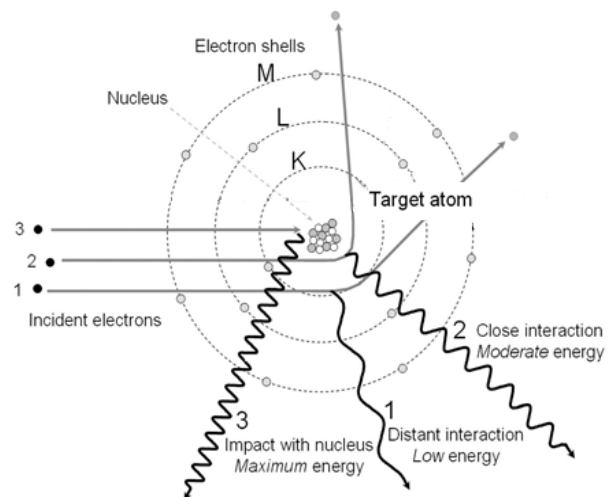


Figure 1-4 : Schéma de principe du bremsstrahlung [8]

Le spectre en énergie de ces derniers est donc continu entre zéro et l'énergie cinétique de l'électron incident, comme illustré sur la figure 1-5 (en pointillés). Les rayons X de freinage sont atténués par le milieu dans lequel ils sont produits. Les photons de basse énergie étant préférentiellement atténués, le spectre résultant est filtré, tel que présenté en trait plein ci-contre.

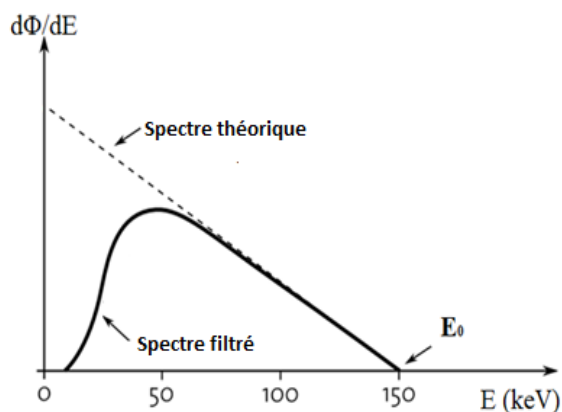


Figure 1-5 : Spectre de bremsstrahlung théorique (en pointillés) et après filtration (en trait plein).

### 1.1.2.3 Pouvoir d'arrêt massique

Par analogie avec les photons, la perte d'énergie dans un milieu est définie à l'aide du «pouvoir d'arrêt massique», noté  $S/\rho$ , qui se décompose en un terme dû aux collisions et en un terme dû aux rayonnements de freinage. Pour les basses énergies, le pouvoir d'arrêt par collision est dominant et, de ce fait, assimilé au pouvoir d'arrêt total.

### 1.1.2.4 Portée des électrons

Un électron perd progressivement son énergie dans le milieu et sa trajectoire se termine lorsque son énergie est nulle. La longueur de cette trajectoire peut varier considérablement entre électrons de même énergie. On utilise la notion de portée, notée  $R$  (en  $\text{g.cm}^{-2}$ ) qui est définie comme l'épaisseur de matériau nécessaire pour arrêter un électron d'incidence normale.

## 1.1.3 Grandeurs dosimétriques

Les grandeurs dosimétriques, kerma et dose absorbée en un point, caractérisent l'effet physique des rayonnements sur la matière en termes d'énergie transférée ou absorbée. Par conséquent, ces grandeurs physiques sont accessibles quantitativement à la mesure suivant les variations de température (à l'aide d'un calorimètre), de concentration d'espèces chimiques (avec une solution de Fricke) ou du nombre de charges créées (à l'aide d'une chambre d'ionisation). Cette section rappelle succinctement les définitions de ces deux grandeurs physiques, ainsi que des grandeurs de protection et opérationnelles associées.

### 1.1.3.1 Le kerma (Kinetic Energy Released per unit MAss)

Le kerma  $K$  est, pour des particules non chargées, le quotient de la somme des énergies cinétiques initiales  $dE_{tr}$  de toutes les particules chargées libérées par les particules non chargées dans un élément de matière par la masse  $dm$  de cet élément. Il se mesure en gray ( $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J.kg}^{-1}$ ) et s'applique à tous les milieux. La variation de kerma pendant une durée  $dt$ , ou débit de kerma, se note  $\dot{K}$ .

Le kerma peut aussi être exprimé comme l'intégrale de la fluence énergétique des photons primaires (notée  $E\Phi_E$ ) au point d'intérêt multipliée par le coefficient de transfert massique du milieu, noté  $\mu_{tr}/\rho$ . Ainsi, le kerma dans l'air s'écrit :

$$K_{air} = \frac{dE_{tr}}{dm} = \int E \times \Phi_E \times (\mu_{tr}/\rho)_{air} dE$$

### 1.1.3.2 La dose absorbée en un point

La dose absorbée  $D$ , exprimée en gray, s'applique à tous les rayonnements ionisants. La dose absorbée est définie comme le quotient de l'énergie moyenne  $d\bar{\epsilon}$  communiquée par les rayonnements ionisants à un élément de masse  $dm$  de matière par la masse de cet élément :  $D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$

Lorsqu'un photon primaire interagit dans la matière, il lui transfère une partie de son énergie sous forme d'énergie cinétique à des électrons secondaires. Si l'énergie transférée aux électrons est élevée, leur portée est grande, et l'énergie transférée peut alors être très différente de l'énergie absorbée localement. Cependant, dans certaines conditions, l'énergie transférée et l'énergie absorbée localement sont égales. On a alors  $K=D$ .

Le débit de dose absorbée se note  $\dot{D}$ .

### 1.1.3.3 Grandeurs de protection

Selon les organes exposés, le type de rayonnement ionisant émis, son débit de dose, et sa gamme d'énergie, les effets biologiques ne sont pas les mêmes pour une dose absorbée identique. On utilise alors des grandeurs dites de protection, exprimées en Sievert (Sv), pour calculer les effets biologiques d'un rayonnement  $R$  sur un tissu (ou organe)  $T$ .

La dose équivalente  $H_T$ , permet de pondérer la dose absorbée moyenne d'un tissu  $D_T$  par le facteur  $W_R$  dépendant du type rayonnement  $R$  et de son énergie, tel que:  $H_T = D_T \times W_R$  (=  $D_T$  pour des photons).

La dose efficace  $E$ , qui permet d'estimer l'exposition aux rayonnements ionisants de la population, se définit comme la dose équivalente  $H_T$  aux tissus  $T$  pondérée par des facteurs  $W_T$  représentant la radiosensibilité des tissus  $T$  exposés:  $E = \sum_T H_T \times W_T$ .

### 1.1.3.4 Grandeurs opérationnelles

Pour la surveillance de l'environnement et des travailleurs, des équivalents de dose ont été définis afin de (sur)estimer les grandeurs de protection, non mesurables, car les limites de dose réglementaires sont définies en dose efficace ou équivalente. Parmi les nombreuses grandeurs existantes, seules  $H^*(10)$  et  $H_p(3)$  seront définies ici car utilisées par la suite.

L'équivalent de dose ambiant,  $H^*$ , dédié à la surveillance de l'environnement ou des zones de travail exposés à des rayonnements dits fortement pénétrants, e.g. de photons d'énergie supérieure à une vingtaine de keV. Définie à 10 mm de profondeur, la grandeur  $H^*(10)$  est un sur-estimateur de la grandeur de protection corps entier (appelée dose efficace).

L'équivalent de dose individuel noté  $H_p(d)$ , dédié à la surveillance du personnel, peut être défini à différentes profondeurs  $d$  dans le tissu : 0,07 mm (épiderme), 3 mm (cristallin) et 10 mm (organes internes). Afin d'estimer la dose équivalente, cette grandeur peut être mesurée avec un détecteur porté à la surface du corps, recouvert de l'épaisseur  $d$  adéquate de matériau équivalent eau. La grandeur  $H_p(3)$ , recommandée en particulier pour les travailleurs exposés pratiquant la radiologie interventionnelle, sera utilisée dans cette étude [9].

## 1.2 Les grains de curiethérapie à l'iode 125

La curiethérapie (CT) consiste à implanter de façon temporaire ou permanente des sources radioactives dans l'organisme afin de traiter des cancers localisés. L'objectif de cette technique est de délivrer une dose élevée dans un volume relativement réduit en épargnant les tissus sains environnants.

### 1.2.1 La curiethérapie

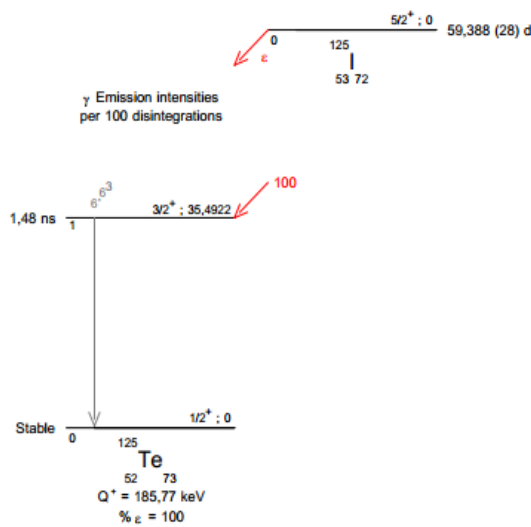
En 2009, les curiethérapies ont représenté 5 % des traitements par irradiation réalisés en France, soit 7525 patients pris en charge [10]. Ainsi 2,5 % des patients atteints d'un cancer de la prostate ont été traités par curiethérapie, soit environ 1400 patients, dont 80 % traités par curiethérapie dite « à bas débit de dose » ou « LDR (Low Dose Rate) » [11]. Son principe est une irradiation continue pendant plusieurs jours avec une source de faible énergie moyenne ( $\approx 28$  keV) et à un faible débit de dose (entre 0,4 et 2 Gy/h à 1 cm). La dose au contact de la source est élevée, mais elle décroît rapidement,



permettant une meilleure protection des tissus sains environnants. De nombreuses études ont démontré une efficacité équivalente à la chirurgie et moins d'effets secondaires avec la CT LDR [12, 13]. L'iode 125, caractérisé par sa désintégration par rayonnement X et gamma de faible énergie ( $E < 36$  keV), est le radionucléide le plus utilisé actuellement pour la curiethérapie LDR en Europe. Sa faible période radioactive (59,39 jours) permet une implantation permanente dans le patient. Les principales applications des grains d'iode 125 en Europe sont les cancers gynécologiques (47 %), prostatiques (26 %), du sein (12 %) et de l'œil (3 %) [14]. Les traitements des cancers de la prostate (implants permanents) et des cancers ophtalmiques (implants temporaires) sont décrits en annexe 1. Bien que le spectre d'émission du radionucléide pur soit parfaitement connu, l'encapsulation de l'iode 125 dans une matrice complexe va déformer ce spectre de raies. Les caractéristiques de l'iode et du grain de curiethérapie seront présentés dans cette section.

### 1.2.2 Propriétés physiques de l'iode 125

Le schéma de désintégration de l'iode 125 en tellure 125 est donné en figure 1-6, d'après la base de données NUCLEIDE du LNHB (données 2010) [15].



L'iode 125 se désintègre par capture électronique vers le niveau excité du tellure 125 (35,4922 keV). Lors de la capture électronique notée  $\epsilon$ , un électron du cortège électronique de l'iode 125 est absorbé par un proton du noyau, ce qui forme un neutron et résulte en l'émission d'un neutrino (non détectable). La lacune ainsi créée sur une orbitale interne très proche du noyau est ensuite compensée par réarrangement du cortège électronique (émission de rayons X de fluorescence et d'électrons Auger). Ainsi, l'iode 125 émet une unique raie gamma et plusieurs raies de fluorescence, dont 9 raies  $X_K$  décrites dans le tableau 1-1.

**Figure 1-6: Schéma de désintégration de l'iode 125 [15]**

Les nombreuses raies  $X_L$  autour de 4 keV ne seront pas considérées ici car peu probables. En effet, le rendement de fluorescence moyen des raies L est très faible comparativement à celui des raies K:  $\omega_L = 0,086(4)$ ;  $\omega_K = 0,875(4)$ . De plus, comme l'iode 125 est déposé au cœur du grain, les rayonnements  $X_L$  et les électrons Auger émis sont fortement atténués par l'enveloppe en titane de la source.

A ces raies, émises par le radionucléide pur, vont s'ajouter diverses raies de fluorescence correspondant aux différents éléments constituant la source, et contribuant au kerma. La distribution en énergie obtenue à l'extérieur de la source n'est alors pas le simple spectre de raies de l'iode 125 mais un spectre plus complexe caractéristique du grain d'iode 125.

**Tableau 1-1: Spectre énergétique des raies X,  $\gamma$  et des raies d'émission électronique [15]**

Couche électronique du $Te^{125}$	Energie en keV	Photons $\gamma$ pour 100 désintégrations
$\gamma_{1,0}$	35.491	6.67

Couche électronique du Te <sup>125</sup>	Energie en keV	Photons X pour 100 désintégrations
XL	3.340 - 4.930	14.900
XK <sub>α2</sub>	27.202	39.70
XK <sub>α1</sub>	27.472	74.00
XK <sub>β3</sub>	30.944	21.20
XK <sub>β1</sub>	30.999	21.20
XK <sub>β'5</sub>	31.223	21.20
XK <sub>β'5</sub>	31.241	21.20
XK <sub>β2</sub>	31.701	4.59
XK <sub>β4</sub>	31.774	4.59
XKO <sub>2.3.</sub>	31.811	4.59

Couche électronique du Te <sup>125</sup>	Energie en keV	Electrons X pour 100 désintégrations
e <sub>AL</sub>	2.30 - 4.80	157.60
e <sub>AKLL</sub>	21.80 - 22.99	19.90
e <sub>AKLX</sub>	25.83 - 27.43	19.90
e <sub>AKXY</sub>	29.77 - 31.73	19.90
ec <sub>1,0K</sub>	3.68	79.30
ec <sub>1,0L</sub>	30.55 - 31.15	10.70
ec <sub>1,0MNO</sub>	34.48 - 35.49	3.40

### 1.2.3 Géométrie des grains d'iode 125

Pour la curiethérapie LDR, de nombreux modèles existent, et de nouvelles sources apparaissent sur le marché presque tous les ans. En 2010, pas moins de 21 sources existaient sur le marché américain [16].

#### 1.2.3.1 Des modèles de source variés

On retrouve certains éléments communs dans toutes ces sources :

- une enveloppe en titane (diamètre extérieur < 0,8 mm ; longueur ≈ 4,5 mm) assurant l'étanchéité,
- un radionucléide (<sup>103</sup>Pd, <sup>125</sup>I, <sup>131</sup>Cs) déposé sur un métal ou diffusé dans un matériau poreux,
- un ou des marqueurs radiologiques de Z élevé (plomb, or, argent ou platine) permettant la vérification du bon positionnement des grains par radiographie.

La figure 1-7, tirée de [16], présente ainsi 4 modèles de sources à l'iode 125, de géométrie très variée.

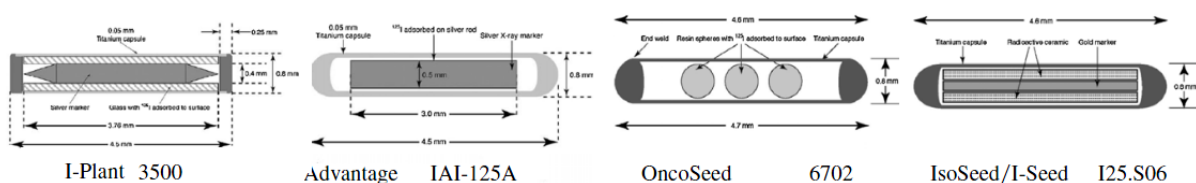


Figure 1-7 : Schéma de 4 modèles de sources LDR à l'iode 125.

Du fait des basses énergies émises par les radionucléides encapsulés, il est évident que la géométrie de la source va avoir un fort impact sur les rayonnements émis, en termes à la fois d'énergie moyenne et d'anisotropie d'émission. En effet, du fait de l'interaction des photons dans les éléments constituant le grain d'iode, le spectre en sortie de ce grain présente à la fois les raies de l'iode 125 et

des fonds liés aux phénomènes de diffusion [17]. Seul le modèle de source à droite de la figure 1-7 a été étudié ici.

### 1.2.3.2 La source I25.S16

Les grains de curiethérapie utilisés au LMD sont commercialisés par la société IBt Bebig en Europe sous la référence Isoseed et aux Etats-Unis par OncoMed (Symmetra) ou Theragenics (I-Seed), sous deux modèles : I25.S06 (prostatiques) et I25.S16 (ophtalmiques). Ces dernières seront utilisées, avec le plus fort niveau d'activité disponible (925 MBq, soit 25 mCi). De forme cylindrique, d'environ 4,5

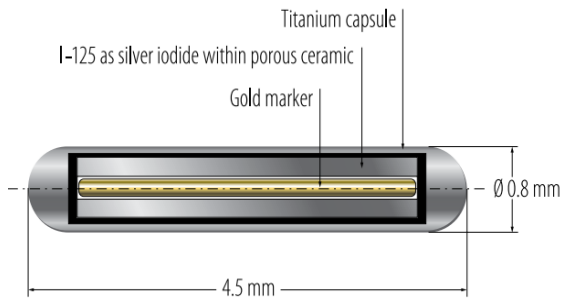


Figure 1-8: grain IsoSeed I25.S06

mm de hauteur et 0,8 mm de diamètre, la structure de cette source, fournie par Bebig, est représentée sur la figure 1-8 [18]. Le grain contient une céramique poreuse cylindrique entourant un fil d'or (marqueur radiographique). L'ensemble est contenu dans une capsule de titane inoxydable soudée au laser pour assurer l'étanchéité (source scellée) et la biocompatibilité. Les atomes d' $^{125}\text{I}$  sont supposés répartis uniformément au sein de la céramique poreuse sous forme d'iodure d'argent ( $\text{AgI}^*$ ).

## 1.2.4 Les grandeurs dosimétriques de référence en CT

Les sources de curiethérapie doivent être caractérisées en termes de propriétés dosimétriques avant leur utilisation clinique. Le groupe de travail TG-43 de l'AAPM (American Association of Physicists in Medicine) a défini un formalisme de calcul permettant de passer du kerma dans l'air fourni par le fabricant ou mesuré directement, à la dose absorbée dans l'eau en tout point de l'espace [19], [20].

### 1.2.4.1 Les conditions de référence

L'intensité d'une source doit être spécifiée en termes de débit de kerma de référence dans le vide à un mètre de la source, noté  $\dot{K}_{ref}(1\text{ m})$ , donc corrigé de l'atténuation dans l'air et de la contribution de tous les rayonnements diffusés. Si ce kerma est calculé pour une énergie de coupure  $\delta$  ( $\approx 5\text{ keV}$ ) et à une distance  $d$  de la source, la définition de la grandeur  $S_K$  (air-kerma Strength) est alors:  $S_K = d^2 \times \dot{K}_{ref,\delta}(d)$

Le débit de dose de référence correspond au débit de dose absorbée dans l'eau à 1 cm dans le plan équatorial de la source, noté  $\dot{D}(r=1\text{ cm}; \theta=\pi/2)$ .

### 1.2.4.2 La constante de débit de dose

La constante de débit de dose  $\Lambda$  permet de passer du kerma de référence (à 1 m) au débit de dose dans l'eau (à 1 cm pour  $\theta=\pi/2$ ).  $\Lambda$  s'exprime en  $\text{cGy}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{U}^{-1}$  où  $1\text{ U} = 1\ \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{m}^2$  selon la formule :

$$\Lambda = \frac{\dot{D}_{eau}(r=1\text{ cm}; \theta=\pi/2)}{\dot{K}_{air}(r=100\text{ cm})}$$

Le kerma dans l'air, plus facilement accessible à la mesure, et la constante  $\Lambda$  sont entrés dans le logiciel de planification du traitement ou *TPS*, qui calcule alors les doses aux organes.  $\Lambda$  peut être évaluée par simulation Monte-Carlo ou mesurée. Du fait de la sensibilité de ce type de source aux erreurs de fabrication, du manque d'information sur le design, et des différences entre codes, des écarts importants peuvent apparaître entre grandeurs simulées et mesurées. Pour toute nouvelle

source, des valeurs conventionnelles sont établies après au moins une caractérisation expérimentale et une étude par simulation Monte-Carlo [21].

### 1.2.4.3 Incertitudes sur les grandeurs de référence en curiethérapie

Les incertitudes sur la valeur conventionnelle de la constante de dose  $\Lambda_{con}$  sont élevées, de l'ordre de 4,8 % (k=1), et se répercutent sur l'incertitude des calculs de dose effectués par les TPS. L'application du formalisme TG43-U1 conduit donc à une incertitude sur la dose délivrée de l'ordre de 10 %, ce qui n'est pas satisfaisant [20], [21]. En effet, deux études de Stock et al. [22] et Potters et al. [23], ont montré une forte dépendance du succès du traitement LDR vis-à-vis de la dose délivrée entre 100 et 160 Gy, avec un optimum entre 140 et 160 Gy, comme détaillé dans le tableau 1-2.

**Tableau 1-2 : Taux de survie sans récurrence biochimique à 4 ans (TSSR4) fonction de la dose délivrée à 90% du volume cible [22].**

D <sub>90</sub>	D <sub>90</sub> <100Gy	100Gy< D <sub>90</sub> <120Gy	120Gy< D <sub>90</sub> <140Gy	140Gy< D <sub>90</sub> <160Gy	D <sub>90</sub> >160Gy
TSSR 4	53 %	82 %	80 %	95 %	89 %

Cette notion de fenêtre thérapeutique souligne l'importance d'une amélioration des incertitudes sur la dose délivrée au patient. Les références du LNHB en kerma dans l'air et dose absorbée dans l'eau sont développées en annexe 2. Ces références nécessitent une caractérisation spectrale de grains sources afin de valider le modèle Monte-Carlo utilisé dans le calcul de facteurs correctifs appliqués aux mesures.

## 1.3 Les générateurs de rayons X

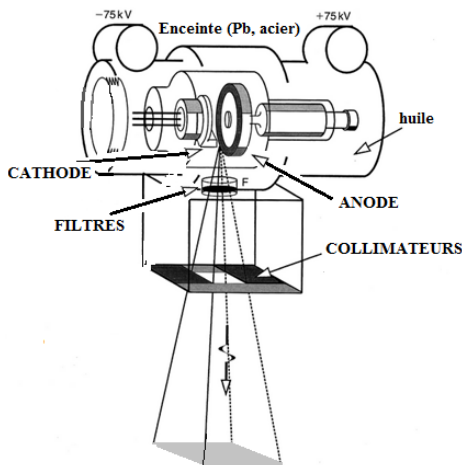
La découverte et la première caractérisation officielle par des rayons X ont valu à W. Röntgen le prix Nobel de physique en 1901 [24]. Les rayons Röntgen ou rayons X connurent alors un développement soutenu, de par leurs nombreuses applications en physique et médecine (radiologie). Les rayonnements émis par différents tubes à rayons X doivent pouvoir être comparés, aussi bien pour des comparaisons internationales que pour des étalonnages. De nombreuses normes ont alors cherché à définir des qualités de faisceau de la manière la plus précise possible. La distribution spectrale de la fluence émise (appelée spectre par la suite) est la meilleure caractérisation possible, mais elle nécessite soit de longs calculs, soit un matériel coûteux et des utilisateurs avertis. Un certain nombre d'indicateurs (couche de demi-atténuation, énergie moyenne...) ont donc été développés pour pallier au manque de données expérimentales, mais ne sont que des indicateurs approchés de la distribution du rayonnement émis. Cette section rappellera donc les principes de fonctionnement d'un tube à rayons X, la forme générale du spectre émis et définira la qualité d'un faisceau. Puis, les tubes du LMD et les faisceaux étudiés dans cette étude seront détaillés.

### 1.3.1 Fonctionnement général d'un tube à rayons X

Les premiers tubes à rayons X (Crookes, Coolidge) sont apparus à la fin du 19<sup>ème</sup> siècle, et le principe n'a que peu évolué. La cathode du tube cède des électrons par effet thermoélectronique. Les électrons libérés sont ensuite accélérés par la différence de potentiel et focalisés vers l'anode où ils décèlent brutalement. Cette perte d'énergie cinétique se traduit par un échauffement du matériau et l'émission de rayons X. Les réglages d'un générateur de rayons X sont la haute tension (HT en kV), l'intensité (I en mA) et le temps d'exposition (t en ms). On utilise parfois les mA.s en radiologie pour décrire la charge électrique associée à un cliché. Les hautes tensions permettent une bonne

pénétration dans les tissus mais un mauvais contraste. Il faut donc choisir les réglages de manière à réaliser un compromis entre la qualité de l'image et la dose délivrée.

La cathode est un filament de quelques millimètres de long, généralement en tungstène, chauffé par un courant de plusieurs ampères. L'anode est inclinée par rapport à l'axe du tube d'un angle compris entre 0° à 45°. Le cœur de l'anode est constituée de graphite et de molybdène recouverts d'une piste fine ( $\approx 300 \mu\text{m}$ ). La piste est en général en tungstène, du fait de sa température de fusion élevée



(3400°C). En effet, la puissance dissipée par les électrons lors de l'interaction avec l'anode ( $\approx 10 \text{ kW}$  pour 150 kV) est principalement dissipée sous forme de chaleur (99 %), avec des pics de température jusqu'à 2700°C sur la piste [25], dont l'état de surface va se détériorer avec le vieillissement du tube. Seulement 1 % de la puissance est utile, et contribue à la production de rayons X. L'anode est donc entourée d'un liquide de refroidissement (huile, eau), comme schématisé en figure 1-9 [26]. Un fort débit de fluence étant nécessaire pour éviter le flou dû aux mouvements du patient, les tubes à rayons X médicaux, à anode tournante, fonctionnent en mode « pulsé » (de quelques ms à 1 s) et non « continu ».

Figure 1-9 : Schéma d'un tube à rayons X à anode tournante, avec filtres et collimateurs [26]

### 1.3.2 Forme du spectre de rayons X

On suppose les électrons émis par le filament mono énergétiques ( $E_0$ ) et unidirectionnels en première approximation. Les électrons vont interagir avec les atomes de la cible (ou anode) par interaction coulombienne à distance (bremsstrahlung) et par interaction avec les électrons du cortège électronique (fluorescence), ce qui donne un spectre complexe.

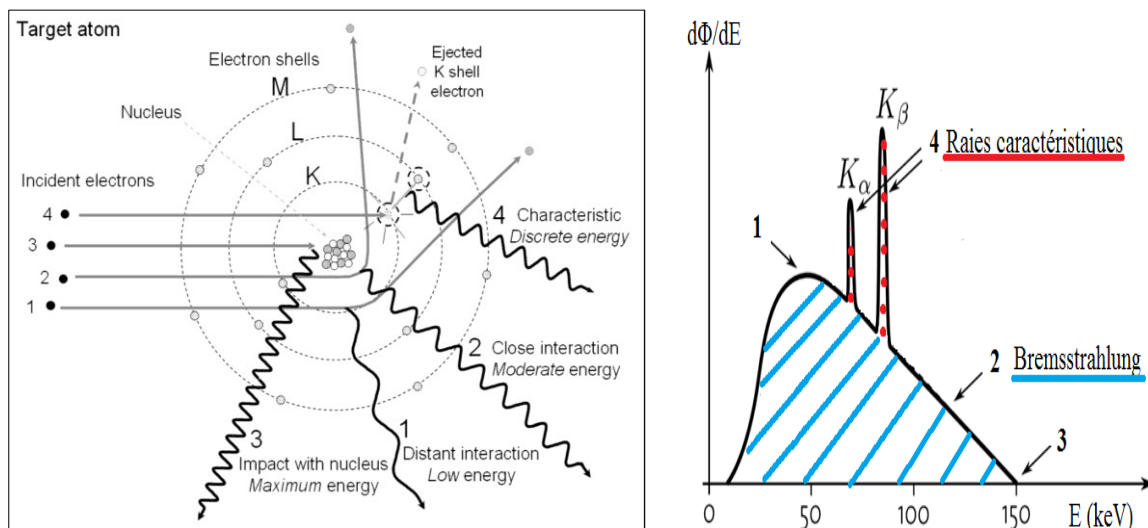


Figure 1-10 : Interactions électrons –matière et spectre de rayons X obtenu [8].

La figure 1-10 résume les 4 cas discutés à gauche, et leur traduction spectrale figure à droite. Le spectre émis est donc la somme d'une composante continue due au bremsstrahlung (cas 1-2-3 et hachures bleues de la figure 1-10) et d'une composante discrète due aux raies caractéristiques ou

raies d'anode (cas 4, points rouges), toutes deux déformées par le traversée de milieux atténuateurs. Le flux de photons de fluorescence est plus faible que le flux du bremsstrahlung sur les tubes à rayons X, à l'exception du mammographe, dont la composition particulière est détaillée en annexe 3.

La haute tension est un paramètre qui influe directement sur la forme du spectre. Pour la mesurer, il existe soit des méthodes invasives lourdes (diviseur de tension), soit des méthodes non invasives (utilisation d'un kV-mètre, mesure du spectre émis). Il est possible de remonter à la haute tension à partir de l'énergie maximale du spectre, notée  $kVp$  ou kiloVoltpeak (flèche 3 de la figure 1-10).

### 1.3.3 Notion de faisceau (filtrations)

Différentes normes internationales définissent des «conditions de rayonnement bien définies» [27]. On appelle «qualité de rayonnement» ou «qualité de faisceau» une condition de rayonnement où le champ de rayonnement comprend seulement une partie insignifiante de rayonnement diffusé», soit un diffusé inférieur à 5 % du primaire d'après la norme ISO 40-37 [28]. Un certain nombre de critères ou «indices de qualité» ont été développés afin de définir les qualités de rayonnement de la façon la plus univoque possible.

#### 1.3.3.1 Filtration inhérente

Le faisceau est filtré par les matériaux du tube, à commencer par la ou les fenêtre(s) de Béryllium assurant le vide. Cette filtration est *a minima* de 0,8 mm sur nos tubes. Selon la géométrie du tube, de l'eau ou de l'huile de refroidissement peuvent également se trouver sur le trajet des photons. Enfin il existe souvent sur les tubes médicaux une fine couche d'aluminium destinée à limiter les basses énergies. En effet, les photons de basse énergie ne participent pas à l'image mais augmentent la dose à la peau (risque de brûlures radio-induites). Sur les tubes «continus» du LNHB, ces couches d'aluminium ont été enlevées pour ne laisser que les fenêtres en béryllium. Toutes ces couches traversées constituent la filtration inhérente du tube, c'est-à-dire sa filtration minimale. Celle-ci est importante dans la détermination du spectre, mais n'est pas toujours fournie par le constructeur. De plus, les différents matériaux et leurs épaisseurs sont rarement détaillés mais plutôt fournis en millimètres équivalent Aluminium ( $mm_{Al}$ ).

#### 1.3.3.2 Filtration additionnelle

À la filtration inhérente, l'utilisateur peut ajouter d'autres filtres (Al, Cu, Sn...) dans un porte filtre, afin d'obtenir les caractéristiques souhaitées (débit de kerma, qualité de faisceau). La pureté des filtres doit être de 99,9 %. Ces filtres constituent la filtration additionnelle.

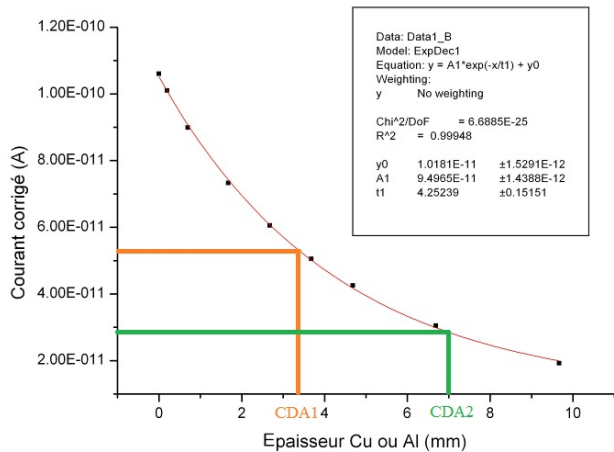
#### 1.3.3.3 Qualité de faisceau

La distribution spectrale de la fluence d'un faisceau de rayons X est modifiée par un certain nombre de paramètres liés à la fois à la géométrie du tube de rayons X et au générateur de Haute Tension (HT). La valeur de ces paramètres agit sur la qualité de ce faisceau. Dans les normes (ISO [28], CEI [27], CCRI [29]), les rayons X de basse et moyenne énergie (MBE) doivent être comparables d'une installation à l'autre. Bien que la meilleure représentation de la qualité d'un faisceau de rayons X soit sa distribution spectrale, cette dernière reste très difficile à déterminer. En pratique, il a donc fallu déterminer d'autres modes d'expression de la qualité du faisceau, plus faciles à mettre en œuvre en routine. La qualité de rayonnement est définie à l'aide de divers critères (matériau de la cible, haute tension, distance de référence, filtration totale ou additionnelle, couche de demi-atténuation, coefficient

d'homogénéité, énergie efficace, énergie moyenne, largeur du spectre, etc.) selon les normes considérées. Leur connaissance doit permettre de comparer très facilement des rayonnements de caractéristiques différentes (tension accélératrice, filtration, nature de l'anode, etc.).

### 1.3.3.4 Couche de demi-atténuation (CDA)

La loi d'atténuation de la fluence énergétique dans le milieu varie exponentiellement avec l'épaisseur du milieu traversée :  $\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu x)$  où  $\mu$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ) est le coefficient d'atténuation du rayonnement primaire dans le milieu atténuateur d'épaisseur  $x$  (en cm). La 1<sup>ère</sup> CDA est alors définie comme «



l'épaisseur d'absorbeur qui réduit le débit de kerma dans l'air d'un faisceau étroit unidirectionnel de rayons X, en un point distant de l'absorbeur, à 50 % de sa valeur dans le faisceau non atténué ( $\Phi_0$ ) » [30]. De même, la 2<sup>ème</sup> CDA est l'épaisseur qui réduit le débit de kerma dans l'air de 50% à 25% de sa valeur initiale. Le rapport de la 1<sup>ère</sup> CDA sur la 2<sup>ème</sup> CDA est appelée coefficient d'homogénéité. Selon la norme CEI, la CDA doit être connue à  $\pm 0,01$  mm.

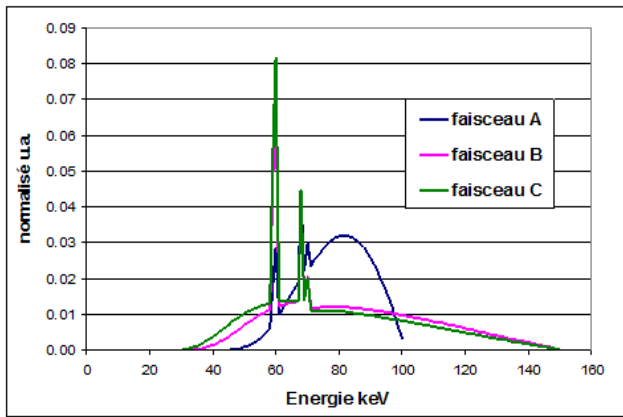
**Figure 1-11 : calcul de la CDA du faisceau H300.**

La CDA donne une indication de la dureté d'un faisceau. Pour un même débit de kerma, le faisceau qui a la plus grande CDA contiendra moins de basses énergies (spectre « plus dur »). Les basses énergies pouvant induire des dommages à la peau, il existe en milieu médical une 1<sup>ère</sup> CDA minimum de 2,3 mm d'aluminium en radiologie conventionnelle. Au LMD, les CDA sont établies à  $\pm 1$  %.

Les six premières CDA permettent d'avoir une représentation très précise de l'atténuation du rayonnement incident dans le milieu atténuateur et caractérisent de façon univoque sa qualité [31] [32]. Or en pratique, souvent seule la 1<sup>ère</sup> CDA est mesurée, et plus rarement la 1<sup>ère</sup> et la 2<sup>ème</sup> CDA. La 1<sup>ère</sup> CDA seule (appelée CDA ici) n'est donc qu'un indicateur approché de la qualité du faisceau. De plus, deux rayonnements ayant les mêmes 1<sup>ères</sup> CDA peuvent avoir des distributions spectrales différentes, comme illustré en figure 1-11 [33]. Trois exemples de faisceaux, caractérisés en termes de CDA et d'énergie moyenne par le logiciel commercial Xcomp5R [34] figurent dans le tableau de droite, ainsi que leur distribution spectrale calculée. Le tableau révèle qu'il est possible d'obtenir la même 1<sup>ère</sup> CDA pour les faisceaux A et B en jouant sur les filtrations additionnelles, pour deux hautes tensions différentes. Cependant les spectres présentés à droite diffèrent et cela se traduit par une énergie moyenne différente. A l'inverse, les deux faisceaux A et C, ont la même énergie moyenne mais pas la même 1<sup>ère</sup> CDA.

Il faut donc associer cette grandeur à une haute tension ou à une 2<sup>ème</sup> CDA, mais cette dernière est délicate à mesurer, en particulier à basse énergie. En effet, la mesure nécessite des filtres très purs, d'épaisseurs parfaitement connues, et parfois très fins. L'incertitude sur la détermination de la CDA est donc assez grande, en particulier pour les faibles valeurs de CDA en basses énergies. Par conséquent, bien que facile à mettre en place en milieu hospitalier, la CDA n'est pas satisfaisante en basses énergies [31]. La détermination du spectre émis est donc souhaitable afin de caractériser complètement et de façon univoque nos faisceaux.





faisceau	HT kV	Filtration additionnelle mm Cu	1 <sup>ère</sup> CDA mm Al	2 <sup>ème</sup> CDA mm Al	Energie moyenne keV
A	100	3	12.11	12.30	77.7
B	150	0.875	12.11	12.92	82.2
C	150	0.575	11.14	12.18	77.7

Figure 1-12 : Calcul de trois faisceaux et de leurs caractéristiques avec Xcomp5R.

### 1.3.3.5 Energie effective et énergie moyenne

L'énergie effective, désignée par  $E_{eff}$ , représente l'énergie monochromatique « équivalente » du spectre de rayons X. Le coefficient d'atténuation massique « moyen » se déduit de la 1<sup>ère</sup> CDA, et il est ensuite possible de déterminer l'énergie effective, correspondant au  $\mu/\rho$  « moyen » du spectre.

L'énergie moyenne,  $E_{moy}$ , suppose que le spectre est connu et revient à faire la somme de la valeur de chaque canal pondérée par l'énergie associée et normalisée au nombre total de coups de la distribution. Cette moyenne de l'énergie du spectre n'est cependant pas une grandeur accessible facilement par la mesure.

### 1.3.4 Les générateurs de rayons X du LMD

Le LMD possède six tubes à rayons X, tels qu'illustrés sur la figure 1-13, afin d'approcher aux mieux les faisceaux des utilisateurs.

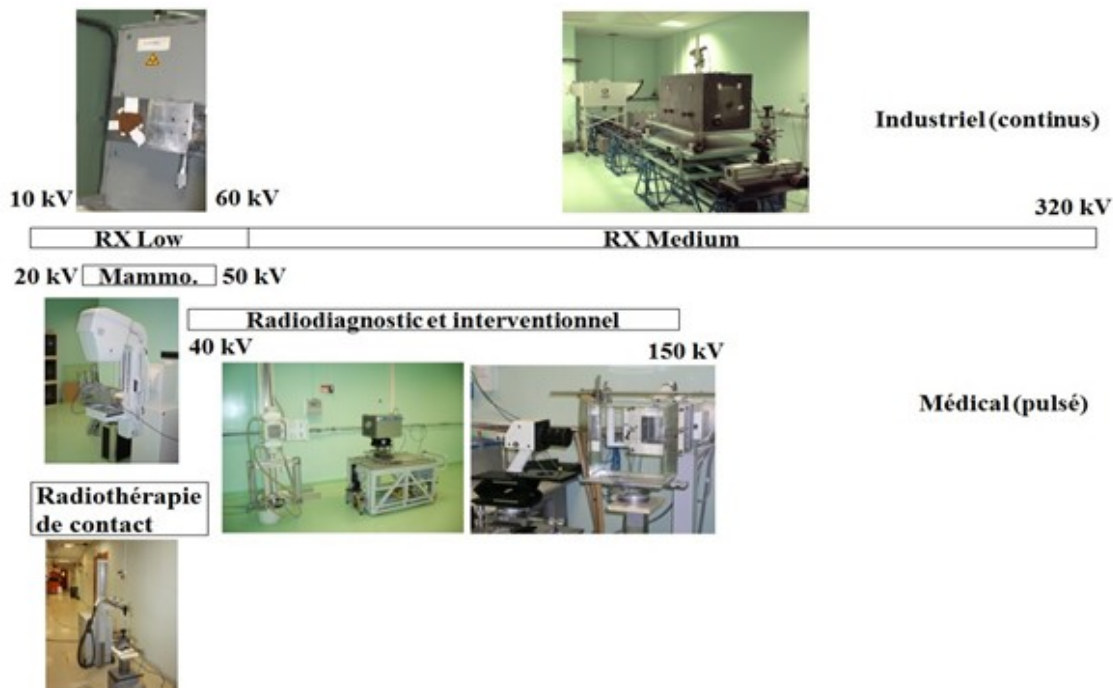


Figure 1-13 : Les tubes à rayons X de basses et moyenne énergie du LMD.



Les 3 tubes « pulsés » sont un mammographe, un appareil de radiodiagnostic, et un de diagnostic interventionnel. De plus, pour les besoins de la radioprotection, deux tubes X « continus », de débits moindres, sont également utilisés pour le test ou l'étalonnage de dosimètres personnels. Le premier est limité à 160 kV et le second à 320 kV, ce qui permet de couvrir la plupart des qualités de faisceaux décrites dans les normes internationales. Un ancien tube utilisé en radiothérapie (Philips RT50) a également été acquis dans le cadre d'études préliminaires en radiothérapie de contact.

### 1.3.4.1 Tubes à rayons X retenus

Le LMD a défini un grand nombre de qualités de faisceaux suivant les normes CCRI, ISO, et CEI. A l'heure actuelle, seuls les faisceaux issus des 3 tubes détaillés dans le tableau 1-3 ont été mesurés.

**Tableau 1-3: Caractéristiques des 3 tubes à rayons X du LMD considérés pour cette étude**

Tube	Continu 320	Continu 160	Mammographe
Fabricant, gamme	Seifert Isovolt	Gulmay CP	G. E. Senograph
Continu/Pulsé	Continu	Continu	Pulsé
Durée du pulse (ms)	N.A.	N.A.	250, 500, 1000
Haute tension (kV)	20-320	10-160	22-48
Anode (angle en degré)	W (20°)	W (20°)	Mo ou Rh (16°)
Intensité (mA)	0,1-30	0,1-20	100
Filtration inhérente	3 mm Be	1 mm Be	0,8mm Be+30 µm Mo/Rh
Distance de réf. (cm)	120	50	50
Champ de réf. (cm <sup>2</sup> )	10 x 10	10 x 10	15 x 15
Débit de dose	5.10 <sup>-6</sup> - 5.10 <sup>-3</sup> Gy/s	5.10 <sup>-6</sup> - 5.10 <sup>-3</sup> Gy/s	10 - 40 mGy / pulse En dose : 5.10 <sup>-4</sup> - 10 <sup>-1</sup> Gy

### 1.3.4.2 Qualités de faisceaux retenues

Parmi les nombreuses qualités de faisceaux disponibles au LMD, toutes les mesures ne pourront pas être détaillées ici. L'accent a été mis sur les faisceaux de basses énergies, à savoir ceux produits par le mammographe et le tube Gulmay 160 kV, et sur la validation de quelques qualités de faisceaux à plus haute énergie (tube Seifert 320 kV), pour des qualités très utilisées. Le tableau 1-4 résume les caractéristiques des 8 qualités de faisceau détaillées par la suite.

**Tableau 1-4 : Principales qualités de faisceaux utilisées dans cette étude, définies par la haute tension (HT), leur filtration inhérente (FI) et additionnelle (FA) et leur 1<sup>ère</sup> couche de demi-atténuation (CDA).**

Faisceau	CCRI10	ISO-N20	Mo-Mo 25	CCRI25	CCRI50B	CEI-RQR6	CCRI100	CEI-RQR10
Tube	160	320	Mammo	160	160	320	320	320
HT (kV)	10	20	25	25	50	80	100	150
FI	1 mm Be	3 mm Be	30 µm Mo	1 mm Be	1 mm Be	3 mm Be	3 mm Be	3 mm Be
FA (mm Al)	0,0	0,665	0,0	0,395	0,991	3,108	3,2231	4,439
CDA (mm Al)	0,034	0,3250	0,30	0,243	1,022	3,104	3,906	6,611

Les faisceaux CCRI10, N20 et CCRI25 sont les faisceaux de plus basses énergies. Les faisceaux RQR6, RQR10 et CCRI100 ont été utilisés dans des travaux antérieurs [33], [31]. Bien que les rayons X de basses et moyenne énergie utilisés en imagerie aient souvent été négligés en termes dosimétriques par rapport à ceux utilisés en radiothérapie, de nombreuses études sont en cours pour mieux évaluer les doses au patient et au personnel médical. Le faisceau CCRI50B a été utilisé pour sa ressemblance

avec le faisceau issu du tube de radiothérapie Papillon 50 [35] [36]. En effet, avec le renouveau de la radiothérapie basse énergie ( $HT < 50 \text{ kV}$ ), une faible incertitude sur les références est souhaitable non seulement en kerma dans l'air mais aussi en dose absorbée dans l'eau. Dans ce domaine, les références sont basées sur un calorimètre eau et des chambres à parois d'air, présentées en annexe 4.

## Conclusion et objectifs

L'objectif de la présente étude est d'améliorer notablement la connaissance des spectres de rayonnements photoniques de basses et moyennes énergies émis par les différentes sources utilisées au LNHB-LMD. Pour les sources de curiethérapie, la comparaison des simulations et des mesures permettra d'affiner et de valider le modèle utilisé. Pour les faisceaux issus de tubes à rayons X, la CDA est l'indicateur de qualité le plus utilisé, mais n'est peut-être pas un paramètre optimal pour décrire la qualité du champ de rayonnements. En effet, elle n'est qu'une grandeur intégrale qui ne rend pas entièrement compte de la forme du spectre émis. De plus, cette grandeur dépend de la haute tension, de l'angle et du matériau d'anode. D'après les résultats présentés par N. Perichon, la CDA ne semble donc pas constituer (avec la haute tension) le meilleur indice de qualité pour les rayons X de moyenne énergie [31]. Les distributions spectrales de la fluence seraient plus appropriées pour caractériser les qualités de faisceaux. Des spectres calculés par Monte-Carlo sont déjà utilisés pour calculer certains facteurs de correction ou coefficients de passage, aussi bien ionométriques que calorimétriques. La mesure de ces spectres, bien que complexe, est nécessaire pour mieux caractériser les faisceaux, pour valider ces spectres calculés et les facteurs de correction qui en dépendent, et enfin pour mieux évaluer l'impact des variations de forme des spectres sur les références de débit de dose fournies par le laboratoire. Les mesures étant affectées par de nombreux artefacts, les différentes méthodes d'estimation du spectre développées seront détaillées au chapitre 2.

**CHAPITRE 2 :**  
**MOYENS ET MÉTHODES**  
**DE CARACTERISATION**  
**DU SPECTRE ÉMIS**

Au chapitre 1, les sources d'intérêt de cette étude ont été présentées (sources scellées de curiethérapie, générateurs de rayons X de haute tension inférieure à 150 kV). Ce deuxième chapitre s'intéresse aux moyens et méthodes de caractérisation des spectres émis par ces différentes sources. Ainsi, deux approches distinctes et complémentaires seront considérées:

- l'approche calculatoire (théorique, empirique ou probabiliste). Cependant, cette approche est entachée d'incertitudes (limitations du modèle physique, méconnaissance de la géométrie et des matériaux,...).
- l'approche expérimentale. Celle-ci permet d'évaluer la fiabilité des calculs en confrontant les modèles aux mesures. Cependant, le débit de fluence particulaire élevé des sources considérées rend les mesures délicates et seuls quelques laboratoires dans le monde sont équipés de moyens de spectrométrie adéquats. Les différents détecteurs possibles sont évoqués, ainsi que le cahier des charges d'un détecteur permettant à la fois de mesurer les tubes à rayons X et les grains d'iode. Enfin, les deux bancs de mesures développés pour cette étude seront brièvement décrits.

## 2.1. Approche calculatoire

Les hauts débits de fluence photonique délivrés par les générateurs de rayons X rendent les mesures extrêmement délicates. Aussi, de nombreuses études ont été menées pour prédire les spectres émis à partir de formules théoriques ou empiriques, implémentées dans divers logiciels, dont le dernier est paru en 2014. Avec l'augmentation de la puissance de calcul, la simulation probabiliste du transport des particules est devenue possible en un temps raisonnable, et les codes Monte-Carlo sont ainsi de plus en plus utilisés en physique médicale. Ces derniers sont plus précis que les formules théoriques ou empiriques, mais nécessitent des ressources humaines et matérielles (cluster de calcul). Afin de pallier ce problème, des logiciels hybrides ou semi-déterministes, basés sur des tables de valeurs pré calculées par Monte-Carlo, sont apparus ces dernières années. Les approches déterministes, semi-déterministes et de Monte-Carlo sont ici successivement présentées.

### 2.1.1. Déterministes ou semi-déterministes

En premier lieu, les théoriciens ont essayé de modéliser la production des rayons X à l'aide des modèles d'interaction électron-matière. Puis les progrès en spectrométrie ont permis les premières mesures de spectre, et le développement de modèles empiriques. A ce jour, deux grands modèles théoriques subsistent (Birch et Marschall, Tucker et al.) et ont été implémentés dans de nombreux logiciels. Les modèles semi-déterministes utilisent des tables de données pré-calculées afin d'améliorer la précision du calcul, tout en gardant un temps d'exécution très court (<1 min). Pour comprendre les hypothèses et les approximations des différents logiciels actuellement utilisés, un rapide descriptif des différents modèles est proposé ici.

#### 2.1.1.1. Modèles théoriques

Trois grands modèles théoriques ont été développés au XXème siècle pour prédire la forme du spectre émis par un tube à rayons X : celui de Kramers (1923)[37] , celui de Birch et Marshall (1979) [42] et enfin celui de Tucker, Barnes et Chakraborty (1991)[44]. Ces deux derniers sont toujours d'actualité, car implémentés dans de nombreux logiciels commerciaux, et le choix de l'un ou l'autre

dépend de la gamme d'énergie. Ces modèles théoriques prédisent la forme du spectre émis par un tube à rayons X à partir des paramètres connus (haute tension, intensité, angle d'anode...).

#### ❖ KRAMERS

La 1<sup>ère</sup> formule analytique (en 1923) de calcul d'un spectre de bremsstrahlung à partir de sa haute tension, est la formule de Kramers [37] :

$$I_0(\lambda)d\lambda = K \left( \frac{\lambda}{\lambda_{\min}} - 1 \right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda$$

K est une constante et  $\lambda_{\min}$  est la longueur d'onde minimum, correspondant à l'énergie maximum émise. Cette formule décrit uniquement la composante bremsstrahlung dans les cibles épaisses (et non pour les raies caractéristiques dues à l'anode) et ne prend pas en compte l'auto-atténuation des photons dans l'anode.

B. W. Soole a poursuivi ces travaux dans les années 70 en ajoutant, entre autres, l'atténuation des photons dans l'anode [38], et E. Storm a ajouté à cette formule les pertes d'énergie de l'électron selon la profondeur d'interaction, ainsi que la rétrodiffusion et l'atténuation par l'anode [39]. Divers modèles théoriques, comme la formule de Thomas-Whiddington [40] ou de Bethe-Heitler [41] pour le bremsstrahlung, permettent de décrire les interactions des électrons avec le matériau d'anode.

#### ❖ BIRCH & MARSHALL (B&M)

En 1979, R. Birch et M. Marshall ont démontré que la correction d'atténuation proposée par B.W. Soole était trop grande, et ont proposé un modèle dérivé de calcul de spectre. Leur modèle prend en compte d'une part, l'atténuation dans l'anode calculée selon l'angle de celle-ci et la profondeur de pénétration des électrons, et d'autre part, la présence de raies caractéristiques  $X_K$ . Les raies  $X_L$  de tungstène sont négligées car souvent très atténuées du fait des filtrations inhérentes. Leurs spectres ont été comparés à des mesures [42].

Ce modèle a longtemps été l'une des références, et a été implémenté dans de nombreux logiciels de calculs déterministes de spectres : Xcomp5R [34], SRS78 (IPEM) [43], et SpecgenB.

Xcomp5R est un programme en DOS de l'université de Vienne qui a été le premier (en 1985) à permettre d'obtenir en quelques secondes le spectre calculé (avec un pas de 0,5 keV à 1 keV), les couches de demi-atténuation ( $CDA_{Al}$ ,  $CDA_{Cu}$ ), le ratio de raies, et même le débit du tube (en Gy/(mA.s)). Il fonctionne pour des anodes en tungstène d'angle inférieur à 45° et des hautes tensions comprises entre 20 kV et 150 kV. Il permet en outre d'utiliser 8 matériaux atténuateurs (Be, Al, Cu, Sn, Pb, eau, PMMA, huile). Enfin, c'est l'un des rares à prendre en compte les raies L du tungstène.

Par la suite, l'IPEM a publié plusieurs versions du « Catalogue of diagnostic x-ray spectra and other data » dont la version de 1997 (rapport 78) est un logiciel nommé SRS78. Ce logiciel permet de calculer des spectres non filtrés à partir de la méthode de B&M non seulement pour des anodes en tungstène (angle de 6° à 22° et HT entre 30 et 150 kV), mais aussi pour la mammographie (anodes W, Mo, Rh). Il donne le spectre, les CDA, l'énergie moyenne et le débit du tube à 75 cm.

#### ❖ TUCKER

En parallèle, D.M. Tucker, G.T. Barnes et D.P. Chakraborty ont proposé une extension du modèle de B&M [44], afin de prendre en compte la création des photons (issus respectivement du bremsstrahlung et des raies caractéristiques) à différentes profondeurs dans l'anode selon le

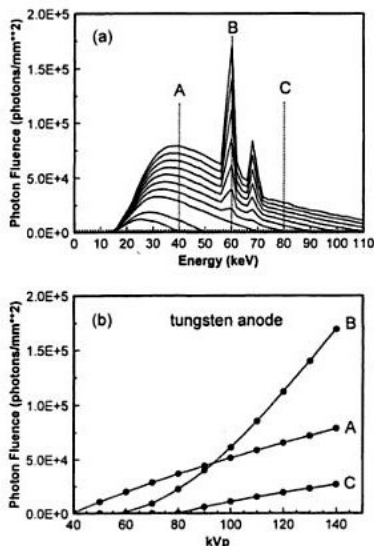
formalisme de Heitler. Ce modèle est plus détaillé que celui de B&M, notamment au niveau des raies d'anode et de leur atténuation. De plus, ces travaux sont les premiers à être partiellement empiriques. En effet, le modèle multiparamétrique obtenu (respectivement 6 paramètres pour le fond et 2 pour les raies) a été ajusté selon les moindres carrés à l'aide de catalogues de spectres mesurés (Fewell, [45]).

Les travaux de Tucker et al. restent valables pour différents angles d'anode et même pour des mesures légèrement hors-axe ( $< 8^\circ$ ). De plus, ces auteurs ont été les premiers à étendre ce modèle aux anodes en molybdène pour la mammographie avec X.Z Wu [46], travaux poursuivis par Blough et al. [47].

Enfin, G. Stirling a implémenté les modèles de B&M et Tucker dans deux codes xrayb&m (remplacé par Specgen B) et xraytbc (remplacé par Specgen T), pour les comparer, mais peu de données sont disponibles sur ces codes. Specgen calcule des spectres de 10 à 150 kV avec un pas de 1 keV [48].

### 2.1.1.2. Modèles empiriques

Dans les années 80, les premières compilations de mesures de spectres ont été réalisées par R. Fewell et R.E. Shuping. Ils ont mesuré différents tubes (CT, mammographe) à l'aide d'un détecteur



**Figure 2-1: Explication du modèle de Boone basé sur les spectres de Fewell [49]**

germanium, corrigé du rendement et des échappements, et ont publié les deux premiers catalogues de spectres de référence (handbook of computed tomography x-ray spectra, 1981 [45] & handbook of mammographic X-ray spectra, 1978 [49]). Ces mesures ont permis d'évaluer les différents modèles présents et même d'établir un modèle purement analytique.

Le modèle de M. Boone et J.E Seibert, permet de construire un spectre à partir de l'évolution de la fluence photonique en fonction de la haute tension, pour chaque canal tel qu'observée sur les spectres de Fewell et al [45]. Comme décrit sur la figure 2-1 (selon [50]), si l'on découpe le spectre en canaux de largeur 1 keV entre 0 et 140 keV, la loi d'évolution de chaque canal peut être déduite à partir de 11 spectres mesurés à différentes hautes tensions. Le contenu de chaque

canal varie lentement en fonction de la haute tension, et peut donc être décrit par un polynôme de degré inférieur ou égal à 4. La matrice obtenue (140 canaux x 4 coefficients) permet donc de reconstruire n'importe quel spectre dans la gamme [30 ; 140 keV], sans aucune hypothèse physique. Les raies  $X_L$  n'apparaissant pas sur les spectres expérimentaux, elles ne sont pas prises en compte. Ce modèle est implémenté dans le logiciel TASMIP pour les tubes de diagnostic (jusqu'à 140 kV) [50]. Il faut noter que TASMIP ne peut simuler que des spectres assez filtrés, car il se base sur 11 spectres de Fewell, mesurés avec une filtration de 1,6 mm d'Al. TASMIP ne propose ni le calcul du kerma dans l'air à 1 mètre par mA.s, ni la valeur de CDA.

Le modèle de Boone et al. a également été implémenté sous MATLAB en 2004 par Siewerdsen & al. sous le nom de Spektr [51]. Ce logiciel permet à la fois le calcul de la forme du spectre, des CDA et une estimation du kerma dans l'air à 1 mètre par mA.s.

Enfin TASMIP présente deux versions dérivées, MASMIP et RASMIP [52], dédiées aux faisceaux de mammographie (anodes respectivement en molybdène et en rhodium, pas en énergie: 0,5 keV, HT entre 18 et 40 kV). Ces spectres sont calculés à partir de mesures expérimentales au germanium (pas de 100 eV) de faisceaux de deux mammographes commerciaux avec une filtration minimum (0,5 mm Be ; pas de filtration additionnelle). Ces codes servent toujours de référence en mammographie. A noter que TASMIP, MASMIP et RASMIP ne sont plus distribués depuis quelques années car ils sont en cours de remplacement par une nouvelle version, TASMICS, détaillée au 2.1.1.4.

### 2.1.1.3. Comparaison des modèles

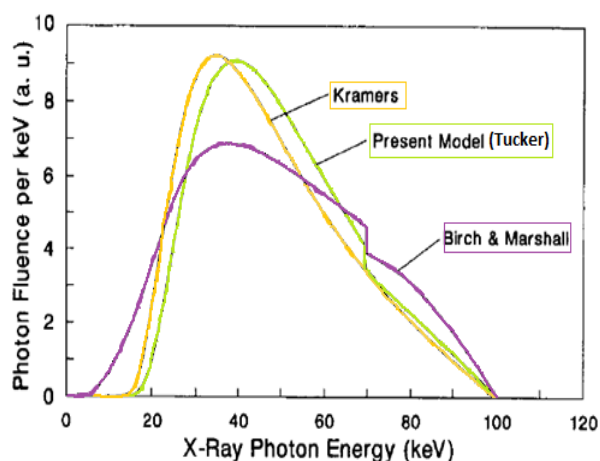


Figure 2-2: Comparaison de 3 spectres calculés (100 kV, anode W, pente 10°, 2,7 mm Al)

La figure 2-2 (d'après [44]) permet de comparer visuellement les modèles de bremsstrahlung de Tucker et al, Birch and Marshall et Kramers, pour un même faisceau (100 kV, anode en W de pente 10°, filtres Al de 1,2 mm et 1,5 mm). Les spectres sont normalisés en aire. Le modèle de Kramers, qui ne prend pas en compte l'atténuation est logiquement décalé vers les basses énergies. Les autres spectres présentent une discontinuité à 69,5 keV lié au seuil K des coefficients d'atténuation massique du tungstène.

De nombreuses comparaisons de ces logiciels ont eu lieu dans les années 2000, notamment en diagnostic avec les travaux de Meyer et al. [48]

pour la gamme [50-150 kV], et Ay et al. [53] en mammographie [25-30 kV]. En général, le modèle de B&M produit des spectres contenant plus de photons de haute énergie (plus « durs ») que ceux du modèle de Tucker, qui sont plus proches des spectres mesurés. La différence entre les CDA mesurées et calculées avec le modèle de Tucker sur 5 tubes différents et 14 faisceaux est inférieure à 3 % pour Xcomp5r, SRS78 et Spekgen B mais la CDA calculée est sous-estimée. A l'opposé, le modèle TASMIP induit une surestimation de la CDA (jusqu'à 29 %). Par ailleurs, de grandes disparités sont observées [-26 % ; +34 %] sur les kerma dans l'air par mA.s calculés avec TASMIP et mesurés [48]. Des écarts très importants sont visibles sur l'intensité des raies  $X_K$  (environ 50 %) entre les modèles de B&M et de Tucker. En effet, le premier modèle surestime les raies (ne prend pas en compte leur atténuation dans l'anode) alors que le second semble les sous-estimer [54]. Le logiciel IPEM donne les raies d'anode les plus intenses.

### 2.1.1.4. Modèles semi-déterministes

Avec l'augmentation de la puissance de calcul disponible et le développement des techniques Monte-Carlo (détaillées plus bas), il est désormais possible de simuler le transport des particules de l'anode jusqu'au point de référence en un temps raisonnable. Cela permet une plus grande modularité du calcul, et plus de précision. Depuis quelques années, des calculs « mixtes » ou « semi-déterministes » tendent à remplacer les calculs théoriques ou empiriques. Ce type de modèle intègre des calculs Monte-Carlo, mais le calcul du spectre lui-même se base sur un algorithme déterministe et s'effectue en moins d'une minute sur un ordinateur standard. Ils sont donc plus faciles à utiliser, plus rapides, et nécessitent moins de ressources qu'un calcul purement Monte-Carlo.

#### ❖ POLUDNIOWSKY et EVANS

Paru en 2009, SpekCalc (version 1.0) [55], utilise les simulations numériques (code EGS-BEAMnrc) pour mieux connaître les probabilités d'interaction dans l'anode des électrons monocinétiques entre 50 keV et 150 keV et l'évolution de leur distribution en énergie en fonction de la profondeur. La coupure en énergie est fixée à 10 keV. Ces calculs Monte-Carlo permettent d'améliorer la modélisation des interactions des électrons, qui n'étaient pris en compte que de façon simplifiée dans les modèles précédents [56]. Ensuite un modèle théorique décrit le bremsstrahlung et l'atténuation du faisceau dans l'anode. Les raies caractéristiques  $X_K$  sont ensuite rajoutées au fond continu sans prendre en compte leur atténuation. Les raies  $X_L$  ne sont pas prises en compte. Ce modèle, aussi appelé MEBH (Modified Elwert-corrected Bethe-Heitler), est l'un des plus complexes à ce jour. Bontempi et al. ont testé différents modèles (B&M, Tucker, Poludniowski) pour évaluer leur rapidité [57] : celui de Poludniowski et al. est le plus lent (car le plus détaillé) et celui de B&M donne les meilleurs résultats en termes de forme de spectre.

#### ❖ HERNANDEZ et BOONE

TASMICS [58] se présente sous la forme d'une feuille Excel, et calcule les spectres à partir d'une base de données de spectres entièrement simulés sous MCNPX 2.6.0 dans la gamme [20-640 kV]. Ces spectres sont générés en sortie de tube, avec un minimum de filtration (0,8 mm Be), ce qui permet de simuler des faisceaux peu filtrés. Cela résout le problème des logiciels précédents comme TASMIP, basés sur les spectres expérimentaux de Fewell, qui étaient très filtrés (1,6 mm d'Al). De plus, ils ne couvraient que la gamme [70-140 kV], et étaient donnés avec un pas de 2 keV.

#### 2.1.1.5. Logiciels existants

Au vu des nombreux modèles proposés, il est parfois difficile de savoir quel logiciel utiliser et quelle confiance lui accorder, malgré de nombreuses publications. Au total, 9 logiciels ont été répertoriés dans le tableau 2-1, qui indique leur année de parution, leur modèle, le type d'anode possible et les données d'entrée. Parmi ceux-ci, 3 étaient disponibles au LMD en 2011 (SRS78, SpekCalc et XComp5R), et TASMICS a été obtenu mi-2014. Les données d'entrée comprennent *a minima* la haute tension, l'angle d'anode et la filtration totale (différents matériaux possible selon les codes). La distance de calcul est souvent fixée, de même que le pas en énergie. Pour remarque, la valeur du taux d'ondulation de la haute tension (« ripple ») est parfois demandée sur les plus anciens logiciels, mais elle n'est plus applicable sur les tubes récents (car <1 %). La plupart des logiciels (hors TASMIP) fournissent non seulement la forme du spectre, mais aussi les couches de demi-atténuation (en Al ou Cu) et parfois une valeur de kerma dans l'air par mA.s à 1 mètre.

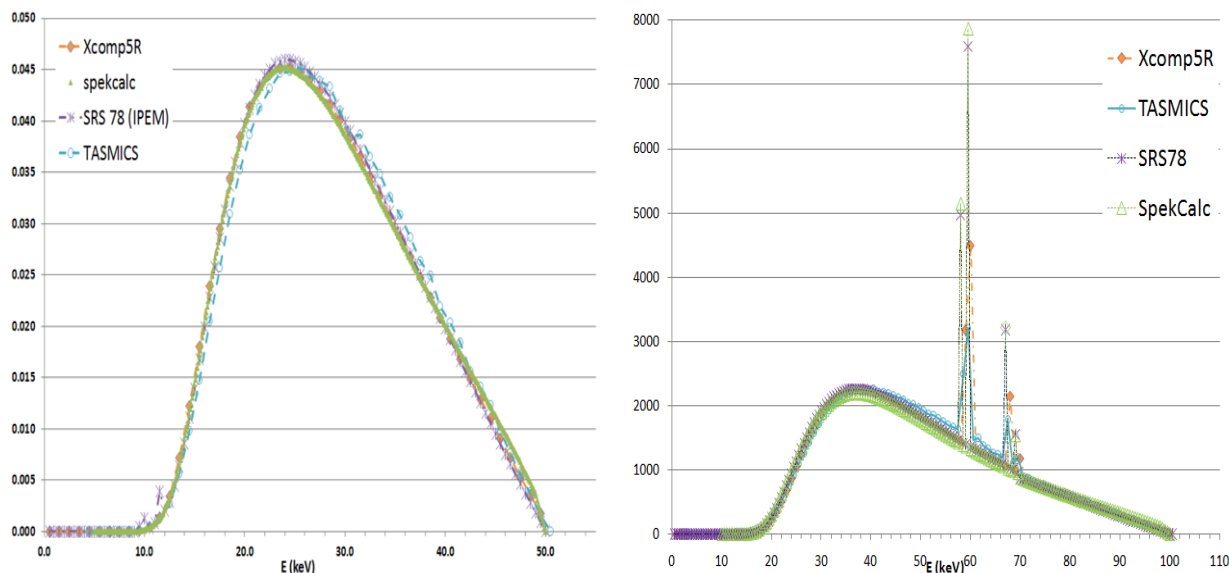
Ce tableau permet de constater que peu de logiciels incluent les raies  $X_L$  ou permettent des calculs en dessous de 30 kV. En effet, peu de comparaisons ont eu lieu à basse énergie (<60 keV) et seulement 2 logiciels (MASMIP et SRS78) permettent de calculer des spectres de mammographes. De plus, la plupart des logiciels ne sont utilisables que pour des faisceaux déjà filtrés (pour TASMIP 1,2 mm Al) et à une distance généralement fixée à 1 mètre (75 cm pour SRS78). Ces logiciels ne sont donc pas forcément adaptés à nos faisceaux (distances de référence de 50 ou 120 cm), hormis SpekCalc et Xcomp5R. Il est toutefois important d'évaluer les 4 logiciels à notre disposition.



**Tableau 2-1 : Comparatif des principaux logiciels (semi)déterministes de calcul du spectre émis par un tube à rayons X (N.C. signifie non communiqué)**

Nom	Année	Modèle	Raies	Anode Matériau	Anode angle	HT (kV)	D(foyer) en cm	Filtrations possibles	Pas en keV	Disponible au LMD
XComp5R [24]	1985	B&M	K & L	W	0-45°	20-150	8-1000	Be, Al, Cu, Sn, Pb, eau, PMMA, huile	0,5 keV si HT<50kV 1 keV sinon	Oui
TASMIP [50]	1997	empirique	K	W	11.5°	30-140	100	1,6 mm Al	1	Non
Spektr [51]	1999	empirique	K	W	11.5°	30-140	100	N.C	1	Non
MASMIIP [52] RASMIIP[52]	1997	empirique	K K	Mo/Rh	Mesures à 12°	18-40	N.C.	0,5 mm Be (inhérent)	0,5	Non
SRS78 [43]	1997	B&M	K & L	W Mo Rh	6-22 9-23	30-150 25-32 25-32	75	Fe,Pb,Mg,Mo, air,eau, Al, Cu,muscle	0,5	Oui
SpecgenT (xraytbc)	2000	Tucker	K	W	N.C	15-150	N.C	1,6 mm Al ?	1 keV	Non
SpecgenB (xrayb&m)	2000	B&M	K	W	N.C	15-150	N.C	1,6 mm Al ?	1 keV	Non
SpekCalc [55]	2009	EGS + calcul	K	W W(Re)	6-30	40-300	8-1000	Al, Cu, W, Sn, Be, eau, air	Jusqu'à 0,10 keV	Oui (v 1.0)
TASMICS[58]	2014	MCNPX 2.6.0 + calcul	K	W(Re 5%)	12	20-640	100	0,8 mm Be + Be,Al,Cu,Mo, Rh, Pd, Ag, PMMA, tissu	1 keV	Oui

A titre d'exemple, la figure 2-3 présente deux faisceaux calculés avec les quatre logiciels à notre disposition, et normalisés en aire. Le premier est le CCRI50B du tube 160 kV (filtration inhérente : 1 mm Be ; additionnelle : 0,395 mm Al ; distance de référence : 50 cm) et le second est le CCRI100 du tube 320 kV (filtration inhérente : 3 mm Be ; additionnelle : 3,223 mm Al ; distance de référence : 120 cm). L'énergie ou l'intensité des pics (raies  $X_k$ ) peuvent varier selon le code. En effet, les logiciels ne donnent pas les mêmes échelles, ni en abscisse (énergie de la limite basse du canal, du milieu du canal et de la limite haute) ni en ordonnée (bases de données différentes). Même pour deux logiciels récents (TASMICS et SpekCalc), basés en partie sur des calculs Monte-Carlo, des différences entre les spectres sont observées.



**Figure 2-3: Comparaison des spectres des faisceaux CCRI50B (50 kV, 50 cm) à gauche, et CCRI100 à droite (100 kV, 120 cm) issus de XComp5R (orange), SpekCalc (vert), SRS78 (violet) et TASMICS (bleu).**

Aux basses énergies, il existe peu de données de référence pour comparer ces logiciels déterministes, si bien que les comparaisons ont souvent lieu avec des spectres obtenus par calculs probabilistes dits codes Monte-Carlo.

## 2.1.2. Calculs Monte-Carlo

La simulation numérique est une série de calculs réalisés sur ordinateur et reproduisant aussi précisément que possible un ou des phénomène(s) spécifique(s) à un domaine particulier de connaissances, tel que les interactions rayonnement-matière et le transport de particules dans la matière. La méthode « Monte-Carlo » (MC) désigne toute approche visant à calculer une valeur numérique en utilisant une séquence de nombres aléatoires. Dans le cas de la simulation du transport de particules, cette méthode se base sur une modélisation microscopique, interaction par interaction, des trajectoires des particules suivies individuellement à partir d'une série de nombres aléatoires et de sections efficaces chargés de reproduire les différents phénomènes physiques. Le résultat macroscopique est obtenu à partir de la moyenne statistique des grandeurs relevées lors de la simulation d'un grand nombre de particules primaires et de leurs éventuelles particules secondaires. Après un bref rappel historique, les grands principes de fonctionnement de ces codes stochastiques sont expliqués, et les caractéristiques des 4 codes les plus utilisés en physique médicale sont détaillés. Le code PENELOPE, couramment employé dans le domaine des faibles énergies est donc retenu pour la présente étude, et fait l'objet d'une explication tant au niveau de ses paramètres que des deux géométries considérées et leurs limites.

### 2.1.2.1. Historique

Le nom de Monte-Carlo se rapporte aux jeux de hasard des casinos, dont la roulette. Les codes fondés sur cette méthode sont très utilisés dans la prédiction de phénomènes stochastiques en finance (calculs de risque), mathématiques (estimation d'aires, calcul de Pi) et physique (solution numérique de l'équation de transport de Boltzmann). Les premiers calculs de ce genre en physique des particules sont apparus durant la seconde guerre mondiale afin de modéliser les processus intervenant lors d'une explosion nucléaire (projet Manhattan). Avec l'apparition et le développement rapide des ordinateurs, la génération des nombres aléatoires a pu être automatisée, et de nombreux modèles détaillant le transport des particules ont pu être implémentés. Le premier de ces « codes Monte-Carlo » permettant le suivi d'électrons et de photons est ETRAN (Electrons and Photons through Extended Media), développé au NIST [59], d'après les articles de M.J. Berger [60].

Les domaines d'utilisation de ces codes sont nombreux, de la physique des hautes énergies (CERN), à l'astrophysique, jusqu'aux utilisations industrielles (conception et radioprotection dans l'industrie nucléaire), mais la physique médicale est l'un des principaux champs d'application de ces codes avec:

- la micro-dosimétrie et la biologie (dépôts d'énergies de quelques eV, effets sur l'ADN)
- la dosimétrie interne (cartographie de dose, évaluation de nouveaux traitements)
- la radiothérapie et l'hadronthérapie (doses délivrées, évaluation des doses hors-champ ; détection d'erreurs)
- l'imagerie médicale (modélisation de TEP, scanners, mammographes, EPID..)

L'incertitude sur les résultats étant liée au temps de calcul, les progrès en ce domaine ont suivi l'évolution de la puissance de calcul (loi de Moore) et bénéficié de compilateurs plus performants. Des calculs très complexes sont désormais réalisables en quelques jours en utilisant des codes parallélisés, des fermes ou grilles de calcul, et des méthodes d'accélération ou « de réduction de variance ». Même des calculs très complexes comme la simulation de tubes à rayons X en basse énergie ou encore les calculs dosimétriques hors champ par Monte-Carlo [61], sont désormais réalisables sur des durées de l'ordre de la semaine, avec des incertitudes de quelques pour cent. Par ailleurs, un des grands avantages de la simulation est la capacité à fournir des informations sur les

valeurs de certaines grandeurs physiques qui ne peuvent être déterminées expérimentalement, telles que la distribution énergétique en sortie d'un accélérateur médical ou la cartographie de la dose [62]. Pour la métrologie, la précision au « pour mille » souhaitée reste difficile à atteindre (taille des voxels, connaissance de la géométrie, implémentation des processus physiques).

#### 2.1.2.2. Fonctionnement

Chaque code MC comporte:

- un algorithme de transport comprenant un générateur de nombres aléatoires, des techniques d'échantillonnage du libre parcours, des techniques d'accélération ;
- des modèles décrivant les différents types d'interaction et des bases de données de sections efficaces différentielles permettant de calculer la probabilité de chaque interaction.
- des outils de définition de la géométrie.

En général, l'utilisateur crée la configuration de son expérience à l'aide de formes géométriques de base et renseigne la composition et la densité des volumes d'intérêt ainsi définis. Il choisit ensuite les paramètres de la source (position, direction, type de particule, énergies...), les paramètres physiques de transport du code (énergies de coupure, suivi partiel de certaines particules), le nombre de particules à simuler et les informations de sortie souhaitées (fluence, énergie déposée, distribution spatiale...). Toutes ces informations sont stockées dans un ou des fichiers d'entrée dits « input ».

Le transport MC consiste à décomposer la trajectoire de chaque particule sous forme d'étapes de transport ou « pas », rectilignes, et d'étapes d'interactions. Pour chacun de ces événements stochastiques, le code tire au hasard soit une distance soit une des interactions possibles (selon leurs densités de probabilité respectives). Le tirage d'une séquence de nombres aléatoires est utilisé pour calculer la distance entre deux interactions successives, le type d'interactions mais aussi les paramètres de la particule à l'issue des interactions (angle de diffusion Compton par exemple). Chaque événement est considéré comme indépendant des tirages passés et des trajectoires des autres particules. En effectuant un grand nombre de tirages, les espérances des grandeurs macroscopiques (comme la dose absorbée dans un certain volume) sont estimées. Le résultat est donc fourni sous forme d'une valeur moyenne, accompagnée de son incertitude statistique. L'incertitude statistique sur la grandeur dépend donc du nombre de trajectoires atteignant le volume cible, ce qui est problématique pour des petits volumes ou des événements peu probables. Par exemple pour un tube à rayons X, sur 1 000 000 électrons primaires de 100 keV atteignant une anode en tungstène à 20°, à peine 12 000 photons sortiront de l'anode, et seulement 2 photons entreranno dans le cône d'angle 40° vers le patient [57]. Il faut donc simuler un grand nombre de photons incidents ( $>1.10^{10}$ ), en mettant à profit la puissance de calcul (codes parallélisés, clusters de calcul) ou utiliser avec précaution des techniques d'accélération.

Pour les photons, qui interagissent peu avec la matière, l'algorithme de transport suit chacune des interactions (« suivi détaillé » ou « analogue ») jusqu'à ce que leur énergie atteigne une valeur limite (appelée seuil d'absorption), fixée par l'utilisateur ou qu'il sorte de la zone d'intérêt. En revanche, les algorithmes de transport des électrons ne peuvent pas suivre toutes les interactions avec la matière, du fait de leur trop grand nombre. Afin de garder des temps de calcul raisonnables, des techniques dites d'histoire condensée [60] permettent de transporter les électrons en regroupant leurs interactions à l'aide des théories de diffusion multiples et des tables de pouvoir d'arrêt. Ces codes sont désormais incontournables en physique quelle que soit la gamme d'énergie, de quelques eV (Geant4\_DNA) à plusieurs GeV (FLUKA, TRIPOLI, Geant4).

### 2.1.2.3. Principaux codes utilisés en physique médicale

Le développement et l'utilisation des codes Monte-Carlo a connu une croissance soutenue. Ainsi, en janvier 2006, D. Rogers a trouvé que le site 'PubMed' recensait 14 452 articles ayant « Monte-Carlo » dans leur titre ou résumé [63], et en avril 2014, la même recherche fournissait 36 536 entrées, soit 2,5 fois plus. A la suite d'ETRAN, de nombreux codes dits « généralistes » ont en effet été développés. Leur avantage réside dans leur grande souplesse (géométries complexes, grand choix de matériaux..). Dans le domaine de la radio-physique, quatre familles de codes sont très utilisées :

- **MCNP/MCNPX (ITS/Tiger)** : Monte-Carlo N-particles (eXtended), *Los Alamos National Laboratory (USA)*, est l'un des codes les plus généralistes, ce qui le rend parfois plus lent que des codes dédiés. Initialement conçu pour les neutrons et les photons, il permet de transporter 34 particules (y compris des ions...) dans quasiment toutes les géométries [64].
- **EGS5/EGSnrc (egspp/BEAMnrc)** : Electron Gamma Shower, du *National Research Council Canada*, a été développé pour la physique des accélérateurs et permet une construction très facile de ce type de géométrie à l'aide du code BEAMnrc [65, 66].
- **PENELOPE (PenEasy/PenLinac)**: PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons, *Universitat de Barcelona (Espagne)* a été développé au début des années 90, et marque une rupture de par son traitement détaillé des électrons/positrons aux basses énergies [67].
- **GEANT4 (GATE)**: GEometry And Tracking, *CERN*. C'est le plus récent, mais il utilise plus de ressources mémoire. Il n'est pas encore utilisé au LMD, mais son extension GATE (Geant Application for Tomographic Emission) est très utilisée en TEP et en scanners [68,69].

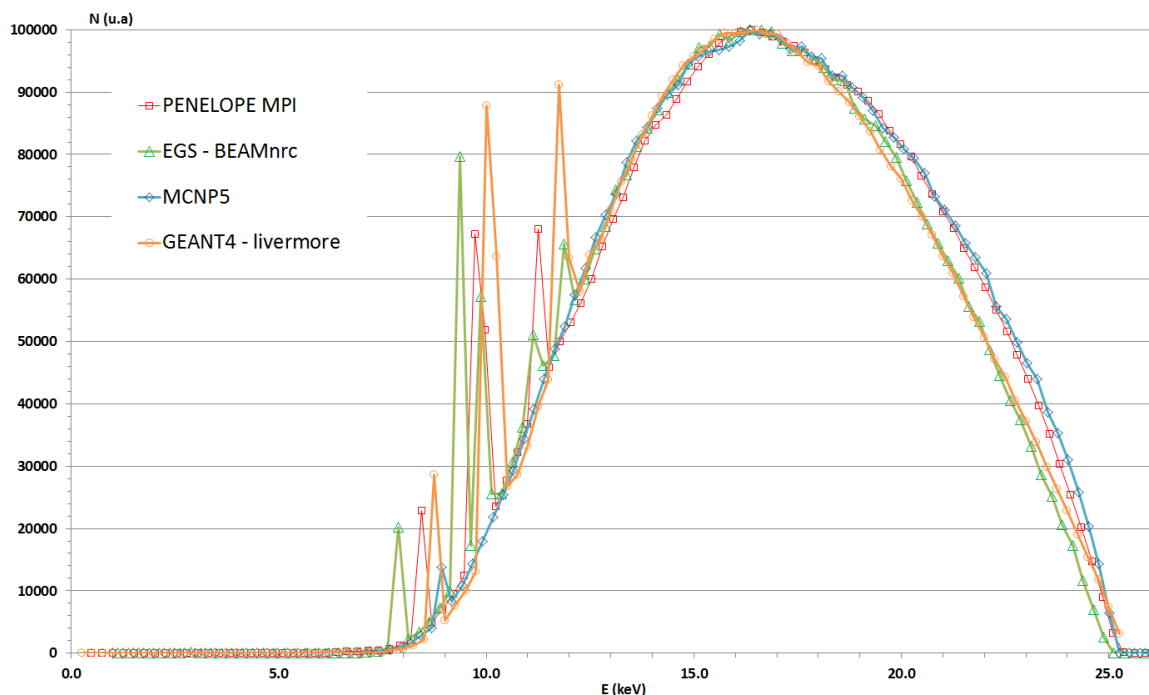
Les caractéristiques de ces quatre codes, ainsi que des rappels sur le transport des électrons figurent en annexe 5. Ces codes diffèrent non seulement par leurs algorithmes de suivi des électrons, mais également par leurs bibliothèques de sections efficaces d'interaction.

Aux basses énergies ( $E < 10$  keV), les incertitudes élevées sur les sections efficaces d'interaction (supérieures à 10 % sur les raies  $X_L$ ), ainsi qu'une modélisation approximative du transport des électrons, peuvent conduire à des résultats peu satisfaisants.

A titre d'exemple, la figure 2-4 compare les calculs d'une distribution spectrale avec les 4 codes (calculs réalisés avec l'aide de J. Gouriou et C. Thiam). Le spectre simulé correspond à la qualité de faisceau CCRI25 du tube 160 kV du LMD, et les données d'entrée sont identiques pour tous les codes :

- Particules primaires : électrons monocinétiques de 25 keV.
- Cible en tungstène pur, incliné à 20 °
- Filtration inhérente : 1 mm de Béryllium
- Filtration additionnelle : 0,395 mm d'Aluminium
- Point de mesure : Petit volume d'air de quelques cm de diamètre, situé à 90 ° de l'axe des électrons et à 50 cm de l'anode.

Il est alors difficile de choisir entre les différents couples « codes / bibliothèque de données de sections efficaces ». Avec un pas en énergie d'environ 250 eV adopté pour tous ces spectres, le nombre de raies varie, entre codes, de 1 (pour MCNP5) à 5 (pour EGS) et les énergies moyennes varient entre 16,4 keV (GEANT4) et 17,1 keV (MCNP5).



**Figure 2-4: Comparaison des spectres obtenus pour le faisceau CCRI25 avec 4 codes Monte-Carlo.**

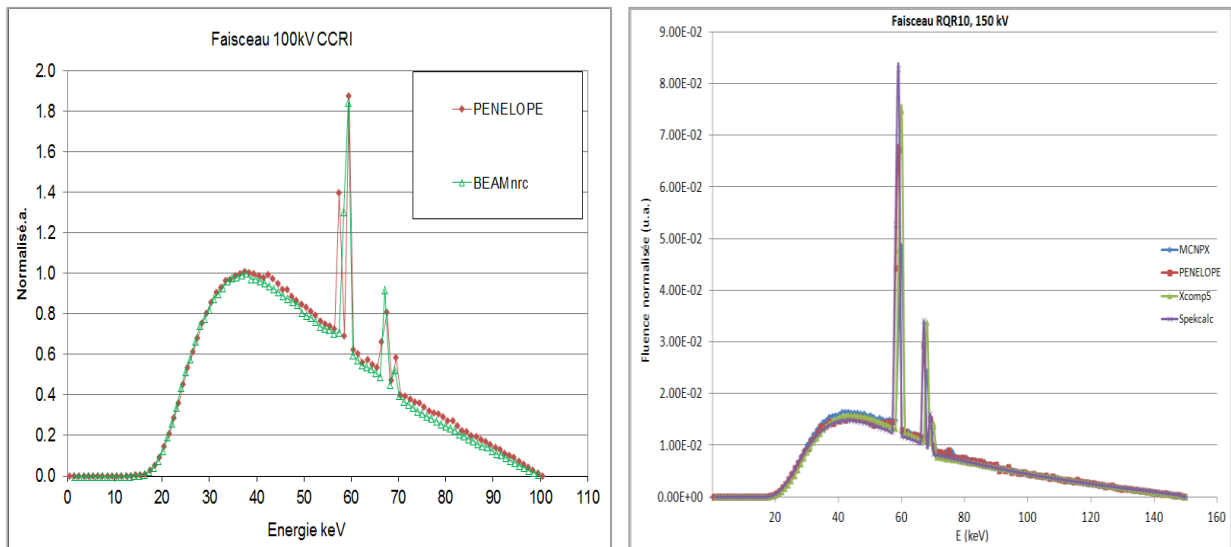
L'impact dosimétrique de ces variations spectrales sera étudié au chapitre 5, mais des mesures spectrométriques apparaissent d'ores et déjà nécessaires pour tester la fiabilité des différents codes aux basses énergies, en termes d'énergie moyenne, d'intensité des raies et de la forme spectrale.

#### 2.1.2.4. Choix du code

Pour des raisons de temps de calcul, un seul code est retenu pour cette étude. Ce paragraphe rappelle brièvement les résultats obtenus lors d'études antérieures, afin de fixer le choix du code pouvant convenir à la fois aux simulations des sources d'iode de curiethérapie et des tubes à rayons X, et donnera les paramètres choisis pour les simulations.

##### ❖ Critères de sélection

Seul GEANT4 n'est pas utilisé au LMD, les trois autres codes l'étant déjà, notamment pour les calculs de facteurs correctifs à appliquer aux références [70]. Pour les générateurs de rayons X, différents codes ont été utilisés lors de deux thèses réalisées au LMD pour modéliser le tube 320 kV. W. Ksouri a ainsi modélisé le tube 320 kV du laboratoire avec le code PENELOPE 2006 (non parallèle) et le code BEAMnrc (dérivé d'EGS), et simulé le spectre émis pour le faisceau CCRI100, comme le montre la figure 2-5 (gauche)[33]. BEAMnrc facilite la modélisation facile d'un tube à rayons X à partir de classes d'objets préexistants, mais il inclut de nombreuses réductions de variance (en forçant les interactions vers un cône d'émission) pour accélérer la convergence. Bien que les spectres obtenus soient proches, il a effectivement constaté une convergence plus rapide du code BEAMnrc, mais un meilleur accord de PENELOPE avec les mesures d'atténuation dans l'air, en particulier aux basses énergies (<30 keV). N. Perichon a comparé les spectres photoniques issus des codes PENELOPE 2006 (non parallèle) et MCNPX pour ce même tube mais des hautes tensions comprises entre 80 kV et 300 kV (figure de droite) [31]. Les spectres résultants concordant de façon satisfaisante (à l'exception des raies K) avec un écart sur les énergies moyennes inférieur à 1 keV, il a retenu MCNPX (parallèle).



**Figure 2-5: Comparaison de BEAMnrc et PENELOPE pour le faisceau CCRI100 (100 kV) [49] à gauche et de MCNPX et PENELOPE à droite pour le faisceau RQR10 (150 kV) [50].**

Bien que PENELOPE converge plus lentement que MCNP, son modèle d'interaction à basses énergies est plus réputé et a été validé jusqu'à 1 keV [61,71,72]. Par ailleurs, le tube X 320 kV ayant déjà été simulé, la modélisation nous intéressant ici est celle du tube 160 kV utilisé pour les basses énergies (<80 kV). Les bases de données de sections efficaces de PENELOPE sont plus récentes et intègrent les fluorescences des couches K, L, M et N. Ce dernier point est crucial pour la détermination des raies caractéristiques d'anode et aussi des raies de fluorescence émises par les différents composants des grains d'iode 125. Notre choix s'est donc porté sur le code PENELOPE, dont la structure est détaillée en annexe 6. Plus précisément, la version retenue est une version parallélisée de PENELOPE 2006, développée au CEA et appelée PENMAIN\_MPI [73]. Elle permet de répartir les calculs sur 16 voire 32 des cœurs du cluster du LNHB.

❖ Paramètres physiques

Dans notre gamme d'énergie, seuls les photons (suivi détaillé) et les électrons (suivi mixte) sont considérés. Le suivi « mixte » des électrons peut être ajusté dans PENELOPE par 4 paramètres ( $C_1, C_2, W_{cc}, W_{cr}$ ), donnés dans le tableau 2-2. Les interactions résultant en une perte d'énergie inférieure à  $W_{cc}$  (pour les collisions inélastiques) ou à  $W_{cr}$  (pour le bremsstrahlung) sont dites « soft » et leur suivi est condensé. Les deux paramètres du suivi condensé,  $C_1$  et  $C_2$ , gèrent respectivement l'angle moyen de déviation et la valeur maximale de perte d'énergie lors d'une étape de transport. Ces paramètres peuvent varier entre 0 et 0,2 et le manuel PENELOPE 2006 recommande  $C_1=C_2=0,05$ . Ces valeurs ont été conservées pour toutes les simulations. Plus ces valeurs sont basses et plus le suivi des électrons est détaillé (et coûteux en temps de calcul). Le seuil énergétique en dessous duquel la particule de type KPAR (1 pour les électrons et 2 pour les photons) n'est plus suivie et est absorbée dans le matériau M est défini par le paramètre EABS(KPAR), en eV.

**Tableau 2-2: Paramètres des simulations PENELOPE**

	EABS(1) en eV	EABS(2) en eV	EABS(3) en eV	$C_1$	$C_2$	$W_{cc}$ en eV	$W_{cr}$ en eV
<b>Iode 125</b>	$1 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^3$	0,05	0,05	$1 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^2$
<b>Tube X</b>	$1 \cdot 10^3$ ( $4 \cdot 10^2$ pour l'anode)	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$	0,05	0,05	$1 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$



Enfin, le paramètre DSMAX est défini comme la longueur maximale de transport entre deux interactions catastrophiques et il a été fixé, suivant les recommandations du manuel, à  $1/20^{\text{ème}}$  de la plus petite dimension de la région d'intérêt, afin d'obtenir au moins une dizaine d'interactions [67].

#### ❖ Réduction de variance

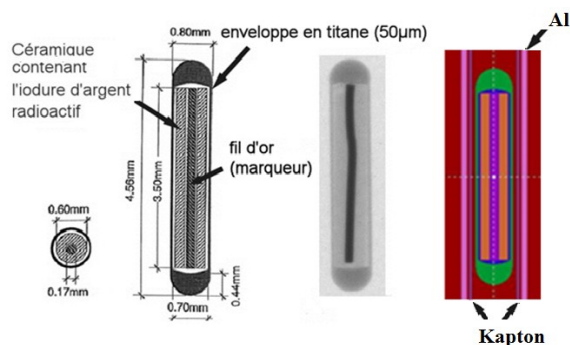
Il s'agit de modifier artificiellement des lois de la physique dans le code afin de favoriser la traversée des particules dans certaines régions de l'espace tout en restant maître du facteur correctif nécessaire pour compenser ce qui a été ainsi faussé. Ces techniques pondèrent le poids des particules modifiées afin que la somme des poids n'augmente pas avec le transport des particules. Ce poids est affecté à toutes les grandeurs relevées à l'issue de la modélisation (fluence, dose, ...). Les méthodes d'échantillonnage modifié (biaisage de la source, transformation exponentielle), les méthodes de contrôle de la population (découpage de la géométrie avec roulette russe, fenêtre de pondération) et les méthodes de troncation (simplification géométrie, coupure en énergie) figurent parmi les plus courantes. PENELOPE propose beaucoup moins de méthodes de réduction de variance que MCNP, et notamment pas de moyen de favoriser des zones d'intérêt distantes. Les méthodes implémentées dans PENELOPE parallèle sont détaillées en annexe 6, en particulier celles applicables aux tubes à rayons X. Le faisceau de photons étant perpendiculaire au faisceau primaire d'électrons, ni le splitting, ni la roulette russe ne peuvent être utilisés et seules les techniques FBREM et BSPHR ont été envisagées. La première favorise le bremsstrahlung, alors que la seconde permet de forcer à la fois le bremsstrahlung et les photons de fluorescence vers une sphère de détection, tout en augmentant le nombre de photons créés à chaque interaction.

Dans le cas des sources d'iode, le problème est moins ardu, et une délimitation judicieuse des zones d'intérêt permet de limiter le suivi des électrons loin de la source et donc le temps de calcul.

#### 2.1.2.5. Simulation des grains d'iode 125

Comme détaillé au 1.2.2.2, la source d'iode 125 étudiée est de type Bebig I25.S16. Faute d'informations, la source I25.S16 est supposée identique en tout point à la source I25.S06 étudiée par Hedtjärn et al. [74], dont le modèle est donné en figure 2-6. Pour rappel, l'anneau de céramique ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\rho=2,88 \text{ g.cm}^{-3}$ ) qui est supposé pur et homogène, contient l'iode radioactif, dont la concentration est négligée. Au centre se trouve un marqueur en or ( $\text{Au}$ ,  $\rho=19,32 \text{ g.cm}^{-3}$ ). L'ensemble est inséré dans une capsule en titane ( $\text{Ti}$ ,  $\rho=4,54 \text{ g.cm}^{-3}$ ). Le modèle de source utilisé dans la suite de cette étude sera donc détaillé, en particulier les matériaux et les dimensions du grain, du support en kapton et du filtre en aluminium, ainsi que les limitations de ce modèle.

#### ❖ Géométrie



Le modèle numérique de la source utilisé pour cette étude est constitué d'un barreau central composé d'or (région violette sur la figure 2-6), entouré d'un anneau cylindrique en alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , en orange), contenant la partie radioactive de la source. Ces deux éléments sont séparés par un interstice d'air (en bleu). La source est scellée dans une capsule en titane (en vert) soudée.

Figure 2-6: Géométrie d'un grain d'iode (de gauche à droite : Hedtjärn [74], radiographie, modélisation)

Pour modéliser au mieux la géométrie expérimentale, le support de source en kapton ( $\rho=2,70 \text{ g.cm}^{-3}$ ; en gris) a été modélisé par un cylindre évidé de rayon interne 0,050 cm et de rayon externe 0,0525 cm. L'aluminium étant rarement pur, l'alliage 7050 « Dural » ( $\rho=2,70 \text{ g.cm}^{-3}$ ) a été retenu pour le filtre en aluminium (en rose). Il en existe deux au laboratoire, l'un de 295  $\mu\text{m}$  et l'autre de 108  $\mu\text{m}$ , tous deux de 11 mm de long. Tous les matériaux sont rappelés en annexe 7.

Les dimensions données par Hedtjärn ont été vérifiées par radiographie et meulage des sources, et les valeurs moyennes retenues en 2011 figurent dans la colonne médiane [75]. Les dimensions retenues dans cette étude figurent dans la colonne de droite (« géo 5 ») du tableau 2-3.

**Tableau 2-3: Dimensions du grain source**

Dimensions (mm)	Hedtjärn [74]	Mesures [75]	Géo 5 « grain moyen »
Longueur (extérieure)	4,56	4,49	4,56
Longueur (or)	3,50	3,43	3,50
Longueur (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	3,50	3,52	3,50
Diamètre extérieur	0,80	0,80	0,80
Diamètre (or)	0,17	0,17	0,17
Diamètre (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	0,60	0,64	0,60
Épaisseur latérale (Ti)	0,05	0,05	0,05
Épaisseur des sommets (Ti)	0,44 à 0,48	0,47	0,32

❖ Raies d'émission

La version 2.51 du programme Penmain\_mpi [52] a été recompilée avec le fichier Fortran usrsce.f, afin de prendre en compte des émissions photoniques uniformément distribuées dans la céramique du grain. En effet, le fichier input ne permet de définir que des sources ponctuelles ou des faisceaux présentant un certain angle d'ouverture. Cette modification permet de réaliser un tirage aléatoire du point d'émission dans la matrice de céramique, selon une densité de probabilité uniforme. Une source diffuse, incluse dans la céramique et émettant un spectre de raies photonique, a ainsi pu être créée. Chaque tirage au sort d'un jeu de coordonnées (r, Z) d'un point d'émission, est suivi du tirage de l'une des énergies des raies définies pour le grain selon leurs probabilités d'émission respectives. Les énergies et probabilités des raies étudiées figurent dans le tableau 2-4.

**Tableau 2-4: Raies émises par le mélange (AgI\*) dans l'alumine avec un ratio Ag/I(émis)=4,59 %**

	E(keV)	Probabilité
Iode-125 (gamma)	35,4919	0,0667
Tellure-125 (X <sub>K<math>\beta</math>2</sub> )	31,76	0,0459
Tellure-125 (X <sub>K<math>\beta</math>1</sub> )	31,10	0,212
Tellure-125 (X <sub>K<math>\alpha</math>1</sub> )	27,4726	0,740
Tellure-125 (X <sub>K<math>\alpha</math>2</sub> )	27,202	0,397
Tellure-125 (X <sub>L</sub> )	4,14	0,149
Argent (fluorescence)	25,4567	0,0357
Argent (fluorescence)	24,9424	0,0956
Argent (fluorescence)	24,9115	0,0491
Argent (fluorescence)	22,1629	0,5354
Argent (fluorescence)	21,9903	0,2843

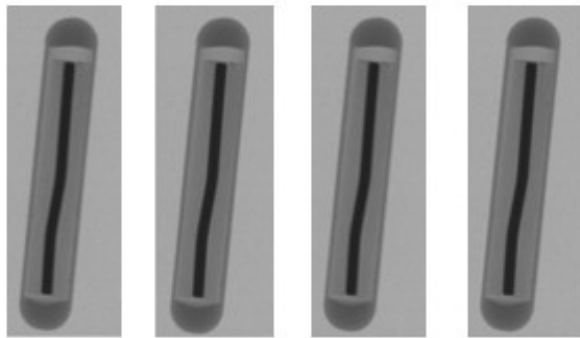
Les raies en question comprennent l'émission gamma (à 35,492 keV) et les raies X émises lors de la transformation de l'iode 125 en tellure 125. La présence d'argent à proximité immédiate de l'iode conduit à la création de raies de fluorescence induites, ce qui modifie le spectre photonique issu de la source. Ainsi le modèle MC développé ici intègre les raies à la fois de l'argent et de l'iode/tellure



comme source primaire de rayonnements. En première approche, les proportions respectives de l'iode (tellure) et de l'argent ont été considérées de 95 % et 5 %. Les énergies et probabilités sont issues du logiciel Nucléide [15] pour les raies de l'iode et du tellure, et des tables du LBL pour l'argent, rapporté à 5 % des raies de l'iode. Celles-ci sont très proches de celles proposées par le TG-43, à part la raie localisée à 4,14 keV, ajoutée ici. L'autre différence avec le TG-43 est la direction d'émission, ici isotrope sur  $4\pi$ .

#### ❖ Limites de ce modèle

L'un des objectifs de cette étude est de confirmer les proportions relatives entre ces deux groupes de raies et leur impact dosimétrique. D'après un brevet de la société Ziegler [76], la partie radioactive de



**Figure 2-7: Radiographie de 4 grains différents.**

la source est composée d'un mélange d'iode d'argent radioactif ( $\text{AgI}^*$ ) qui peut être soit évaporé dans une céramique poreuse, soit mélangé à haute température avec cette céramique. Il est possible de considérer une céramique dopée à l'argent, mais les codes Monte-Carlo ne permettent pas de gérer de façon simple un matériau inhomogène (poreux) et encore moins une source répartie. L'hypothèse simplificatrice est faite, comme dans le TG43, de supposer la quantité d'iode

dans l'alumine comme négligeable, et donc sans effet sur la densité de l'alumine.

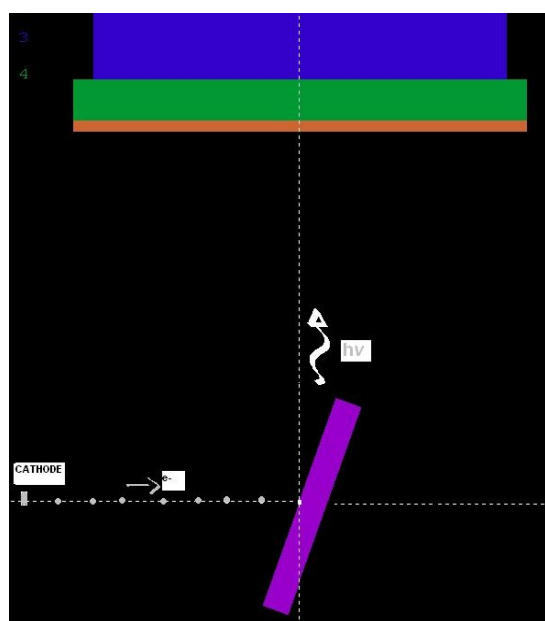
De plus, la radiographie et les mesures d'anisotropie des sources ont fait apparaître une certaine variabilité dans les dimensions des composants internes des grains d'iode, due au procédé de fabrication. La figure 2-7 illustre la différence entre 4 grains 2011, issus de lots différents. Comme il est quasiment impossible de modéliser chaque source, un grain « moyen » est modélisé.

En conclusion, le modèle numérique employé comprend de nombreuses approximations dans la modélisation du dépôt d'iode d'argent au cœur de la source, l'un des objectifs de ce travail est de comparer les mesures spectrométriques aux simulations, afin de valider voire d'améliorer ces dernières. Pour obtenir le spectre émis par la source en 2 points de référence dans l'air (331 mm et 131 mm), seuls le grain, son support en kapton, son filtre en aluminium et un volume d'air (dans lequel on mesure la fluence énergétique) sont nécessaires. Pour valider le modèle de source, une modélisation plus poussée, intégrant le spectromètre et son collimateur a été réalisée afin d'ajuster la géométrie de la source. Ce modèle sera discuté au chapitre 5.

#### **2.1.2.6. Simulation d'un tube à rayons X**

Comme expliqué précédemment, le tube à rayons X 320 kV a déjà été simulé [31,33]. La géométrie du tube à rayons X 160 kV s'en inspire, du fait du manque de données du constructeur. Ce paragraphe détaille la géométrie et les matériaux utilisés, ainsi que les limites de ce modèle simple.

## ❖ Géométrie



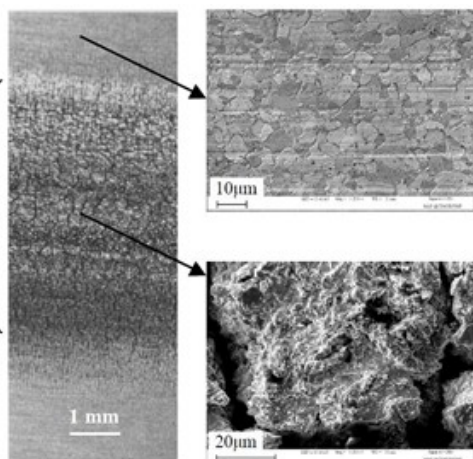
Ce tube est constitué d'une anode en tungstène, de pente 20° (par rapport à la perpendiculaire de l'axe cathode-anode), et d'une filtration inhérente de 1 mm de béryllium ( $\pm 0,2$  mm). La géométrie, visualisée à l'aide de GVIEW2D, est détaillée dans la figure 2-8. L'anode en tungstène de 0,25 cm d'épaisseur figure en violet, la filtration inhérente est en orange (1 mm Be), l'éventuelle filtration additionnelle (en aluminium) est en vert, et la zone de propagation dans l'air (vers le détecteur) est en bleu. Le faisceau primaire d'électrons est monocinétique, d'angle d'ouverture faible (1,5°), situé à une distance de 8,6 cm. Tous ces matériaux ont été pris dans la base de données PENELOPEpendbase, selon le tableau 2-5.

**Figure 2-8: Géométrie du tube X 160 kV (en noir: le vide / en violet: l'anode en tungstène / en orange: la fenêtre en Be / en vert: le filtre Al / en bleu: l'air).**

**Tableau 2-5 : Matériaux utilisés pour la simulation du tube à rayons X.**

matériau	Tungstène	Vide	Béryllium	Air, sec	Aluminium
Réf. pendbase	74		4	104	13
Masse vol.(g.cm <sup>-3</sup> )	19,3	0	1,848	1,205.10 <sup>-3</sup>	2,689

## ❖ Limitations liées à la méconnaissance de la géométrie



**Figure 2-9: Faïençage de l'anode [25].**

Au vu des grandes contraintes thermiques et mécaniques exercées sur l'anode du tube, le tungstène va se craqueler et se micro-fissurer, c'est le « faïençage », illustré en figure 2-9, voire fondre partiellement. C. Lemarchand a montré que les microfissures sont de l'ordre de la dizaine de micromètres en surface et superficielles ( $< 50 \mu\text{m}$ ), sur des tubes de diagnostic [25]. Les matériaux inhomogènes, comme une anode craquelée, sont très difficiles à modéliser avec les codes Monte-Carlo. A notre connaissance, seule l'équipe de Mehranian et al. [77] a réussi à modéliser ces structures (à partir de données profilométriques), et à étudier leur influence sur la forme du spectre. L'état de surface d'anode est bien un

paramètre à prendre en compte dans les simulations, en particulier à basse énergie, comme le montre la figure 2-10, pour des faisceaux de 50 kV, 70 kV et 100 kV, pour différents niveaux de faïençage (de 0 à 50  $\mu\text{m}$ ). Plus l'anode présente des microfissures importantes, et plus le spectre est atténué. Mais, sans informations suffisantes, le vieillissement du tube n'a pas été envisagé dans nos simulations. L'anode de nos tubes a par ailleurs été supposée en tungstène pur mais il est fréquent de rencontrer des anodes en tungstène-rhénium (95% - 5%), plus résistantes. Seule une mesure spectrométrique

fine des raies  $X_K$  peut permettre de séparer les raies de fluorescence  $X_K$  du tungstène et du rhénium, de numéros atomiques voisins, comme détaillé au chapitre 5.

Au vu des nombreuses inconnues sur les tubes, à savoir les dimensions de la piste de l'anode, sa composition exacte (présence ou non de rhénium), son état de surface ou encore la filtration inhérente du tube, les calculs de spectres vont être limités par la méconnaissance de la géométrie. De plus, les tubes utilisés dans cette étude ne sont pas neufs et les effets du vieillissement peuvent biaiser la modélisation. L'approche calculatoire n'a donc pas été jugée suffisamment précise ici, et sera complétée par des mesures.

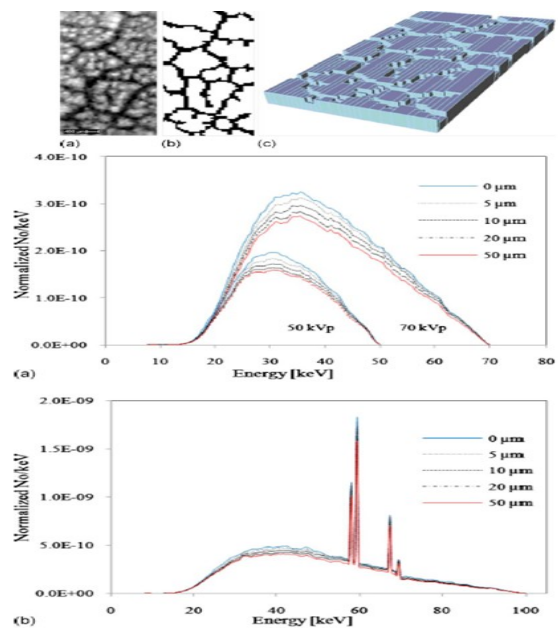


Figure 2-10 : Vieillissement du tube [77]

## 2.2. Approche expérimentale

La mesure directe de faisceaux intenses a longtemps constitué un verrou technologique. Malgré de nombreux progrès au niveau de l'électronique, des phénomènes d'empilement apparaissent dès  $10^4$  photons. $s^{-1}$  sur les spectromètres commerciaux. Pour les sources de curiethérapie ophtalmique, qui peuvent atteindre jusqu'à 900 MBq, le problème est simplifié par leur courte période (60 jours), et la possibilité de réaliser les mesures après quelques périodes de décroissance radioactive. En revanche, les tubes X médicaux, utilisés en radiodiagnostic et en mammographie, peuvent présenter des débits de fluence supérieurs à  $10^9$  photons. $s^{-1}$ . $mm^2$ . De nombreuses méthodes indirectes d'évaluation du spectre ont été développées (après transmission, après réflexion sur un prisme, après diffusion Compton), mais la spectrométrie directe reste la plus précise car nécessitant le moins de corrections. Il convient cependant de bien choisir les conditions expérimentales (banc de mesure, collimation). De plus, ces sources fonctionnant pour une haute tension comprise entre 10 kV et 320 kV, un détecteur ayant une grande plage de mesure en énergie est nécessaire. Cette partie détaillera rapidement les méthodes envisageables à haut débit de fluence, ainsi que les critères du cahier des charges d'un détecteur permettant à la fois les mesures de curiethérapie et de générateur de rayons X. De plus, les bancs mis en place pour les différents types de sources seront détaillés.

### 2.2.1. Choix du système de mesure

A l'aide de mesures indirectes, après transmission du faisceau dans des fantômes [78], ou mesure du faisceau diffusé [79], il est possible de limiter les problèmes liés au haut débit de fluence. Mais le travail se reporte alors sur les traitements mathématiques nécessaires pour remonter au spectre du faisceau primaire. Par conséquent, une méthode directe a été préférée ici, en utilisant des détecteurs à semi-conducteur.

### 2.2.1.1. Choix de la méthode de mesure

Il existe deux grandes méthodes pour remonter à la distribution en énergie émise par une source de rayons X ou par l'échantillon à étudier: l'analyse dispersive en longueur d'onde (WDX) ou l'analyse dispersive en énergie (EDX), détaillées en annexe 8. La première (WDX) consiste à séparer les longueurs d'ondes à l'aide d'un cristal analyseur (LiF, Quartz...) selon la loi de Bragg, puis à compter les photons incidents à chaque longueur d'onde (NaI, CCD...). Le faible rendement de cette méthode (réflectivité sur le cristal, rendement du détecteur et limitations électroniques) permettant de réduire le flux incident, ils sont parfois utilisés en mammographie où les flux rencontrés sont particulièrement importants [80]. La seconde (EDX) consiste à analyser tout le spectre du faisceau primaire en une seule fois, en triant les impulsions mesurées par un spectromètre à semi-conducteur. Cette méthode a été retenue, bien que cela implique de gérer les hauts flux de photons incidents sur le détecteur, et le fonctionnement de ce type de détecteur sera détaillé au chapitre 3. Cette méthode est plus rapide à mettre en place et fonctionne sur une plus grande gamme d'énergies, mais elle est moins résolue et plus vite limitée par la saturation du détecteur [81]. Les électroniques produisant des spectres déformés à partir de  $10^4$  à  $10^5$  coups.s<sup>-1</sup>, il est nécessaire de réduire le flux incident sur la surface active du détecteur. Il est possible de mesurer soit le faisceau diffusé à 90° sur un barreau de PMMA (spectrométrie Compton) [82], soit le faisceau direct avec un détecteur pixellisé de petites dimensions (type TIMEPIX, MEDIPIX) [83], mais ces méthodes induisent de nombreuses déformations, détaillées en annexe 8, qui ajoutent des incertitudes sur le spectre obtenu. Par ailleurs, la diminution de l'angle solide (suivant en 1<sup>ère</sup> approximation une loi en inverse carré de la distance) est déconseillée pour les faisceaux de très basses énergies car l'épaisseur d'air va filtrer le spectre et ainsi le déformer. Le mesure directe est retenue, et le débit de fluence incident est diminué en jouant sur l'intensité de la cathode (de 20 mA à 0,2 mA), sans modifier la forme du spectre, et en utilisant un collimateur 'pinhole' de très petit diamètre.

### 2.2.1.2. Choix du détecteur

Les détecteurs à semi-conducteurs sont un type particulier de détecteur à ionisation, c'est à dire que l'application d'un champ électrique permet de collecter les charges secondaires produites lors de l'interaction entre les photons et le détecteur. Leur principal avantage est la faible énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou (2,96 eV dans le germanium refroidi), comparée aux gaz (de 20 à 40 eV) et aux matériaux scintillateurs (250 eV pour un NaI). Par conséquent, ce type de détecteur permet une très bonne résolution en énergie, en particulier à basse énergie. Cependant ces détecteurs sont coûteux et fragiles.

Le germanium et le silicium sont les semi-conducteurs dont les technologies sont les plus abouties, du fait de leur utilisation intensive en électronique, fibres optiques, caméra infrarouge, et cellules photovoltaïques. Les principaux matériaux semi-conducteurs figurent dans le tableau 2-6. Comme la probabilité d'interaction par effet photoélectrique croît avec le numéro atomique, un Z élevé est nécessaire. De plus, le nombre de charges (paires électrons-trous) créés dans le matériau lors d'une interaction dépend de la largeur de sa bande interdite. Une valeur de bande interdite très faible permet de créer un fort signal, mais induit également du bruit thermique dans le détecteur, qui doit être refroidi (à l'azote liquide pour le Ge ou par étages Peltier). Il faut également prendre en compte des aspects technologiques, comme la taille maximum du cristal (surface, épaisseur), qui limite l'épaisseur de la zone active et donc la gamme de rendement.

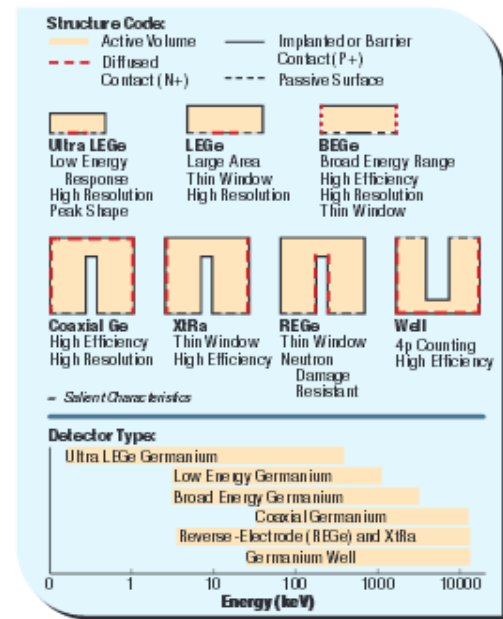
**Tableau 2-6 : Comparaison des différents semi-conducteurs utilisés en spectrométrie, tiré de [84]**

Matériau	Si	Ge	CdTe	CdZnTe	GaAs
Z	14	32	48/52	48/30/52	31/33
$\rho$ (g.cm <sup>-3</sup> )	2,33	5,33	6,20	5,78	5,32
Gap (eV)	1,12	0,67	1,44	1,57	1,43
E <sub>création de paires</sub> (eV)	3,62	2,96	4,43	4,60	4,20

Le silicium et le tellure de cadmium (CdTe) sont généralement fabriqués en wafers de 500  $\mu\text{m}$ , voire 1 ou 2 mm, alors que de gros cristaux de germanium peuvent être synthétisés (> 10 cm d'épais), et selon différentes géométries (planaire, coaxiale, puits, cf. figure 2-11 de Canberra [85]).

Ainsi, le germanium reste le matériau de référence en spectrométrie, de par sa technologie mature et ses performances en termes de résolution. Son inconvénient principal est lié à son faible gap, qui conduit à un courant inverse et donc à un fort bruit thermique à température ambiante.

Le germanium Hyper-pur (HPGe) a remplacé le germanium dopé au lithium (Ge:Li) car il peut être stocké à température ambiante sans dommages et peut n'être refroidi que lors des campagnes de mesures.



**Figure 2-11 : Géométries des cristaux HPGe [85]**

### 2.2.1.3. Cahier des charges du détecteur

Le cahier des charges pour l'achat d'un système de spectrométrie comprenant un détecteur à semi-conducteur au germanium hyper pur (HPGe), une électronique adaptée aux forts taux de comptage et un système de refroidissement a été réalisé [86]. Les principaux éléments sont le type de cristal (germanium hyper pur de type N et de géométrie planaire), ses dimensions ( $e=10$  mm,  $\phi=10$  mm) et la finesse de sa fenêtre ( $\approx 10$   $\mu\text{m}$ ) afin de permettre des mesures jusqu'à 150 keV. Enfin le préamplificateur doit être adapté aux forts taux de comptage pour permettre la mesure de débit de photons d'au moins 10000 MeV/s. Bien que le refroidissement à l'azote liquide soit le plus classique, un système de refroidissement électrique (CRYOPULSE 5 de Canberra) lui a été préféré pour refroidir le cristal à 87 K. Le semi-conducteur étant directement fixé au cryogénérateur, le détecteur résultant est lourd (17 kg) et volumineux (46 x 14,5 x 36 cm<sup>3</sup>).

Il existe des modèles « très basses énergies », avec des fenêtres très fines en béryllium (25  $\mu\text{m}$ ), ou en polymère aluminisé (340 nm) et des contacts de faibles dimensions, appelés « (Ultra) Low Energy Germanium » (Ultra LEGe) chez Canberra. Le tableau 2-7 permet de comparer les résolutions commerciales (en eV) à 5,9 keV de différents systèmes. On constate donc que le germanium Ultra LeGe a la meilleure résolution de tous ces systèmes, et c'est le détecteur retenu pour cette étude.

**Tableau 2-7 : Comparaison des résolutions typiques de différents systèmes utilisés en spectrométrie**

Type	Nal	CdTe	Si	Ge (planaire)	Si (Li)	Ultra LeGe
Résolution (à 5,9keV) en eV	3000	400	200	180	160	150

### 2.2.1.4. Cahier des charges de l'électronique

Les électroniques de spectrométrie étaient limitées à des flux incidents de quelques milliers de coups par seconde. Diverses méthodes ont été développées pour pallier cet inconvénient (systèmes de rejet d'empilement, de correction du temps réel), permettant d'atteindre quelques dizaines de milliers de coups par seconde. Le module électronique devait suivre un cahier des charges [86] et conserver les caractéristiques suivantes jusqu'à un taux de comptage de  $50\,000\text{ s}^{-1}$  :

- une perte de comptage inférieure à 5 %,
- une dégradation en résolution inférieure à 20 %,
- une dérive en énergie du spectre inférieure à 0,01 keV.

Une excellente résolution était également demandée avec une résolution à mi-hauteur (FWHM) vérifiant:  $\text{FWHM (5,9 keV)} < 160\text{ eV}$  et  $\text{FWHM (122 keV)} < 520\text{ eV}$ , ainsi qu'une bonne symétrie des pics, évaluée par le rapport entre le dixième de la hauteur (FWTM) et la mi-hauteur (FWHM) :  $\text{FWTM} / \text{FWHM} < 1,95$ .

Le système LYNX de Canberra, basé sur une technologie FPGA (Field Programmable Gate Array), et couplé à un Ultra LEGe répondait à la plupart de ces critères. L'électronique du détecteur germanium se compose donc d'un préamplificateur placé sur le « nez » du détecteur, et d'un système d'amplification et de traitement numérique du signal correspondant au boîtier "LYNX", qui fournit la haute tension (-500 volts) et la sortie vers le PC via une liaison Ethernet.

### 2.2.1.5. Les autres détecteurs du LMD

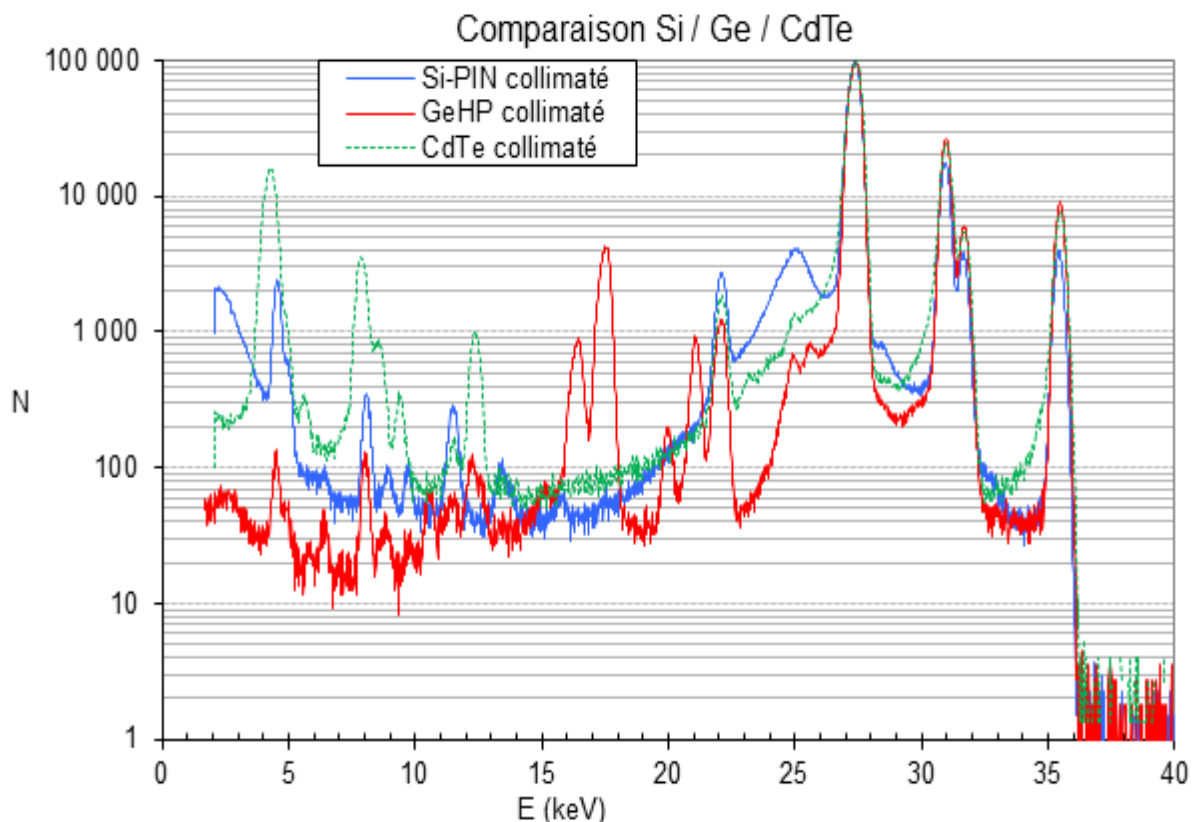
Le système retenu se compose donc d'un UltraLEGe, couplé à un CRYOPULSE et commandé par un LYNX. Cependant, le coefficient d'atténuation massique du germanium présente une discontinuité à 11,103 keV (cf. chap. 1), ce qui complique l'étude des spectres autour de ce seuil K. Il est donc souhaitable de comparer les spectres obtenus à d'autres mesures. Or, deux autres spectromètres et une électronique PX4 de chez Amptek avaient été acquis pour des études antérieures et des mesures chez des clients. Les caractéristiques de ces 3 systèmes sont détaillées dans le tableau 2-8 [85, 87].

**Tableau 2-8 : Caractéristiques commerciales des trois spectromètres du LMD.**

	Ge « ARPEGE »	Si « DEXION »	CdTe
Fabricant	Canberra	Amptek	Amptek
Modèle	Ultra LEGe 'GUL 0110'	XR-100CR	XR-100T-CdTe
Electronique associée	LYNX	PX4	PX4
Z cristal	32	14	48,5
Surface active (mm <sup>2</sup> )	100	11,1	9
Epaisseur (mm)	10,98 (18) mm	0,523 (21) mm	1,0 (non mesuré)
Fenêtre d'entrée (Be)	25 µm	25 µm	100 µm
Tension nominale	- 500 V	+ 180 V	+ 500 V
Température nominale	87 K (Cryopulse)	254 K (Peltier)	254 K (Peltier)
Liaison électronique/PC	Ethernet	USB	USB
Rendement > 10 %	[1 ; 36 keV]	[1 ; 300 keV]	[2 ; 220 keV]
FWHM (5,9 keV) en eV	150	200	220
FWHM (122 keV) en eV	520	N.C.	850
$\frac{\text{Pic (5,9 keV)}}{\text{Fond [2 - 4 keV]}}$	2000	6000	100



Ces deux autres détecteurs ne sont refroidis que par des étages Peltier, ce qui en fait des détecteurs facilement transportables, légers et de petite taille. Le rendement du détecteur silicium chute rapidement et est inférieur à 10 % au-delà de 36 keV, il ne peut donc pas être utilisé pour des rayons X d'énergie supérieure à 36 keV du fait des importantes corrections de rendement. Le détecteur CdTe sera utilisé au-delà pour valider les spectres mesurés par le détecteur germanium. Pour comprendre les différences entre ces détecteurs, il convient de comparer leurs réponses à une même source. La figure 2-12 représente la mesure du même grain d'iode par ces trois détecteurs. La chute de rendement du détecteur Si est visible sur le pic à 35,5 keV de l'iode. Celui au CdTe est quant à lui moins bien résolu que les autres, et présente d'importantes traînes à gauche de ces pics. Enfin les détecteurs GeHP et le CdTe présentent un certain nombre de pics supplémentaires par rapport au spectre du silicium, ce sont des artefacts issus du détecteur.



**Figure 2-12: Spectres d'un grain d'iode 125 mesuré avec le Ge (rouge), le Si (bleu) et le CdTe (vert).**

Le processus de détection induit des déformations sur les spectres. Une étude poussée doit donc être menée pour comprendre et expliciter les phénomènes d'interactions dans le détecteur, afin de s'affranchir de la réponse intrinsèque du détecteur et de remonter au spectre réellement émis par la source. Par souci de simplicité, l'étude détaillée de la réponse sera limitée au détecteur germanium ARPEGE, et détaillée au chapitre 3, sachant que les techniques de mesure des artefacts et les procédés de correction développés pour le germanium (et détaillés au chapitre 4) peuvent s'adapter à d'autres détecteurs.

### 2.2.2. Mise en place des mesures

Afin de mesurer nos sources dans les meilleures conditions, des collimateurs ont été étudiés, et deux bancs dédiés ont été mis en place, l'un pour les sources scellées et l'autre pour les tubes à rayons X.

### 2.2.2.1. Choix du collimateur

Le spectromètre doit être collimaté pour limiter les effets de bords dans le cristal (interactions dans les structures annexes), qui se traduisent par des déformations sur le spectre, et également pour réduire le flux incident sur le détecteur. L'aluminium (en basse énergie), le tungstène et le plomb sont couramment utilisés comme matériaux de collimation et leur transmission, calculée à partir de XCOM [18] figure dans le tableau 2-9. Trop léger, l'aluminium n'est pas adapté à la collimation de photons d'énergie supérieure à 35 keV. Fragile et oxydable, le plomb est difficile à travailler. Quant au tungstène, pour les petits diamètres, le perçage étant impossible, l'électro-érosion est utilisée, ce qui limite l'épaisseur à quelques mm. Le tungstène a été retenu pour les collimateurs utilisés ici.

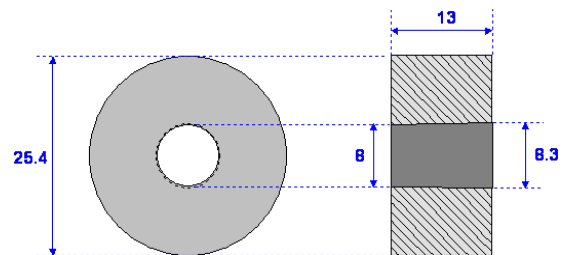
**Tableau 2-9: Comparaison des propriétés de l'aluminium, du tungstène et du plomb.**

	Z	Masse volumique (g.cm <sup>-3</sup> )	Transmission d' 1 cm		Usinage facile	Faible oxydation	Grande dureté	Faible coût
			à 35 keV	à 150 keV				
Al	13	2,7	0,134	0,689	Oui	+	-	+
W	26	19,3	$6,20 \cdot 10^{-123}$	$5,60 \cdot 10^{-14}$	Pas aux petits	++	++	--
Pb	82	11,35	$3,84 \cdot 10^{-97}$	$1,17 \cdot 10^{-10}$	Non	-	---	+

L'épaisseur est adaptée à l'énergie et le diamètre au débit de fluence du faisceau incident.

#### ❖ Pour les sources d'iode

Pour ARPEGE, dont le diamètre du cristal est de 13,4 mm, un collimateur légèrement conique en tungstène a été fabriqué. Comme schématisé sur la figure 2-13, ses diamètres d'entrée et de sortie sont de 8 mm et de 8,3 mm pour une épaisseur de 13 mm.

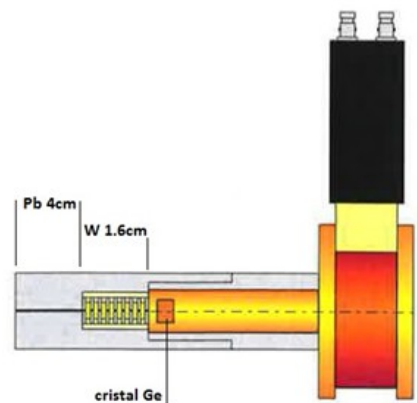


**Figure 2-13 : Collimateur d'ARPEGE**

#### ❖ Pour les tubes à rayons X

Au vu des hauts flux, un collimateur plus épais est nécessaire pour les mesures des sources de haut flux ou de plus haute énergie. Un empilement en peigne de 8 collimateurs de 2 mm d'épaisseur chacun, espacés ou non par des entretoises, est utilisé pour limiter le flux incident sur le détecteur. Les diamètres disponibles varient de 50  $\mu\text{m}$  à 2 mm. La transmission à 150 keV est de  $5,0 \cdot 10^{-6}$  pour 4 mm de tungstène contre  $6,3 \cdot 10^{-22}$  pour 16 mm.

**Figure 2-14: Collimateurs peigne en tungstène de 16 mm d'épaisseur pour la mesure des tubes à rayons X.**



Pour les hautes énergies, il convient d'ajouter un collimateur extérieur en plomb, de diamètre 1 mm, et recouvrant tout le nez du détecteur pour éviter les transmissions comme illustré sur la figure 2-14. Ce système de collimateurs peigne, adaptable sur les 2 autres détecteurs du LMD, doit permettre de mesurer tous les faisceaux d'intérêt. L'influence des collimateurs sur la forme du spectre sera étudiée au chapitre 3.



### 2.2.2.2. Banc pour les sources d'iode

L'angle solide de détection  $\Omega$  devant être connu avec précision, un banc de mesure dédié a été mis en place au LMD. L'alignement de la source et du détecteur est assuré à l'aide d'un laser, et la distance source-détecteur mesurée par un système inductif, précis à 100  $\mu\text{m}$ , cf. figure 2-15. Le grain source à mesurer est inséré dans un tube en kapton très fin, lui-même placé sur une platine de rotation pilotée sous Labview, afin de permettre la mesure de l'anisotropie d'émission.

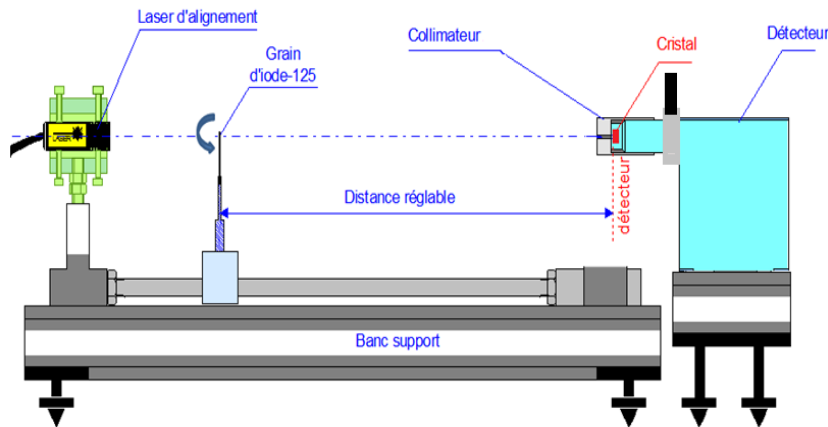


Figure 2-15: banc de mesure des sources d'iode

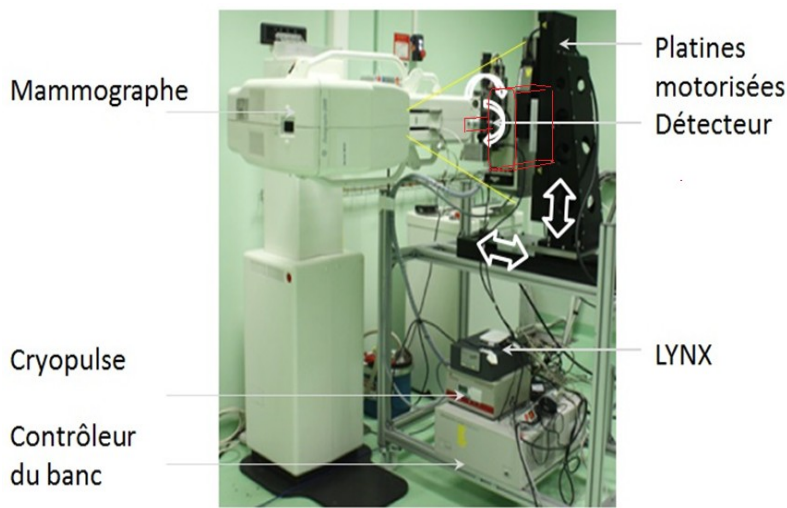
Ce banc, conçu pour le détecteur silicium, a été adapté pour le germanium. Il est également approprié à la mesure des radionucléides étalons ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{141}\text{Eu}$ ) utilisés pour les mesures de rendement, leur support de source pouvant se fixer sur le banc.

### 2.2.2.3. Banc pour les tubes à rayons X

Pour les tubes à rayons X, il est nécessaire d'utiliser de très petits collimateurs afin de limiter le flux incident sur la surface du détecteur, et d'éviter les saturations. Pour ce faire, divers collimateurs en tungstène de très petits diamètres (jusqu'à 50  $\mu\text{m}$ ) ont été fabriqués. L'inconvénient d'un tel système est son angle solide très restreint, qui complique l'étape d'alignement. De plus, la position du foyer n'est pas connue avec précision. Un positionnement manuel du détecteur peut alors conduire à un mauvais alignement, et à la mesure d'un spectre diffusé et non primaire.

#### ❖ Banc motorisé

Un système automatisé a été développé pour assurer un alignement précis des détecteurs. Ainsi, 4 platines motorisées (2 rotations, 2 translations), commandées sous Labview, permettent de s'aligner avec le foyer quelle que soit la position dans le champ. Pour cela, il faut chercher la position où le flux



est maximum sur une grande gamme (pas de 0,1 mm en translation et de 0,1° voire 0,01° en rotation). Deux autres platines permettent si nécessaire d'optimiser la position du collimateur. Les 6 platines sont commandées et alimentées par un contrôleur dédié.

Figure 2-16: Banc 6 axes pour les mesures sur les tubes à rayons X (ici le mammographe).

Ce système de platines motorisé permet un placement précis et reproductible de chacun des 3 détecteurs, dont le germanium de 17 kg (cf. figure 2-16). Un second système automatisé, a été développé par ailleurs pour les mesures in situ avec le CdTe.

❖ Logiciel dédié

Les détecteurs Canberra (resp. Amptek) sont fournis avec leurs logiciels d'acquisition respectifs : GENIE 2000 (resp. ADMCA). Ces logiciels étant limités en termes d'analyse spectrale, nous ne les avons utilisés que pour l'acquisition des spectres d'iode. Pour les tubes à rayons X, un logiciel a été développé sous Labview, afin de gérer à la fois à la fois l'acquisition des spectres depuis le LYNX par liaison Ethernet (ou le PX4 par liaison USB) mais également la communication avec les platines motorisées. Il permet ainsi de réaliser le réglage des paramètres électroniques, de fixer la position des 6 axes, de lancer des séquences automatiques de recherche d'alignement puis l'acquisition d'un spectre. Son interface utilisateur est présentée en figure 2-17, et la forme gaussienne au centre est le tracé en 2D du taux de comptage, permet de trouver l'alignement optimal. A gauche, l'affichage du spectre (qui peut être enregistré) se construit par lectures fréquentes de l'électronique.

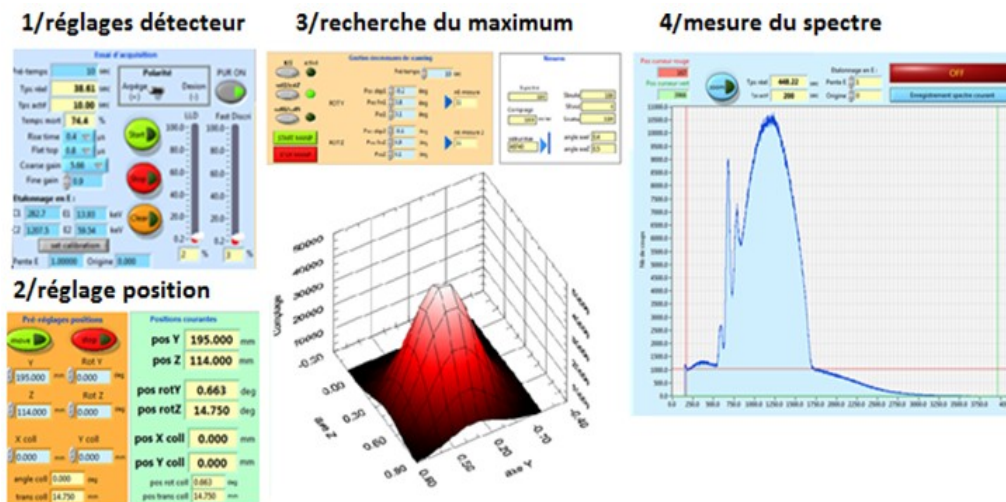
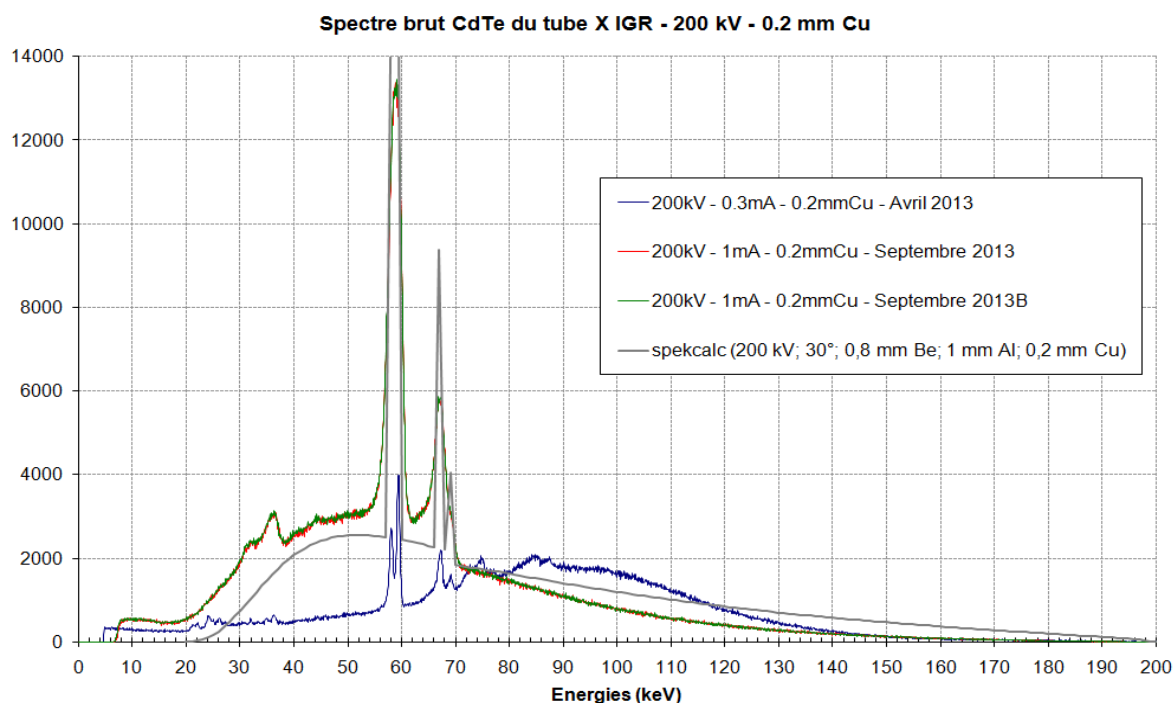


Figure 2-17 : Interface du logiciel 'scan faisceau' (faisceau CCRI25).

❖ Illustration d'un mauvais positionnement

Pour illustrer les conséquences d'un mauvais alignement, la figure 2-18 présente 3 spectres mesurés avec le détecteur CdTe sur un tube à rayons X de l'institut Gustave Roussy (IGR). Le spectre en bleu, correspond à un positionnement manuel, alors que les spectres en rouge et vert sont obtenus après positionnement automatisé. On constate tout d'abord une bonne répétabilité du spectre obtenu entre les spectres rouge et vert. Cependant l'écart entre le spectre bleu et vert est flagrant, et se traduit par des différences d'énergies moyennes sur les spectres bruts de plus de 20 keV (82,6 keV pour le spectre bleu et 62,1 keV pour le spectre vert). Il est probable que le spectre bleu soit un spectre diffusé dû à un alignement sur un maximum secondaire, et non le spectre primaire. Enfin, si l'on compare les spectres mesurés avec un spectre calculé en ne prenant compte que les données constructeur (0,8 mm Be ; 1 mm Al, 0,2 mm Cu), on constate de nettes différences entre le résultat calculé par SpekCalc (énergie moyenne 77,7 keV) et les mesures. Ces résultats seront expliqués au chapitre 5.



**Figure 2-18: Spectres à 200 kV acquis à l'IGR avec le CdTe avec (en rouge et vert) et sans système de positionnement automatisé (en bleu) et comparaison avec le spectre calculé avec SpekCalc (en gris) [88].**

Cette figure illustre bien l'importance des conditions de mesure, en particulier du bon positionnement du spectromètre, du fait de l'utilisation de très petits collimateurs.

## Conclusion

En résumé, il existe un large choix d'outils permettant de calculer la distribution énergétique de la fluence des sources de rayons X. Pour les tubes à rayons X, des logiciels déterministes ont été développés afin de prédire le spectre émis en quelques secondes. Plus récemment, avec l'augmentation des puissances de calcul, de nombreux physiciens se tournent vers les simulations Monte-Carlo pour calculer les spectres émis. Pour ce projet, 4 codes déterministes et le code PENELOPE ont été utilisés, afin de comparer les calculs aux mesures et d'améliorer la modélisation des sources. Ce chapitre a mis en évidence des écarts entre ces spectres calculés, en particulier à basse énergie et sur les raies d'anode. La solution choisie ici consiste donc à mesurer les faisceaux de rayons X par spectrométrie directe, en développant tous les outils nécessaires à des mesures peu déformées. Des bancs de mesures et des collimateurs ont été conçus pour nos sources, et un détecteur en germanium hyper-pur de type Ultra-LEGe a été retenu suite à un cahier des charges exigeant. Il fonctionne avec son électronique de type LYNX, et son générateur électrique de froid de type CRYOPULSE. D'autres détecteurs (Si, CdTe) étant disponibles, leur comparaison a mis en évidence la nécessité de comprendre et corriger des interactions dans le détecteur, car celles-ci déforment le spectre mesuré. L'étude approfondie du détecteur Germanium fait ainsi logiquement l'objet du chapitre 3.



**CHAPITRE 3 :**

**CARACTERISATION**

**DU SYSTEME DE DETECTION**

Le détecteur principal de cette étude, baptisé ARPEGE, est composé d'un germanium (de type Ultra LEGe) associé à une électronique numérique LYNX de la société CANBERRA. Le cristal de germanium hyper pur est refroidi à 87 K avec un cryo-générateur. Les spectromètres au germanium, développés depuis les années 70, ont fait leurs preuves et restent les détecteurs de référence en spectrométrie, car de nombreux changements technologiques ont permis des améliorations aussi bien en termes de résolution énergétique qu'en termes de qualité spectrale. En effet, la réponse d'un semi-conducteur à un faisceau monochromatique ne se réduit pas à une simple gaussienne mais de nombreux phénomènes interviennent, avec des intensités variables selon l'énergie incidente. En mesure spectrométrique « standard » (mesure d'activité), seuls les pics sont mesurés et corrigés du rendement après soustraction du bruit de fond. En revanche, pour la dosimétrie, l'ensemble du spectre est important, et il faut pouvoir corriger le spectre mesuré des déformations induites par le détecteur. La connaissance de la réponse du détecteur est donc un préalable nécessaire à la correction des spectres.

Ce chapitre détaillera donc les moyens et méthodes de caractérisation d'un spectromètre. Bien que les deux autres détecteurs (Si et CdTe) du laboratoire aient été également caractérisés, cette partie ne reprendra que les résultats concernant le détecteur germanium ARPEGE, car il correspond au meilleur compromis dans la gamme d'énergie considérée. Après une présentation du système de radiographie et des composants d'ARPEGE, les caractéristiques des différentes sources utilisées pour cette étude quantitative (rendement) et qualitative (forme des spectres) seront détaillées. L'électronique LYNX a fait l'objet d'une étude poussée, afin d'optimiser les réglages des constantes de mise en forme et de connaître les limites du système de rejet d'empilement. En effet, face aux forts taux de comptage rencontrés, l'électronique peut saturer. L'influence de collimateurs utilisés pour réduire les flux incidents sur le détecteur sera également discutée. Les résultats de ce chapitre seront présentés en deux parties : tout d'abord, les valeurs de rendements et la courbe d'ajustement, puis, l'évolution de la forme du spectre ou « signature du détecteur ». Cette dernière a été d'une part modélisée par des fonctions mathématiques pour permettre son calcul rapide pour n'importe quelle énergie et d'autre part simulée avec le code PENELOPE après ajustement de la géométrie du détecteur. A partir de la réponse du détecteur et du spectre mesuré, des traitements mathématiques permettent alors de remonter au spectre incident et donc au spectre réellement émis par la source.

### 3.1 Outils de caractérisation

La première étape de caractérisation du détecteur a consisté à radiographier celui-ci afin de connaître la nature et les dimensions de ses composants internes, données nécessaires aux simulations Monte-Carlo. La seconde étape correspond à l'étude de la réponse spectrale du détecteur en fonction de l'énergie incidente. Le moyen d'étude idéal pour effectuer cette caractérisation est une source de rayons X étalonnée, monochromatique et accordable dans notre gamme d'étude [5 - 150 keV]. Une telle source n'existant pas, différents moyens ont été nécessaires, à savoir :

- 4 radionucléides étalons ( $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  et  $^{241}\text{Am}$ ), fabriqués au LMA;

- l'installation SOLEX (Source Of Low Energy X-rays) du LNHB, monochromatique, ajustable et équipée d'un compteur de référence, a été utilisée ici dans la gamme [5 - 17 keV] ;
- la ligne de lumière ID17 du synchrotron ESRF (European Synchrotron Radiation Facility), fournit un faisceau intense, monochromatique et ajustable entre 22 et 150 keV;
- le tube à rayons X Gulmay 160 kV du laboratoire pour la réalisation d'études à flux variables.

La présentation de ces différents moyens de caractérisation fait l'objet de ce sous-chapitre.

### 3.1.1 Radiographie

D'après le constructeur, le cristal de germanium hyper pur est cylindrique (diamètre 13,5 mm, épaisseur 10 mm) et la fenêtre d'entrée est en béryllium de 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les dimensions du cristal doivent être connues avec précision pour comprendre certains phénomènes et modéliser le détecteur avec le code Monte-Carlo PENELOPE.

#### 3.1.1.1 Système de radiographie

Le détecteur a donc été radiographié au laboratoire à l'aide d'un système composé d'un tube à rayons X de type micro-focus (tache focale de 7  $\mu\text{m}$ , anode en tungstène à 39°) et d'un capteur de type flat-panel comme présentés sur la figure 3-1. Le flat panel a une surface active de 12 x 12  $\text{cm}^2$  et une résolution de 50  $\mu\text{m}$  [89]. Les radiographies obtenues ont été acquises avec le logiciel HiPic et analysées à l'aide du logiciel de traitement d'images Matrox Inspector. Les conditions d'utilisation du tube à rayons X pour les radiographies ont été les suivantes : 100 kV, 100  $\mu\text{A}$ , 250 ms.

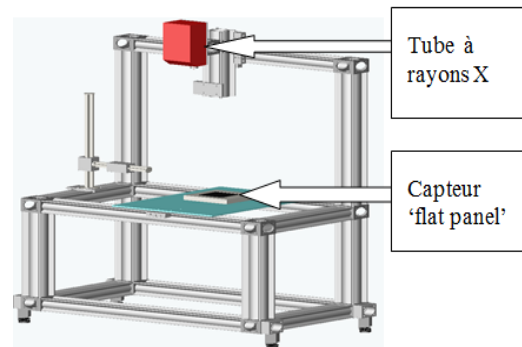


Figure 3-1 : Système de radiographie du LMD (tube Hamamatsu L7902 et capteur 7942SK).

#### 3.1.1.2 Composants d'ARPEGE

Les principaux constituants internes du détecteur ARPEGE sont identifiés sur la radiographie présentée en figure 3-2. Le détecteur est constitué d'un cristal planaire de germanium hyper pur, de type N. Bien que le type P soit plus facile à produire, le type N présente de meilleures qualités en spectrométrie, en particulier aux basses énergies, et il est plus résistant aux dommages radio-induits [81, 90]. Le germanium étant un matériau dense, le cristal apparaît comme un cylindre foncé sur la figure 3-2. Le cristal est refroidi par l'intermédiaire d'un doigt froid, généralement en cuivre, visible à droite de l'image, et il est maintenu dans une « tulipe » constituée d'un matériau léger (en gris clair sur la radiographie). Sur le côté gauche, l'emplacement de la fenêtre en béryllium apparaît en forme de marches. Le collimateur interne de 11,3 mm annoncé par le fabricant étant peu marqué (gris clair) sur la radiographie, il semble être constitué d'un matériau léger, tel que l'aluminium. Le circlip en métal, visible sur l'avant du détecteur, maintient probablement un écran infrarouge en Mylar et aluminium (environ 100 nm), classiquement rencontré sur ce type de détecteur [91]. Le nez du détecteur est maintenu sous vide, et des sacs de zéolite permettent de capturer les atomes de gaz résiduels. Les fils électriques véhiculent la haute tension vers le cristal et transmettent les signaux au préamplificateur situé en aval de la tête de détection.







de 13,5 mm de diamètre et de 10 mm d'épaisseur. De plus, le volume de germanium mesuré par radiographie n'est pas entièrement actif, il comporte des zones « mortes » de germanium, où les charges ne sont pas collectées, ainsi que des zones partiellement actives réparties en bordure du cristal, dont la surface d'entrée. Les dimensions de la zone morte et du contact électrique situés sur la face d'entrée seront ajustées ultérieurement par simulation Monte-Carlo (cf. 3.7).

### 3.1.2 Radionucléides

Pour étalonner en énergie le spectromètre et commencer la caractérisation de sa réponse, des radionucléides étalons étaient nécessaires. Afin de couvrir au mieux la gamme [5 - 150 keV], les sources retenues ont été l' $^{241}\text{Am}$ , le  $^{133}\text{Ba}$ , le  $^{152}\text{Eu}$  et le  $^{55}\text{Fe}$ . Les sources d' $^{241}\text{Am}$ , de  $^{133}\text{Ba}$  et de  $^{152}\text{Eu}$

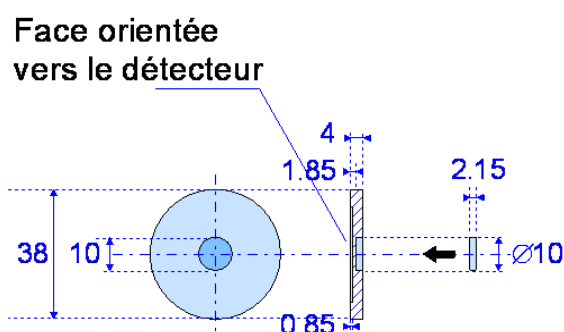


Figure 3-4 : Support de source.

ont été fabriquées au LMA selon le modèle de support décrit sur la figure 3-4. L'emplacement prévu pour le dépôt de la solution radioactive correspond au puits central. Le diamètre réel du dépôt radioactif, mesuré avec un film radiosensible, est de l'ordre de 3 mm. L'activité apparente de ces sources a été déterminée par le LMA, et les résultats figurent dans l'annexe 9. La source de  $^{55}\text{Fe}$  a également été fabriquée au LMA par séchage d'une solution radioactive sur un support en papier buvard.

### 3.1.3 SOLEX

L'installation SOLEX du LNHB est une source monochromatique de rayons X sur la plage [1 - 20 keV]. SOLEX permet de réaliser des mesures de coefficients d'atténuation, d'épaisseurs de matériaux, ou encore des caractérisations de détecteurs [92, 93, 94]. Cette installation permet une étude des détecteurs à la fois qualitative (variations de forme des spectres mesurés autour du seuil d'absorption du germanium à 11,103 keV) et quantitative (mesure du rendement de détection jusqu'à 17 keV), grâce à un compteur proportionnel de référence permettant de mesurer le flux monochromatique émergent de SOLEX.

#### 3.1.3.1 Description

L'installation SOLEX est constituée d'un tube à rayons X sans fenêtre, à anode en cuivre. Le tube et son monochromateur à cristal courbé sont installés dans une enceinte sous vide, tel qu'illustré en figure 3-5 [95]. Cette installation a été utilisée pour quantifier le rendement de détection d'ARPEGE entre 5 et 17 keV, avec deux cristaux monochromateurs : le LiF (200) et le Quartz (1340). L'énergie de sortie de SOLEX est réglable grâce à la rotation de son monochromateur (mode 'fixed exit') et calculée suivant la loi de Bragg ( $\Delta E \approx 50$  eV).

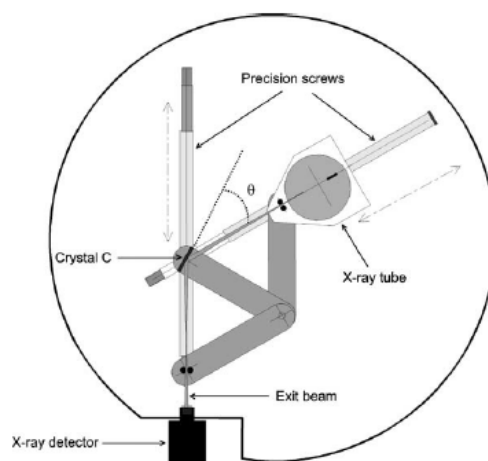


Figure 3-5: Schéma de SOLEX [89].

Cette source est équipée d'un détecteur de référence, REFLEX, qui est un compteur proportionnel à gaz (Ar 90% - CH<sub>4</sub> 10%), pressurisé à 500 hPa absolu et équipé de fenêtres en béryllium de 25 µm d'épaisseur [96, 97]. Le flux du tube à rayons X présente des maxima au niveau des raies caractéristiques de son matériau d'anode, le cuivre, soit à 8,048 keV et à 8,905 keV. Le flux peut être ajusté en jouant sur l'intensité du courant (jusqu'à 100 mA) et l'ouverture des fentes de sortie. Les mesures de rendement en fonction de l'énergie sont obtenues par comparaison du nombre de photons vu par le détecteur et par le compteur de référence REFLEX.

### 3.1.3.2 Configuration de mesure avec ARPEGE

Afin d'obtenir des mesures avec des incertitudes faibles, l'idéal aurait été de connecter le détecteur à l'enceinte sous vide de SOLEX, afin de s'affranchir de corrections d'atténuation de l'air problématiques à basse énergie. En l'absence de bride de connexion, ARPEGE n'a pas pu être connecté à l'enceinte sous vide (figure 3-6). De ce fait, les mesures ont été effectuées dans l'air, à 7,6 cm de la fenêtre de sortie en béryllium de SOLEX, de 100 µm d'épaisseur. Le faisceau issu de SOLEX ( $\approx 10 \text{ mm}^2$ ) est totalement inscrit sur la surface de détection ( $\approx 130 \text{ mm}^2$ ).

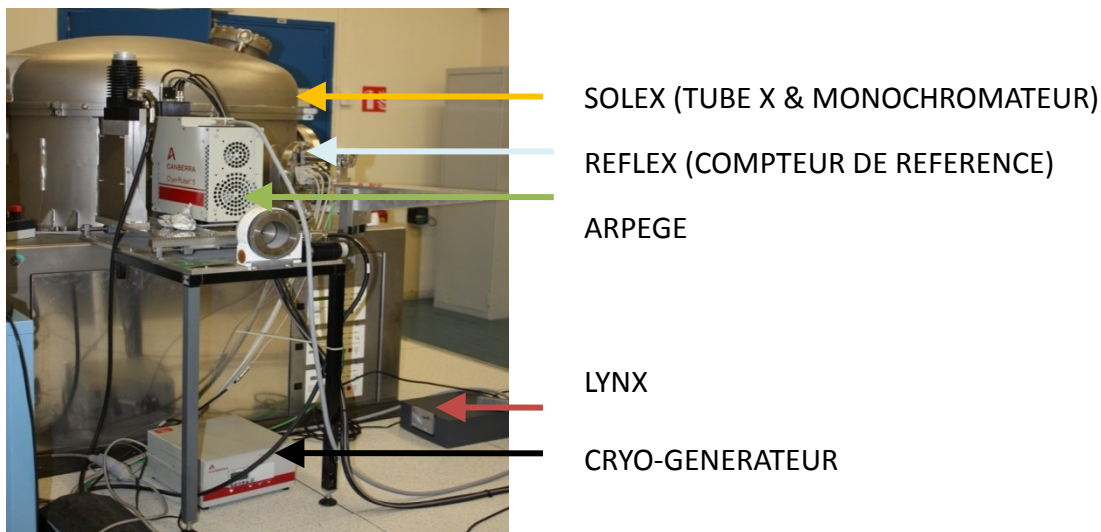


Figure 3-6: Montage expérimental avec ARPEGE à SOLEX.

## 3.1.4 ESRF ID17

Afin de poursuivre la caractérisation d'Arpège à plus haute énergie, une demande de temps de faisceau a été demandée et acceptée à l'ESRF, sous la forme de 9 créneaux de 8 h sur la ligne de lumière ID17.

### 3.1.4.1 Le synchrotron ESRF

L'ESRF est un synchrotron de 3<sup>ème</sup> génération, en fonctionnement depuis 1994 à Grenoble [98]. Les synchrotrons produisent, à partir d'un faisceau d'électrons, des rayonnements sur une large gamme de longueurs d'onde (des micro-ondes jusqu'aux rayons X). Ce type de source fournit une lumière cohérente très intense utilisée dans des domaines aussi variés que la biologie, l'imagerie, ou encore la cristallographie. En 1947, des chercheurs de General Electric qui faisaient circuler des électrons à grande vitesse dans un anneau, ont découvert que les électrons perdaient une partie de leur énergie sous forme de rayonnement, appelé rayonnement synchrotron par la suite.

Le site de l'ESRF, optimisé pour la production de rayons X de 10 à 200 keV, est composé d'un accélérateur linéaire ou *LINAC* (accélérant les électrons de 0 à 200 MeV), d'un anneau synchrotron ou *Booster* (de 200 MeV à 6 GeV) et d'un anneau de stockage ou *storage ring* de 844 m. Dans l'anneau de stockage, les électrons de 6 GeV tournent à une vitesse proche de celle de la lumière et émettent un rayonnement lors du passage dans des aimants de courbure ou des chicanes magnétiques (*wigglers* et *onduleurs*). Ce rayonnement est ensuite utilisé au niveau de postes expérimentaux périphériques appelés lignes de lumière, comme la ligne ID17 visible sur la figure 3-7.



Figure 3-7: vue aérienne de l'ESRF (en rouge les faisceaux d'électrons et en jaune une ligne de rayons X). [11]

### 3.1.4.2 La ligne ID17

Cette ligne, spécialisée dans les applications médicales, possède deux salles d'expérimentation. La première, proche de l'anneau de stockage, fournit aux utilisateurs un flux très intense de rayons X polychromatiques (de 0 à 300 keV). Elle est utilisée pour les protocoles de radiothérapie micro-faisceau (MRT). La seconde, visible sur la figure 3-7, fournit un faisceau monochromatique pour l'imagerie (tomographie, angiographie) ou la radiothérapie stéréotaxique par rayonnement synchrotron (SSRT) [99, 100]. Ce type de faisceau présente en effet les caractéristiques idéales pour l'étalonnage d'un détecteur, à savoir une énergie ajustable facilement et rapidement sur une grande gamme d'énergies (entre 22 et 150 keV), avec une grande pureté ( $\Delta E/E=0,1\%$  de la bande passante). Le flux incident très important (de l'ordre de  $10^{14}$  photons.(s.mrad)<sup>-1</sup> pour 0,1 mA), propre aux synchrotrons, représente ici un inconvénient au vu des capacités de traitement de l'électronique.

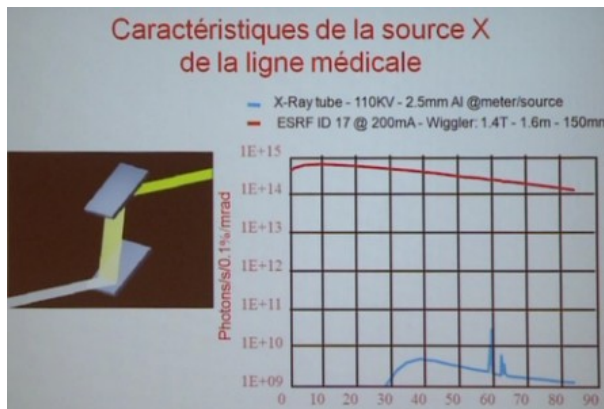


Figure 3-8: comparaison en termes d'énergie et de flux d'un tube à rayons X et de la ligne ID17 [100]

Le faisceau avant les monochromateurs est bien plus intense (plus brillant de 5 décades que les rayons émis par des tubes à rayons X [100]), comme le montre la figure 3-8. Malgré les monochromateurs, l'utilisation de petits collimateurs (150 et 500  $\mu\text{m}$  de diamètre) et d'un blindage en plomb de 4 cm, un mode peu intense ( $4 \times 10$  mA) a été volontairement privilégié afin de limiter le flux à l'entrée du détecteur. Enfin, le flux est ajustable en jouant sur la divergence du faisceau, contrôlée par l'ouverture de l'élément d'insertion de la beamline (*wiggler*). Les propriétés de l'élément d'insertion et la géométrie de la beamline limitent spatialement le faisceau (hauteur maximum : 10 mm, largeur maximum: 150 mm). Par ailleurs, les écrans de fluorescence et les lasers de la ligne ont été très utiles pour aligner notre détecteur avec le faisceau.

### 3.1.5 Tube à rayons X Gulmay 160 kV

Le LMD possède de nombreux tubes à rayons X, détaillés au chapitre 1, dont le tube Gulmay 160 kV. Ce dernier est constitué d'une anode en tungstène, inclinée de 20°, et d'une fenêtre en béryllium de 1 mm. Sur ce tube, le débit de fluence photonique peut être ajusté en jouant sur l'intensité entre 0,1 mA et 20 mA. Ce tube permet donc de réaliser aisément une étude à flux variable du système, afin d'ajuster les paramètres électroniques.

## 3.2 Étude électronique

L'ensemble de la chaîne de spectrométrie a été optimisée pour différentes gammes de flux incidents. Le laboratoire dispose de 2 modules électroniques : le PX4 de chez Amptek et le LYNX de chez Canberra [85, 87]. Le LYNX, qui peut traiter des signaux de polarisations positives ou négatives, est donc compatible avec les 3 détecteurs du laboratoire. De plus, il présente une plus grande gamme de paramètres de mise en forme que le PX4. L'étude de l'électronique s'est donc limitée au LYNX associé au détecteur ARPEGE. Cette étude a commencé par la vérification des performances annoncées par le fabricant. Ce faisant, la visualisation des signaux en sortie des différents étages du LYNX est ici mise à profit pour rappeler les grands principes de fonctionnement d'une chaîne de spectrométrie. En particulier, le circuit de rejet d'empilement (PUR) est détaillé du fait de son importance dans nos applications. Les performances de l'électronique sont finalement évaluées à différents taux de comptage, et les paramètres optimaux choisis en fonction des résultats de l'étude à flux variable.

### 3.2.1 Réception du détecteur

Le cahier des charges du détecteur germanium et de son électronique LYNX a été décrit dans le paragraphe 2.2.1. A réception du détecteur, les caractéristiques du système ont été vérifiées avec une source d'américium 241. Les valeurs obtenues figurent dans le tableau 3-1.

**Tableau 3-1 : Vérification des caractéristiques (largeur à mi-hauteur FWHM et à un dixième FWTM).**

	FWHM (5,9 keV)	FWHM (122 keV)	FWTM / FWHM (59 keV)
Cahier des charges	< 160 eV	< 520 eV	< 1,93 (1,82 ↔ gaussienne)
Mesure (2/12/2011)	170 eV	550 eV	1,83

Bien que la résolution soit de qualité légèrement inférieure à celle demandée, la forme des pics est très satisfaisante (traîne très faible). Ainsi, la figure 3-9 permet de comparer, pour une même source d'américium 241, l'enveloppe des zones  $X_{L\beta}$  et  $X_{L\gamma}$  mesurées par les 3 détecteurs Ge, Si et CdTe disponibles au laboratoire. Les pics observés pour le silicium et le germanium semblent symétriques, contrairement à ceux du CdTe qui présentent une traîne à gauche. De plus, la meilleure séparation des raies du germanium démontre sa nette supériorité en termes de résolution énergétique, propriété fort intéressante pour l'étude de zones complexes.

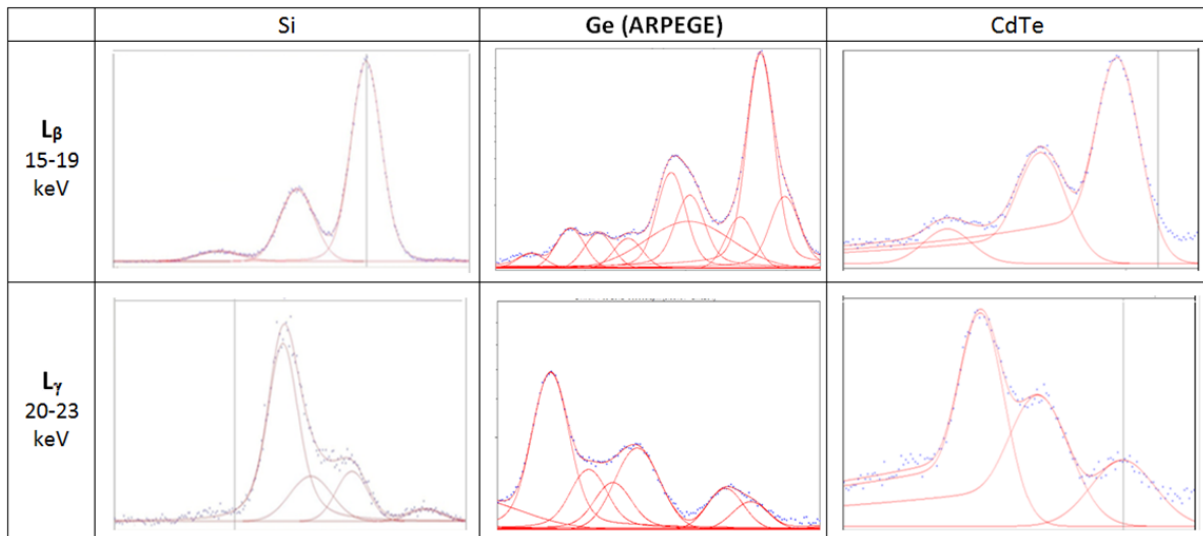


Figure 3-9: Comparaison des zones  $X_{L_{\beta}}$  et  $X_{L_{\gamma}}$  de l'américium 241, mesurées avec les détecteurs silicium (à gauche), germanium (au centre) et tellure de cadmium (à droite).

### 3.2.2 Schéma général d'une chaîne de mesure de spectrométrie

Un détecteur à semi-conducteur est comparable à une diode PiN. Les interactions entre les rayonnements ionisants et les atomes d'un semi-conducteur génèrent des porteurs de charges (électrons et trous). Au milieu des zones dopées P et N, la zone intrinsèque, non dopée, est dénuée de porteurs de charges mobiles, et polarisée avec un courant inverse, ce qui limite les recombinaisons. Le champ électrique constant met alors en mouvement les porteurs de charges créés sous irradiation, qui sont collectés par les électrodes P et N. La chaîne de mesure comporte, en aval du semi-conducteur, divers étages électroniques schématisés sur la figure 3-10.

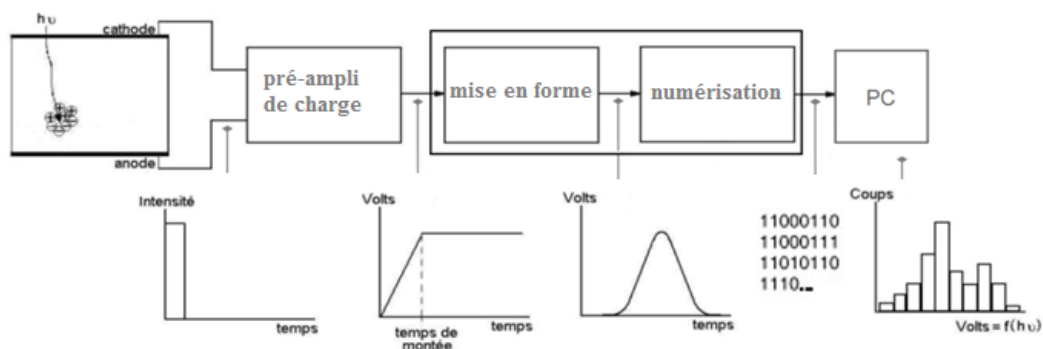


Figure 3-10 : Chaîne de mesure de spectrométrie.

La charge collectée, proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur, est transformée en un échelon de tension par un préamplificateur de charges de type intégrateur. Puis, l'électronique assure, successivement, la mise en forme du signal en un trapèze d'amplitude proportionnelle à l'énergie détectée, sa numérisation, son filtrage et enfin son stockage. Selon l'électronique, l'ordre de ces étages peut être modifié. Par exemple, une électronique numérique comme le LYNX numérise les signaux avant de les traiter sur FPGA (Field Programmable Gate Array), afin de limiter la sensibilité au bruit électronique [85]. Enfin, un logiciel d'acquisition affiche le spectre, c'est à dire l'histogramme du nombre d'événements détectés en fonction de l'énergie déposée.



### 3.2.3 Préamplificateur de charges

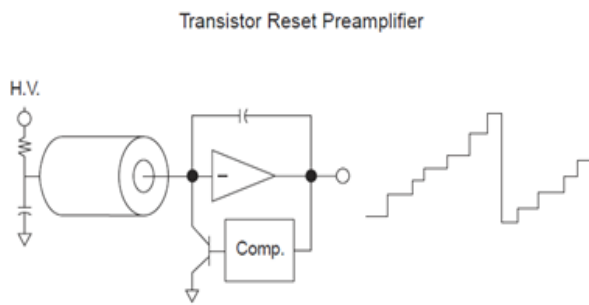


Figure 3-11: Préamplificateur de type TRP [85].

Situé au plus près du cristal, le préamplificateur est ici composé d'un transistor à effet de champ (FET) avec une remise à zéro pulsée (TRP). Comme illustré sur la figure 3-11, le transistor accumule les charges (montée en marches d'escalier) jusqu'à atteindre sa tension de saturation, puis il se remet à zéro brutalement (reset). Les transistors TRP ont un niveau de bruit faible, une bonne résolution, et permettent de traiter de forts taux de comptage.

### 3.2.4 Traitements électroniques (LYNX)

Le préamplificateur transmet un signal amplifié au boîtier électronique LYNX, qui réalise alors plusieurs opérations avant la transmission des données au logiciel d'acquisition. Ce sous-chapitre ne détaillera que deux de ces opérations : la mise en forme des impulsions et la construction de l'histogramme des événements détectés en fonction de l'énergie déposée.

#### 3.2.4.1 Mise en forme du signal

La forme optimale pour le traitement du signal est un trapèzoïde dont l'amplitude en tension est proportionnelle à la charge collectée dans le volume de détection. Ainsi, les oscillogrammes de la figure 3-12 représentent, à gauche, le signal en marche d'escalier issu du préamplificateur, et à droite, le signal trapézoïdal généré dans le module LYNX à partir du signal envoyé par le préamplificateur. Le temps de collection des charges est évalué à 288 ns (entre les deux curseurs jaunes de la figure de gauche). La mise en forme du signal est réglée de sorte que le temps de descente soit égal au temps de montée, tel que spécifié dans la documentation du LYNX. Le gabarit du trapézoïde dépend du réglage des temps de montée (TM) et de plateau (TP) appelés constantes de mise en forme (et identifiées sur la figure de droite).

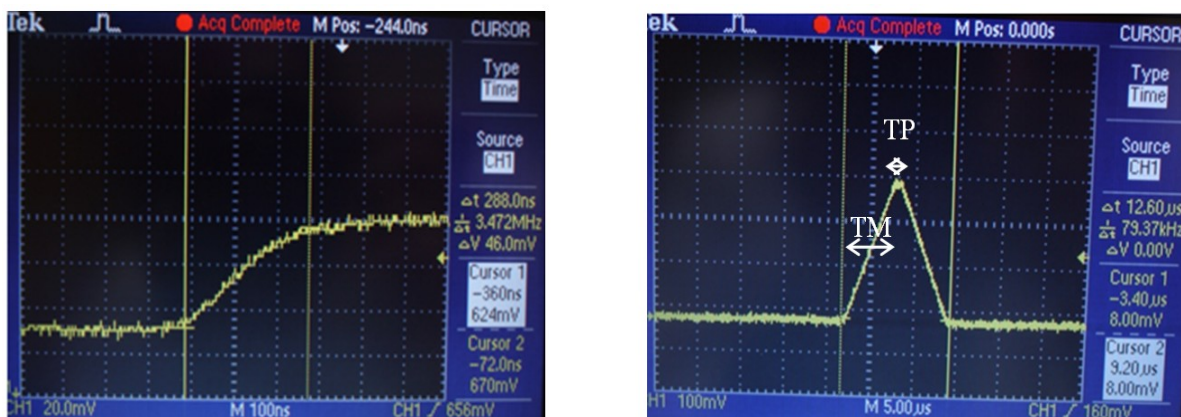


Figure 3-12 : Oscillogrammes en entrée et en sortie de l'étage de mise en forme du LYNX.

Le temps de plateau permet de prendre en compte le temps de collection des charges (effet balistique). S'il est trop court, une traîne à gauche du pic est observée car toute l'énergie déposée n'est pas collectée. Notre cristal étant petit, le temps de plateau a peu d'influence. Le rapport signal sur bruit conditionne la résolution en énergie du détecteur. Or, le signal mis en forme est d'autant

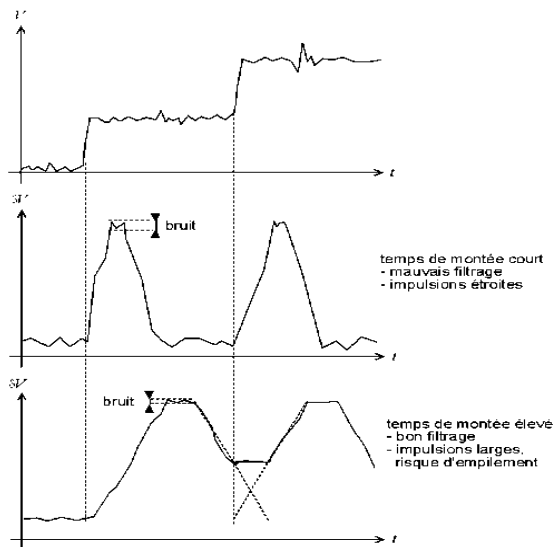


Figure 3-13: Effet du temps de montée [101].

données dans le tableau 3-2 [85, 87].

Tableau 3-2: Dimensions et recommandations du temps de plateau (TP) et du temps de montée (TM).

	Epaisseur (mm)	Surface (mm <sup>2</sup> )	TM (μs)	TP (μs)
Ge (ARPEGE)	10	100	5,6	0,8
Si	500	11,1	2,4	0,2
CdTe	1	9	3,2	0,2

### 3.2.4.2 Construction de l'histogramme en énergie

Chaque interaction photon-germanium conduit, après amplification et mise en forme, à un signal trapézoïdal, dont l'amplitude du plateau est proportionnelle à l'énergie collectée. Ce signal peut alors être, ou non, filtré par d'autres étages comme le rejet d'empilement, avant d'être trié selon son amplitude par l'analyseur multicanaux, noté MCA. Ce dernier associe à la valeur numérique lue un numéro de canal, et incrémente le compteur associé à ce canal. L'analyseur construit ainsi en ligne l'histogramme du nombre d'événements détectés en fonction du numéro de canal. Le réglage du nombre de canaux conditionnant à la fois la précision en énergie de l'histogramme et le temps d'analyse, il est par défaut de 4096. L'histogramme stocké en mémoire dans le MCA est régulièrement transmis au logiciel d'acquisition pour en rafraîchir l'affichage au niveau du PC. La conversion des numéros de canaux en énergies (étalonnage en énergie) est réalisée par l'utilisateur à l'aide de sources de référence.

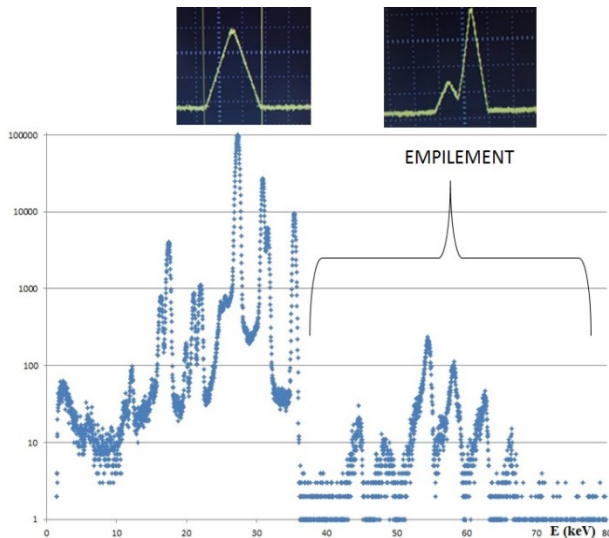
Le nombre de canaux « utiles » est inférieur à 4096, du fait du bruit électronique. L'électronique intègre en effet un étage comparateur qui permet de ne compter que les signaux d'amplitudes supérieures à un certain seuil en tension, afin de s'affranchir du bruit électronique, qui induit une surestimation du comptage dans les premiers canaux du spectre. Tous les signaux de tension inférieure au seuil sont automatiquement rejetés, ce qui force à zéro le nombre de coups dans les canaux correspondants. Ce seuil, noté LLD pour 'Low Level Discriminator', doit être réglé avant chaque série de mesures, une fois effectué le choix du gain adapté à la gamme d'énergies à mesurer. Il s'exprime en pourcentage de la gamme de tension utilisée. Il ne doit pas être trop haut car il fixe l'énergie minimum du spectre mesuré tout en étant supérieur au bruit électronique.

### 3.2.5 Rejet d'empilement (PUR)

Le LYNX comprend un circuit lent pour la mise en forme et l'analyse des signaux, tel que présenté précédemment, et un circuit rapide notamment pour la discrimination des impulsions empilées. Le circuit rapide, principalement utilisé à haut taux de comptage, permet de discriminer les impulsions empilées afin de limiter les déformations qu'elles induisent sur le spectre en énergie. Après une illustration du phénomène d'empilement et de ses conséquences spectrales, ce paragraphe présente le principe général de fonctionnement du circuit rapide de rejet d'empilement (« Pile-Up Rejector » ou PUR) et en explicite les paramètres. Les tests de caractérisation de l'électronique ont été détaillés dans une note technique [93] et sont résumés ici.

#### 3.2.5.1 Signal empilé

A bas taux de comptage, la visualisation à l'oscilloscope du signal en sortie de l'étage de mise en forme du LYNX montre des signaux trapézoïdaux bien séparés (cf. figure 3-12). Cependant deux trapézoïdes peuvent s'empiler, et tout particulièrement lorsque le nombre de photons par seconde incident est élevé. Ce phénomène et son impact sur le spectre sont présentés en figure 3-14,



**Figure 3-14: Illustration des empilements sur un spectre de grain d'iode (spectre acquis sans PUR)**

représentant en haut le signal en sortie de l'étage de mise en forme correct et lors d'un empilement. Les phénomènes d'empilement déforment donc le spectre mesuré en termes d'énergie et d'amplitude. L'amplitude des pics empilés étant supérieure à celles des deux pics pris séparément, les comparateurs vont donc surestimer l'amplitude du signal, et en déduire une énergie erronée. Ces déformations se traduisent par une perte de coups dans les pics principaux, une augmentation du fond du spectre et l'apparition de pics parasites correspondant aux empilements, visibles sur la figure 3-14. Sur celle-ci, des pics « non physiques » sont observés au-delà de l'énergie maximum émise (35,5 keV).

Il est possible de limiter ces déformations à l'aide d'un circuit électronique rapide appelé circuit de rejet d'empilement ou PUR.

#### 3.2.5.2 Fonctionnement du circuit de rejet d'empilement

Comme le montre le chronogramme de la figure 3-15, en parallèle du circuit de mise en forme lent (a), le PUR est un circuit rapide dont la voie (b) correspond à un amplificateur et la voie (c) à un comparateur. Le circuit rapide permet de distinguer des signaux peu espacés dans le temps. Chaque signal en entrée du circuit rapide déclenche une impulsion qui conduit elle-même à une période d'inspection, noté  $T_{INS}$  (d). Si une autre impulsion est détectée pendant  $T_{INS}$ , un signal de rejet est déclenché, et l'acquisition sur la voie lente est bloquée pendant une durée d'inhibition  $T_{INH}$  (e).

En revanche, des photons incidents détectés simultanément donneront lieu à une impulsion dite d'empilement synchrone, qui ne peut pas être discriminée par l'électronique rapide.



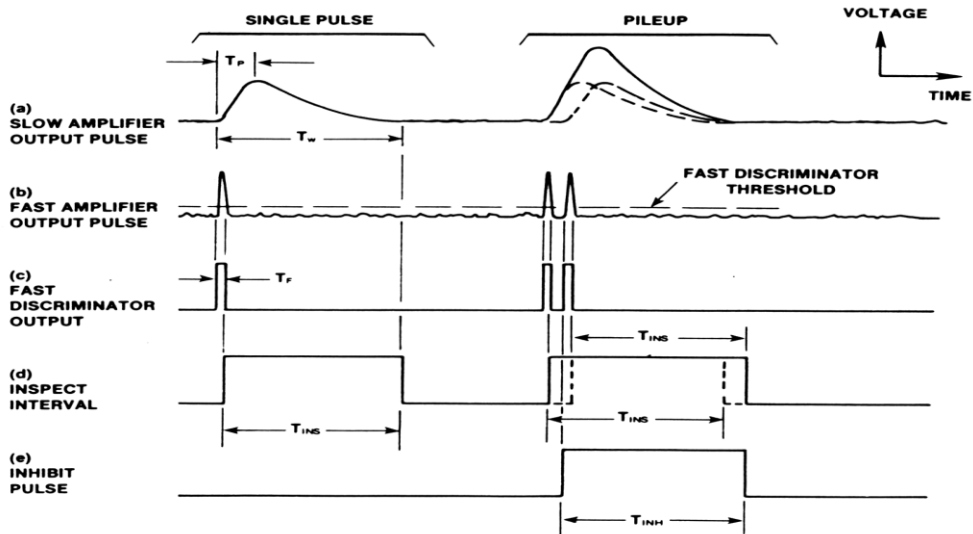


Figure 3-15 : Chronogramme d'un circuit de rejet d'empilement [102].

### 3.2.5.3 Paramètres du circuit de rejet d'empilement

Sur le LYNX, le circuit de rejet d'empilement peut être activé ou non, avec le paramètre 'PUR ON / OFF'. S'il est activé, trois paramètres permettent d'ajuster le rejet de signaux [85] :

- Le paramètre 'FDISC' (Fast DISCrminator threshold) définit la valeur de tension (en %) à partir de laquelle le circuit de rejet d'empilement commence à analyser les impulsions (cf. Voie (b) de la figure 3-15). S'il est réglé trop bas, alors le PUR rejettera des signaux non empilés, ce qui induira un biais dans les spectres mesurés (diminution du comptage). S'il est réglé trop haut, les impulsions empilées d'amplitude inférieure ne seront pas rejetées. La figure 3-16 montre les fluctuations de comptage observées lors de tests effectués avec une source d'américium 241. Dans ce cas, le réglage  $FDISC > 1,5$  convient. Les réglages en mode 'automatique' de ce paramètre se révélant peu reproductibles, toute acquisition doit donc être faite en mode MANUEL et après réglage du seuil du discriminateur FDISC (à ne pas confondre avec le seuil en tension de la voie lente, noté LLD défini au paragraphe 3.2.4.2).

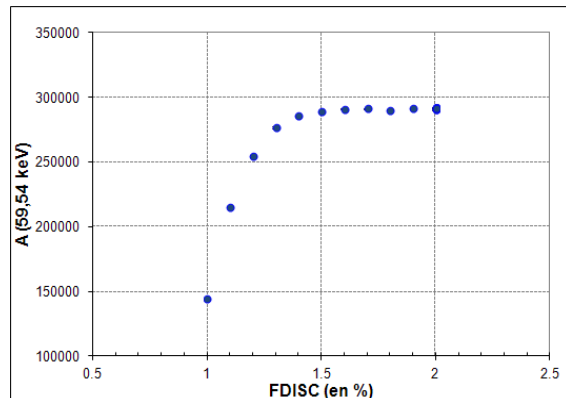


Figure 3-16: Evolution de la surface du pic à 59.54 keV en fonction de FDISC.

- Le paramètre appelé 'PUR Guard' permet de fixer le temps d'inspection, tel que :  $T_{INS} = PUR\ Guard \times TM + TP$ . Par défaut, ce paramètre est égal à sa valeur minimum: 1,1 et il peut varier par pas de 0,1 jusqu'à 2. Si PUR Guard = 2, alors on a :  $T_{INS} = t_{occupation} = 2 \times TM + TP$ .

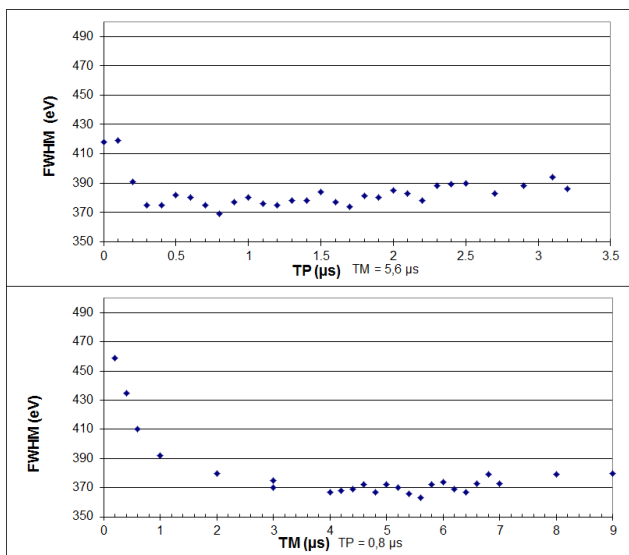
- Le paramètre appelé 'LT Trim', permet d'ajuster la correction du temps actif, en particulier à haut taux de comptage. Le processeur n'étant pas toujours disponible, il est nécessaire pour toute mesure quantitative d'estimer le temps actif, i.e. le temps pendant lequel tous les étages électroniques sont disponibles (i.e. aucun temps mort). Ce paramètre varie entre 0 et 1000 avec un réglage par défaut à 500. Il n'a pas été optimisé ici car l'objectif de notre étude est la mesure de spectres peu déformés.

En effet, la forme spectrale (aspect qualitatif) importe plus que le débit de fluence (aspect quantitatif) qui peut être mesuré avec des chambres de référence. Le réglage des constantes de mise en forme a donc été privilégié par rapport aux paramètres de correction du temps actif.

### 3.2.6 Optimisation pour les flux $\Phi < 7000 \text{ s}^{-1}$

Le comportement de la chaîne d'acquisition a été étudié pour différents flux incidents, c'est-à-dire différentes valeurs du nombre de photons par seconde arrivant sur la partie sensible du détecteur. Il est attendu, en première approximation (avec une probabilité de détection égale à 1), que le taux de comptage du système électronique soit égal au flux incident jusqu'à une valeur donnée de flux. Au-delà de cette valeur, la relation entre le taux de comptage et le flux incident n'est plus linéaire et le temps mort augmente rapidement. Une première étude a consisté à optimiser les constantes de mise en forme pour un flux incident relativement bas ( $\approx 1000 \text{ s}^{-1}$ ).

#### 3.2.6.1 Résolution énergétique



L'évolution de la résolution en fonction des constantes de mise en forme est étudiée au travers de la largeur à mi-hauteur (FWHM) du pic à 59,54 keV d'une source d' $^{241}\text{Am}$ . Cette dernière est mesurée à l'aide du logiciel GENIE 2000 et les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3-17 pour le temps de plateau TP (haut) et de montée TM (bas). La FWHM varie beaucoup selon le TM mais peu avec le TP. Le graphique du haut démontre que la résolution est meilleure pour un TP strictement supérieur à 0,2 μs, et celui du bas pour un TM compris entre 3 μs et 7 μs.

**Figure 3-17: Evolution de la FWHM en fonction du temps de plateau (haut) et du temps de montée (bas)**

Pour un flux incident de l'ordre de  $1000 \text{ s}^{-1}$ , la résolution atteint sa valeur minimale de 363 eV à 59,54 keV pour le couple (TM / TP) de (5,6 / 0,8). Par la suite, afin de privilégier la résolution pour des flux incidents modérés, FDISC sera donc réglé à 2 % et le couple (TM / TP) fixé à (5,6 / 0,8) ou (6 / 0,8), suivant les possibilités offertes par le logiciel d'acquisition. Une étude à plus hauts flux a ensuite été menée afin de déterminer les limites de ces réglages. En effet, si un flux incident de quelques milliers de coups par seconde est compatible avec la mesure de sources de curiethérapie, il s'avère très limitant au vu des débits classiques de générateurs de rayons X.

#### 3.2.6.2 Limites de ce réglage

Lorsque le flux incident augmente, le temps mort indiqué par l'électronique augmente, et une perte de comptage sur des régions d'intérêt (ROI) peut être observée sur les spectres. La perte de comptage est ici égale à la différence en % du nombre de coups dans la ROI [78 - 81 keV] du  $^{133}\text{Ba}$  avec et sans source parasite de forte activité ( $^{125}\text{I}$ ). Ces deux indicateurs ont été mesurés à différents taux de comptage (lus sur le détecteur) et les résultats sont présentés sur la figure 3-18.

Le graphique de gauche montre que la perte de comptage augmente avec le taux de comptage jusqu'à atteindre 37 % pour un taux de comptage de  $87\,000\text{ s}^{-1}$ . Le temps mort (et par conséquent le temps d'acquisition) augmentant de façon rapide (graphique de droite), ces réglages ne conviendront pas pour des faisceaux très intenses.

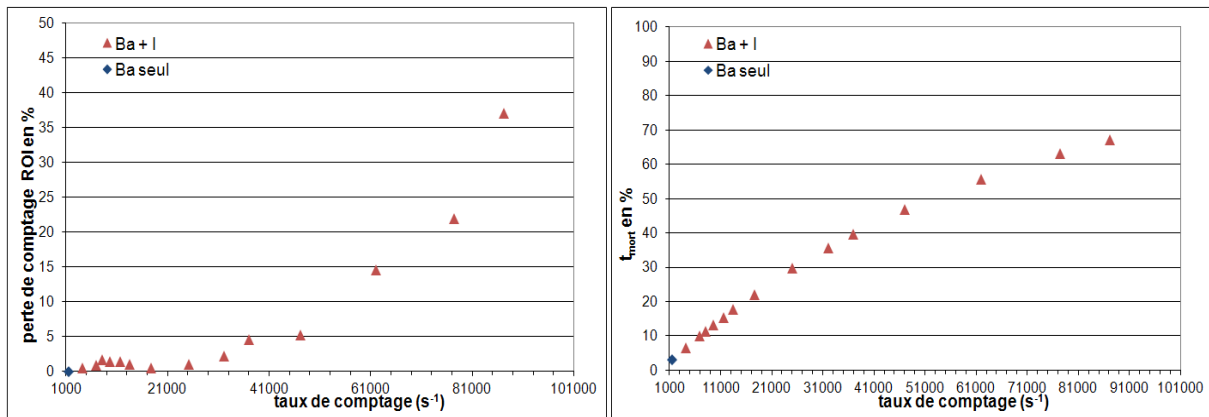


Figure 3-18 : Evolution de la perte de comptage (%) et du temps mort (%) selon le taux de comptage.

### 3.2.7 Optimisation du rejet d'empilement à plus hauts flux

L'étude précédente a mis en évidence les limites du jeu de constantes de mise en forme (5,6 / 0,8) pour mesurer des sources plus intenses. Un nouveau couple (TM / TP) doit être adopté. Cette étude a donc été poursuivie à l'aide du tube à rayons X Gulmay CP160. Ce tube permet en effet d'étudier l'efficacité du circuit de rejet d'empilement sur une grande gamme de flux incidents (selon le faisceau,  $2\,000 < \Phi < 400\,000\text{ s}^{-1}$ ) et pour différentes constantes de temps. Seuls les principaux résultats sont présentés ici, cette étude ayant fait l'objet d'un rapport interne [93].

#### 3.2.7.1 Limites du réglage précédent pour un faisceau '30 kV N'

La figure 3-19 représente les spectres mesurés du faisceau N30 (ISO 40-37) pour différents temps de montée (entre  $0,2\ \mu\text{s}$  et  $6\ \mu\text{s}$ ) et différents temps de plateau (entre  $0,2\ \mu\text{s}$  et  $0,8\ \mu\text{s}$ ), à flux fixe.

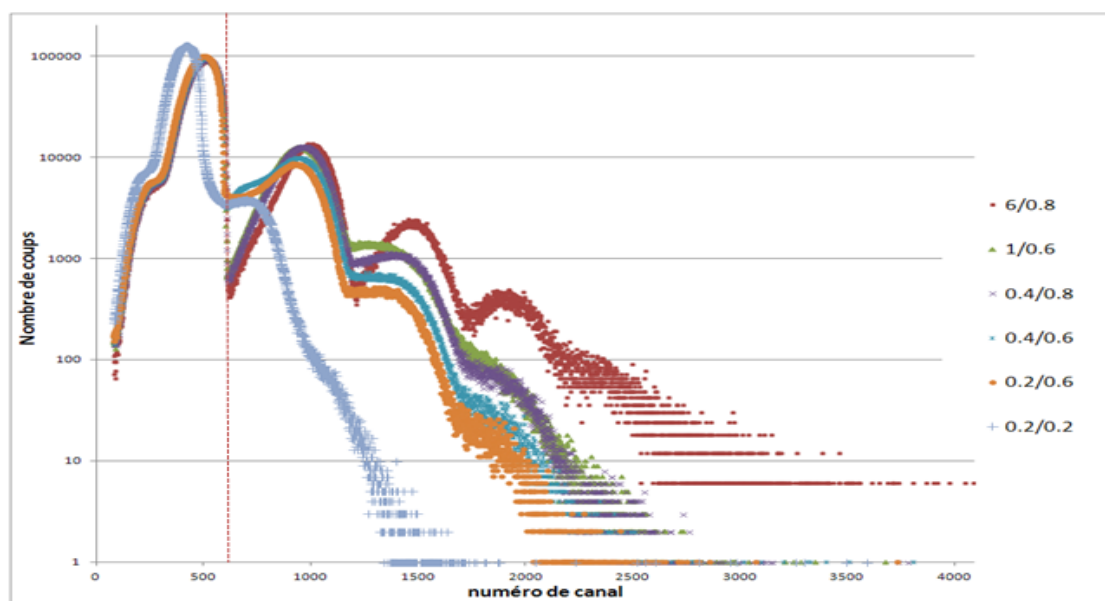
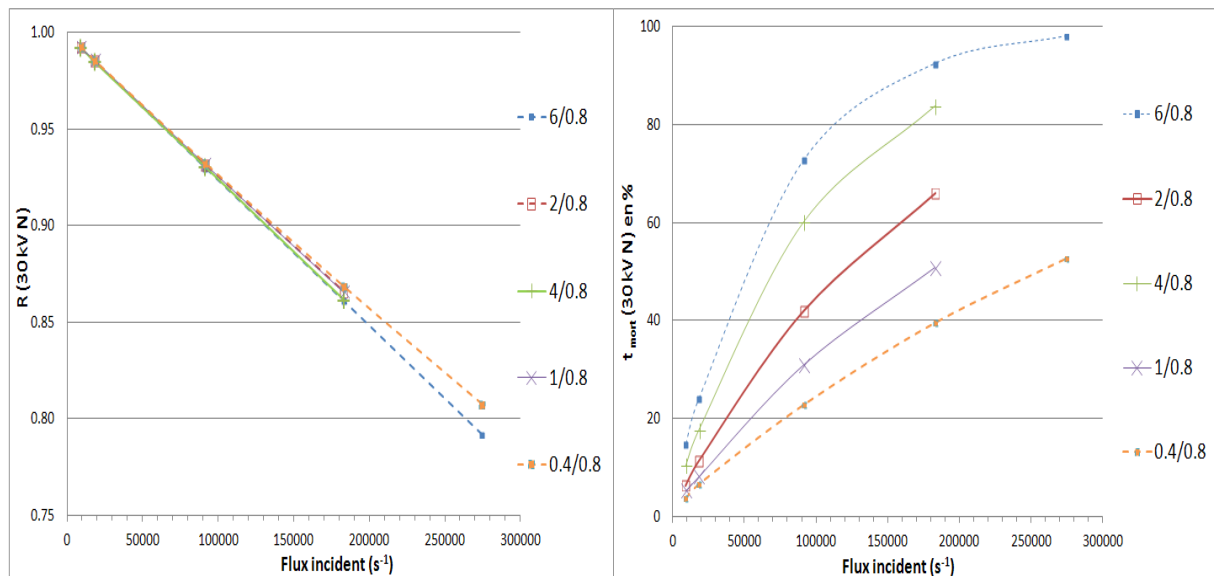


Figure 3-19 : Evolution du spectre '30 kV N' (15 mA ou  $270\,000\text{ s}^{-1}$ ) selon TM/TP.

Pour le gain sélectionné, l'énergie maximale réellement émise par le tube ( $E_{\max}=30$  keV soit le canal 590) est symbolisée par la ligne pointillée. Tous les coups à droite de cette ligne sont des empilements ou plus rarement du bruit. Cette figure illustre le mauvais fonctionnement de PUR pour le couple (6 / 0,8) (en rouge), et la nécessité de baisser les constantes de temps pour améliorer les performances à haut taux de comptage. Cependant, un temps de plateau trop court peut induire des déformations, donc il sera fixé à 0,8  $\mu$ s pour la suite de l'étude. Pour le temps de montée, la valeur 1  $\mu$ s sera préférée à celle de 6  $\mu$ s.

### 3.2.7.2 Paramètres optimaux de rejet d'empilement selon le flux

Pour différentes constantes de mise en forme (TM / TP), deux critères sont étudiés en fonction du flux incident et sont présentés sur la figure 3-20. Sur le graphe de droite est représenté le pourcentage de temps mort (noté  $t_{\text{mort}}$ ) donné par le LYNX, et sur celui de gauche l'efficacité du rejet d'empilement. Ce dernier est quantifié par le rapport 'R' de l'aire de la gamme d'énergie [0 -  $E_{\max}$ ] (à gauche de la ligne pointillée sur la figure 3-20) sur l'aire totale du spectre. Lorsque R vaut 1, il n'y a pas d'empilement. Lorsque R est inférieur à 0,9, le spectre est considéré comme très déformé. L'objectif de cette partie est donc de trouver le couple (TM/TP) permettant de limiter les déformations du spectre et de garder un temps de mesure raisonnable.



**Figure 3-20 : Evolution du temps mort et du rejet d'empilement en fonction du flux incident ( $s^{-1}$ ) et du couple TM/TP pour le faisceau '30 kV N'**

Pour le faisceau 30 kV N ( $1 \text{ mA} \leftrightarrow 18 \text{ } 300 \text{ s}^{-1}$ ), la figure 3-20 de gauche montre que le rejet d'empilement conserve une efficacité de rejet supérieure à 0,9 jusqu'à  $125 \text{ } 000 \text{ s}^{-1}$  pour de nombreux TM. Pour des sources présentant des flux supérieurs à  $100 \text{ } 000 \text{ s}^{-1}$ , les réglages du PUR peuvent être adaptés à haut flux, notamment le 'PUR Guard' et 'LT Trim', mais ces derniers ne seront pas détaillés ici, car l'objectif est d'acquérir des spectres peu déformés (avec, si possible,  $t_{\text{mort}} < 10 \%$ ).

Ces études ont permis de mettre en évidence les déformations spectrales induites par les phénomènes d'empilement électronique. La fréquence d'apparition de ces artéfacts augmente avec le flux, et ces derniers doivent être traités directement par le circuit de rejet d'empilement, car ils sont très difficiles à corriger *a posteriori*. Les réglages optimaux d'ARPEGE ont été définis et sont synthétisés dans le tableau 3-3 pour les deux configurations retenues.

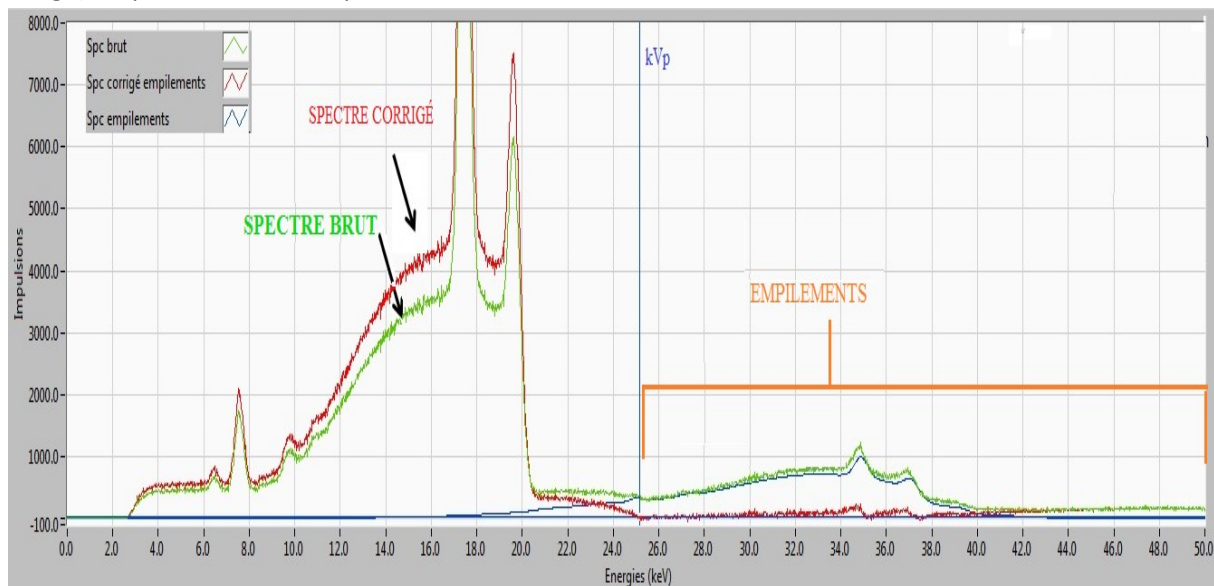
**Tableau 3-3: Réglages électroniques optimisés pour le germanium selon le flux incident  $\Phi$ .**

	TM ( $\mu$ s)	TP ( $\mu$ s)	PUR Guard	FDISC (%)	LT Trim
Ge ( $\Phi < 7\,000\text{ s}^{-1}$ )	5,6 ou 6	0,8	1,1	2	500
Ge ( $\Phi > 7\,000\text{ s}^{-1}$ )	1	0,8	2	5	500

Le couple (TM / TP) de (6 / 0,8) permet de mesurer les radionucléides de référence, SOLEX et les grains de curiethérapie. Au-delà de  $7000\text{ s}^{-1}$ , le rejet d'empilement est favorisé par rapport à la résolution. Ainsi, pour les générateurs de rayons X, le couple (TM / TP) de (1 / 0,8) est mieux adapté et permet d'atteindre une efficacité de rejet d'empilement supérieure à 90 % jusqu'à  $125\,000\text{ s}^{-1}$ .

### 3.2.7.3 Post-traitement

Cependant, tous les tubes à rayons X n'offrant pas la possibilité de baisser l'intensité, comme certains modèles utilisés dans le milieu médical (ex : mammographe), les spectres sont alors acquis avec des taux de comptage très importants (jusqu'à  $320\,000\text{ s}^{-1}$ ) malgré une forte collimation. Les déformations spectrales dues aux empilements induisent alors une surestimation de l'énergie moyenne et compliquent la mesure de l'énergie maximum émise ou kVp. Le kVp influençant la qualité de l'image et la dose reçue, un contrôle du kVp affiché par le générateur de haute-tension est nécessaire dans le cadre du contrôle qualité des appareils à usage médical. Comme le circuit de rejet d'empilement ne permet pas de s'affranchir totalement des phénomènes d'empilement (en particulier des empilements synchrones), un algorithme de post-traitement des spectres empilés a été développé au laboratoire et implémenté sous Labview [103]. La figure 3-21 compare, le spectre mesuré (en vert) pour le faisceau 25 kV Mo-Mo du mammographe, et celui après correction (en rouge) du phénomène d'empilement.



**Figure 3-21 : Spectre 25 kV Mo-Mo avant (en vert) et après (en rouge) correction des empilements.**

Cet algorithme, décrit dans [103], est basé sur le calcul des probabilités d'empilement de chaque canal constituant le spectre, et l'importance de la correction peut être ajustée par l'utilisateur afin d'obtenir un fond résiduel nul au-delà de l'énergie maximale théorique du spectre (kVp). Au-delà de 25 keV, le spectre corrigé (en rouge) présente bien une valeur moyenne plus faible, et il oscille autour de 0 du fait de la faible statistique de cette zone. Cette correction facilite grandement la

détermination de la valeur du kVp, matérialisé par la ligne en pointillé sur la figure 3-21. De plus l'énergie moyenne diminue bien après correction (15,697 au lieu de 15,767 keV) pour ce spectre assez peu empilé. Bien que cet algorithme permet de traiter tous les empilements, y compris les synchrones, il n'est pas conçu pour les spectres très empilés (présentant des empilements doubles et au-delà).

### 3.3 Étude de l'influence du collimateur

Il est extrêmement difficile de mesurer des sources de forte activité ou des générateurs de rayons X de fait de leurs débits de fluence allant jusqu'à  $10^9$  photons. $s^{-1}$ . $mm^{-2}$ . Ces débits peuvent être réduits à des valeurs mesurables ( $<100\ 000$  photons. $s^{-1}$  sur la surface du détecteur) en diminuant le nombre de rayons X émis ou la surface exposée du détecteur. Dans le premier cas, une diminution en fluence d'un facteur 40 peut être obtenue en abaissant l'intensité du tube de 20 mA (standard) à 0,5 mA. Dans le second cas, l'ajout d'un collimateur de très petit diamètre (150  $\mu m$ ) peut réduire d'un facteur 7500 la surface exposée du détecteur. Par ailleurs, l'utilisation d'un collimateur permet de s'affranchir des déformations spectrales liées aux effets de bords, déformations détaillées en annexe 10. Un collimateur sera donc systématiquement utilisé avec ARPEGE, quel que soit le flux incident. Deux modèles ont été spécifiquement retenus et leur impact sur le spectre a été évalué.

#### 3.3.1 Influence du collimateur utilisé pour les grains d'iode

Le banc de mesures des grains d'iode 125 (cf. 2.2.2.2) a servi à comparer différents modèles de collimateurs, placés sur le nez d'ARPEGE et à 131 mm des sources. Deux études comparatives ont été réalisées : l'une s'intéresse à l'influence du matériau du collimateur, l'autre à son diamètre.

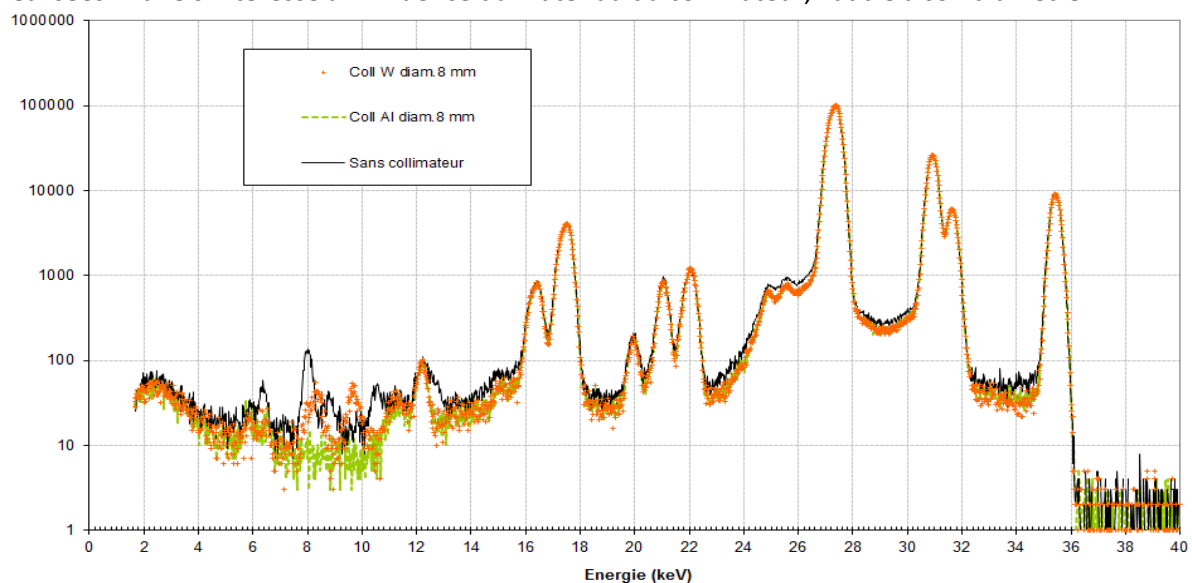


Figure 3-22 : Comparaison des spectres d'ARPEGE pour le même grain d'iode sans collimateur (noir), avec collimateur Al (vert) ou avec collimateur W (orange).

Ainsi, deux collimateurs de diamètre 8 mm, respectivement en duraluminium (30 mm d'épaisseur) et en tungstène (13 mm d'épaisseur) sont comparés à une mesure sans collimateur sur la figure 3-22.

L'utilisation des collimateurs permet de réduire les raies de fluorescence parasites et les phénomènes de diffusions dans les zones périphériques du cristal, conduisant à une baisse des fonds entre les pics (- 0,8 % sur le nombre total de coups). Cependant, les raies de fluorescence du matériau constituant le collimateur peuvent apparaître, par exemple les raies  $X_L$  du tungstène à 8,4 et 9,7 keV (spectre en orange sur la figure 3-22). Ces raies de fluorescence ne représentant que 0,05 % du spectre total, le collimateur en tungstène a été retenu pour les mesures de grains d'iode.

Ensuite, les spectres mesurés avec deux collimateurs en aluminium de même longueur mais de diamètres respectifs 3 et 8 mm ont été comparés [104]. Les spectres sont très semblables, et le fond correspondant aux photons diffusés ne semble pas diminuer avec l'emploi d'un collimateur de plus petit diamètre. Ce résultat est important car il prouve que la distribution énergétique des photons incidents sur la fenêtre d'entrée du détecteur Si, équipé d'un collimateur Al de 3 mm, est bien la même que celle des photons incidents sur le Ge, équipé d'un collimateur Al de 8 mm, et est très proche de celle mesurée avec le Ge et son collimateur W de 8 mm. Il est donc possible de comparer les résultats obtenus avec ces différents systèmes pour la même électronique LYNX.

### 3.3.2 Influence du collimateur utilisé pour les tubes à rayons X

Comme présenté au 2.2.2.1, le second collimateur est un « peigne » composé de 8 rondelles de tungstène de 2 mm d'épaisseur, espacées par des entretoises en aluminium de plus grand diamètre. Le diamètre de collimation est généralement de 500  $\mu\text{m}$  ou de 150  $\mu\text{m}$ , (voire 50  $\mu\text{m}$  dans de rares cas) pour une longueur de 16 mm. Ces collimateurs de petits diamètres ont deux inconvénients. D'une part, il est difficile d'aligner l'ensemble collimateur-détecteur sur l'axe du faisceau. D'autre part, les diffusions dans le collimateur s'ajoutent au spectre incident. La première difficulté a été résolue à l'aide d'un système de platines motorisées micrométriques (alignement à 0,01° près). Si les incertitudes sur l'angle solide d'un collimateur de si petit diamètre ne permettent pas de réaliser des mesures absolues de débit de fluence, cette information n'est pas primordiale dans le cadre de nos études. L'information recherchée ici concerne, prioritairement, la forme du spectre.

Les phénomènes de diffusion sur les bords du collimateur ont fait l'objet d'une étude spécifique. En théorie, la diminution du diamètre de collimation augmente la proportion entre les photons qui diffusent sur les bords du trou de collimation par rapport à ceux qui traversent ce trou sans interagir. Malgré le faible effet observé sur les spectres d'iode entre les collimateurs 3 et 8 mm, la question se pose à nouveau avec les très petits diamètres (500  $\mu\text{m}$  ou 150  $\mu\text{m}$ ) au vu du tableau 3-4.

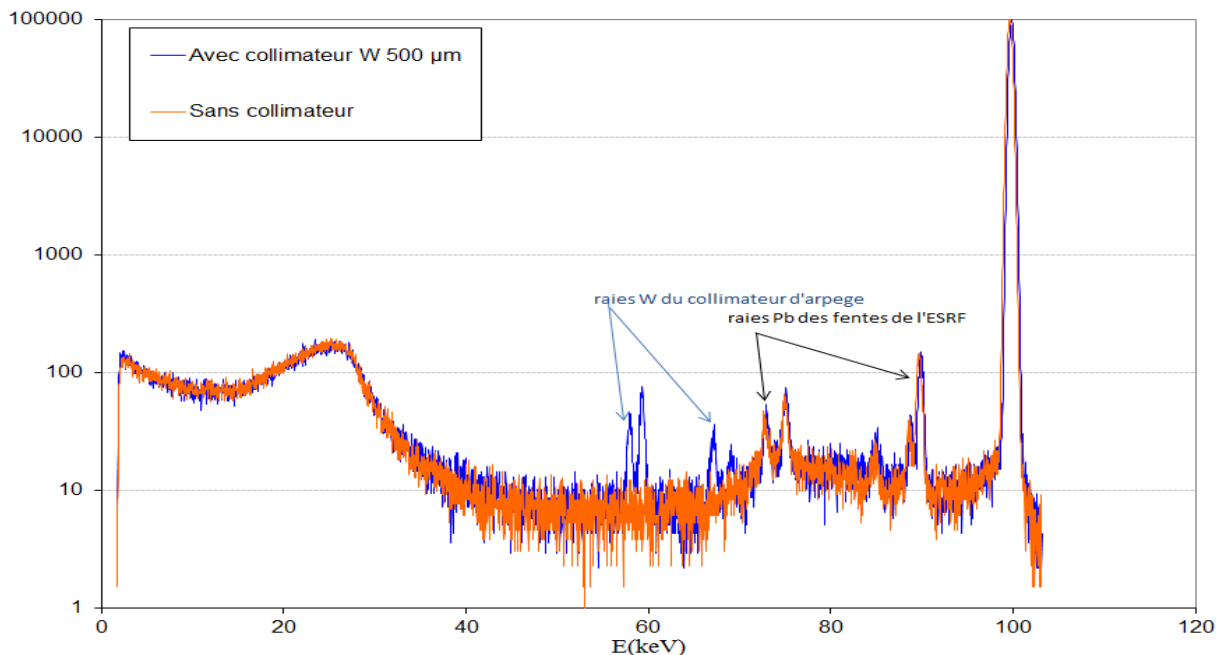
**Tableau 3-4: évolution du rapport surface / périmètre de 4 collimateurs**

Diamètre (mm)	8	3	0,500	0,150
Périmètre (mm)	25,1	9,42	1,57	0,471
Surface de passage ( $\text{mm}^2$ )	50,3	7,07	0,196	0,0177
Périmètre/surface de passage	0,5	1,3	8	26,6

Pour répondre à cette question, des mesures ont été réalisées avec le faisceau monochromatique de l'ESRF-ID17. La section efficace de l'effet Compton augmentant avec l'énergie, des mesures jusqu'à 150 keV ont été effectuées pour garantir le faible impact du collimateur sur toute notre gamme d'énergie. Le faisceau étant réglable en taille à l'aide de fentes motorisées en tungstène, il est possible d'inscrire un petit faisceau de 500  $\mu\text{m}$  x 500  $\mu\text{m}$  au centre du cristal. Une première acquisition, sans collimateur, est ainsi comparée à une acquisition en faisceau large, 2 mm x 5 mm,



avec le collimateur peigne à 500  $\mu\text{m}$ . La figure 3-23 montre les spectres obtenus avec collimateur (en bleu) et sans collimateur (en rouge) pour un faisceau monochromatique de 100 keV.



**Figure 3-23: Spectres mesurés pour un faisceau monochromatique de 100 keV (ESRF) avec un collimateur 500  $\mu\text{m}$  (en bleu) et sans collimateur mais avec un faisceau de 500 x 500  $\mu\text{m}^2$  (orange).**

Comme attendu pour des photons incidents d'énergie supérieure à 69,53 keV, 2 pics de fluorescence du tungstène ( $X_{K\alpha}$ ,  $X_{K\beta}$ ) sont présents sur le spectre bleu correspondant à la configuration 'avec collimateur'. De plus, les pics de fluorescence du plomb dus au blindage sont également visibles sur chacun des spectres. Cette étude montre que les déformations induites par le collimateur se limitent aux raies de fluorescence  $X_K$  du tungstène. Cependant, les tubes à rayons X ayant des anodes en tungstène, les raies de fluorescence associées à l'anode s'ajouteront à celles du collimateur. Afin de pouvoir séparer la contribution de l'anode de celle du collimateur sur les spectres mesurés avec les tubes à rayons X, la fraction de ces raies due au collimateur a été quantifiée sur les spectres mesurés à l'ESRF. La somme des surfaces des deux raies  $X_K$  du tungstène représente moins de 0,2 % de la surface totale du spectre. Il est à noter que les raies  $X_L$  du tungstène (entre 8 et 12 keV) ne sont pas observées ici du fait de leur faible rendement de fluorescence ( $\omega_{L,I}=0,255$  ;  $\omega_{L,II}=0,270$  ;  $\omega_{L,III}=0,147$ ) comparativement à celui des raies  $X_K$  ( $\omega_K=0,958$ ) [105]. Par la suite, les déformations induites par le collimateur sur les spectres mesurés seront donc négligées.

### 3.4 Mesure du rendement

L'étalonnage du détecteur a commencé par la détermination du rendement intrinsèque d'absorption totale, qui est le rapport du nombre de coups dans le pic d'absorption totale (noté PAT) d'énergie  $E_0$  par le nombre de photons incidents sur la surface du détecteur. Dans la suite du document, le 'rendement intrinsèque d'absorption totale' est, par simplicité, abrégé en 'rendement'. Le rendement d'ARPEGE a été déterminé sur la gamme [5 - 17 keV] avec SOLEX et sur la gamme [13 - 300 keV] à l'aide des 3 sources étalons ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ) présentées au 3.1.2.



### 3.4.1 Mesures à SOLEX

SOLEX est équipé d'un détecteur de référence, REFLEX, qui permet de suivre le flux sortant. Le rendement du détecteur étudié est déduit de la formule :

$$\text{rendement}_{\text{intrinsèque}}(E_0) = \frac{\frac{N_{\text{det}}(E_0)}{t_{\text{det}}}}{\frac{N_{\text{ref}}}{t_{\text{ref}} * R_{\text{ref}}} * K_{\text{att}}}$$

- $N_{\text{det}}(E_0)$ , le nombre d'événements dans le pic d'absorption totale d'énergie  $E_0$  d'ARPEGE, surfacé avec COLEGRAM [106], et d'incertitude  $\sqrt{N_{\text{det}}}$ ,
- $t_{\text{det}}$  et  $t_{\text{ref}}$ , les temps d'acquisition (en min) respectivement d'ARPEGE et de REFLEX, négligés dans le bilan d'incertitude,
- $N_{\text{ref}}$ , le nombre total d'événements mesurés par le détecteur de référence REFLEX, d'incertitude  $\sqrt{N_{\text{ref}}}$ ,
- $R_{\text{ref}}$ , le rendement total du détecteur de référence REFLEX avec  $u(R_{\text{ref}}) = 1\%$  [96, 97],
- $K_{\text{att}}$ , la correction d'atténuation sur la distance d'air,  $x_{\text{air}}$ , et sur l'épaisseur de la fenêtre de béryllium de SOLEX,  $x_{\text{Be}}$ , calculées d'après les coefficients d'atténuation massique tirés d'XCOM [2] avec la loi de Beer-Lambert :  $K_{\text{att}} = \exp[-x \times \rho \times (\mu/\rho)]$ .

Le flux de SOLEX est considéré stable à 1 %. L'incertitude sur  $K_{\text{att}}$  (pour ARPEGE) a été calculée en considérant :  $u_{\text{rel}}(\mu/\rho)_{\text{air}} = 5\%$  d'après XCOM pour  $E < 10$  keV et 1 % au-delà,  $u_{\text{rel}}(x_{\text{air}}) = 6,6\%$  et  $u_{\text{rel}}(x_{\text{Be}}) = 50\%$ . L'incertitude résultante  $u_{\text{rel}}(K_{\text{att}})$  varie de façon importante à basse énergie : d'environ 5,1 % à 5 keV contre 0,2 % à 17 keV. Par conséquent, à 5 keV, l'incertitude sur  $K_{\text{att}}$  prédomine sur l'incertitude type totale sur les valeurs de rendement d'ARPEGE. Cependant l'incertitude type totale diminue rapidement à plus haute énergie, et vaut moins de 1 % au-delà de 9 keV.

### 3.4.2 Mesures avec radionucléides

Considérant une source isotrope, le rendement est défini tel que:

$$\text{rendement}_{\text{intrinsèque}}(E_0) = \frac{\frac{N_{\text{mes}}(E_0)}{t_{\text{acq}}}}{\text{Flux}_{\text{app}} * K_{\text{dec}} * F_{\text{geo}} * K_{\text{att}}}$$

- $\text{Flux}_{\text{app}}$ , le nombre de photons émis à l'énergie  $E_0$  par la source et par seconde à la date de référence  $d_{\text{ref}}$  (en jours), mesuré au LMA (cf. annexe 9),
- $K_{\text{att}}$ , le terme correctif de l'atténuation de la couche d'air d'épaisseur  $x_{\text{air}}$  entre la source et le détecteur,
- $F_{\text{geo}}$ , le facteur géométrique qui correspond à la fraction des photons émis par une source isotrope qui arrive sur la surface du détecteur, i.e. selon la fraction d'angle solide  $\Omega/4\pi$ ,
- $K_{\text{dec}}$ , la correction de décroissance de la source entre les dates  $d_{\text{ref}}$  et  $d_{\text{mes}}$ , avec  $d_{\text{mes}}$  la date à mi acquisition (en jours), et  $d_{\text{ref}}$  la date d'étalonnage, telles que :

$$K_{\text{dec}} = \exp\left[-\frac{\ln(2) * (d_{\text{mes}} - d_{\text{ref}})}{365.242 * T_{1/2}}\right]$$

où  $T_{1/2}$  est la période de décroissance radioactive (en années), donnée en annexe 9 [15].

L'angle solide de détection est connu avec précision à l'aide du banc de mesure détaillé au 2.2.2.2. Un logiciel, appelé 'ANGLESOL' et développé au LMA, permet de calculer l'angle solide et le facteur géométrique, ainsi que leurs incertitudes respectives, à partir de la distance entre le collimateur et la source, le rayon du disque source et le rayon du collimateur.

### 3.4.3 Logiciel COLEGRAM

Un logiciel nommé COLEGRAM et développé au LMA permet d'ajuster des fonctions mathématiques couramment utilisées en spectrométrie X ou alpha (gaussienne, gaussienne à traîne, Hypermet...) aux points du spectre mesuré [106]. Chacun des paramètres, dont la FWHM, peut être figé. Ce logiciel est particulièrement intéressant pour traiter les zones complexes de recouvrement de pics, tel qu'illustré sur la figure 3-24. La bande supérieure de cette figure montre les régions d'intérêt d'un spectre d'américium, dont l'une est analysée sur la bande inférieure. Sur cette-dernière apparaissent en bleu les points mesurés du spectre et en rouge les différentes fonctions mathématiques ajustant les pics d'absorption totale, les bosses de diffusion, les traînes, ou encore les pics d'échappements.

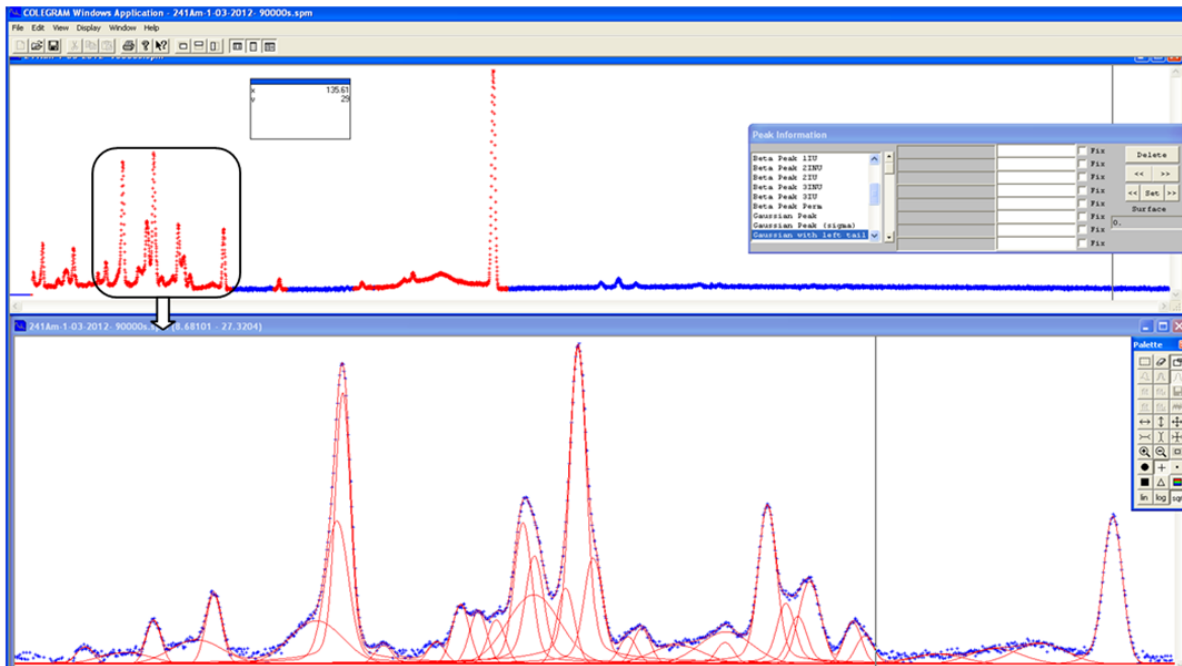


Figure 3-24 : Copie d'écran d'un spectre d'<sup>241</sup>Am acquis avec ARPEGE et analysé avec COLEGRAM.

L'analyse des spectres de baryum 133, d'euprium 152 et de fer 55, mesurés pour la détermination des valeurs de rendement, a été réalisée à l'aide de ce logiciel et figurent en annexe 11.

### 3.4.4 Synthèse des mesures

Le détail des mesures de rendement, avec les radionucléides et SOLEX, peut être trouvé dans la note technique 2013-60 [93]. Les mesures à SOLEX avec et sans correction de l'atténuation dans l'air sont données en annexe 12. Pour un détecteur idéal, le rendement intrinsèque vaut 1 quelle que soit l'énergie des photons primaires, ici entre 5 et 150 keV. En réalité, ce rapport chute aux basses énergies à cause de l'atténuation des photons dans la fenêtre d'entrée du détecteur et des couches non actives (contact, zone morte...) et diminue aux hautes énergies du fait de la faible épaisseur du cristal (à partir de 60 keV pour ARPEGE). La gamme [10 - 13 keV] a été étudiée avec une attention particulière, du fait du seuil d'absorption de la couche K du germanium à 11,103 keV. Ce seuil se traduit à la fois par des modifications de forme des spectres, tel que détaillé au 5.5.5, et une chute brutale et importante (- 18 %) du rendement intrinsèque d'absorption totale.

Ainsi, la figure 3-25 représente les points expérimentaux de rendement d'ARPEGE en fonction de l'énergie, avec leurs barres d'incertitudes. Les valeurs numériques sont données en annexe 13.

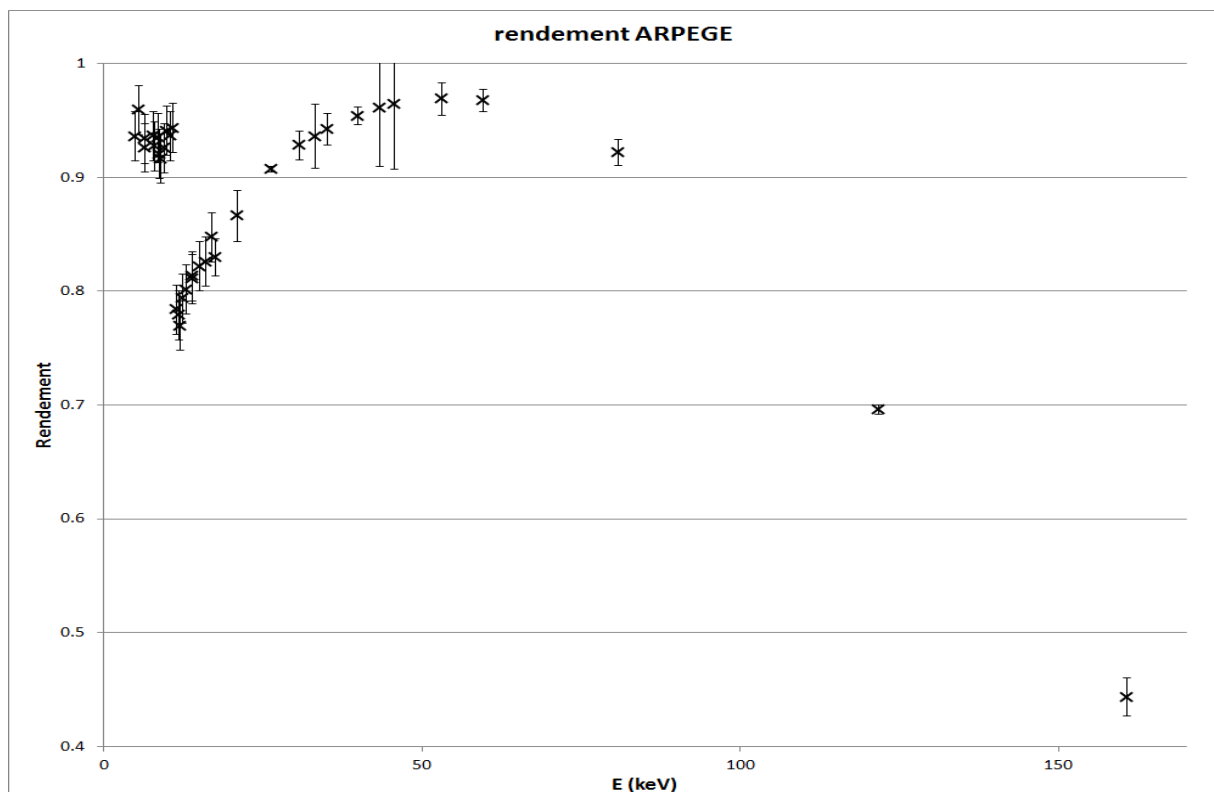


Figure 3-25 : Rendement d'absorption totale d'ARPEGE mesuré avec SOLEX et radionucléides étalons.

Aucune mesure n'a pu être effectuée en deçà de 5 keV. Cependant, à ces basses énergies, le rendement est limité par la transmission de la fenêtre d'entrée en béryllium de 25 µm et il peut donc être calculé approximativement dans cette zone avec la loi de Beer-Lambert et XCOM.

### 3.4.5 Interpolation polynomiale du rendement

Afin d'établir un procédé de correction de spectres, le rendement doit être connu pour chaque valeur d'énergie. Il convient donc d'interpoler les valeurs mesurées et d'en déduire une expression analytique du rendement. Le logiciel EFFIGIE, développé au LMA, permet de calculer les fonctions d'ajustement de courbes de rendement en prenant en compte les incertitudes attribuées aux mesures. Il calcule le meilleur ajustement polynomial du logarithme (base 10) du rendement en fonction du logarithme de l'énergie, avec une fonction de type «APOLOG » décrite ci-dessous :

$$R(E) = 10^{a_0 + a_1 \times \log(E) + a_2 \times [\log(E)]^2 + a_3 \times [\log(E)]^3 + \dots + a_n \times [\log(E)]^n}$$

L'ajustement par les moindres carrés porte sur le degré et les coefficients de la fonction APOLOG en fonction des données expérimentales et de leurs incertitudes associées. Au vu des changements de pentes de la courbe de rendement, trois fonctions APOLOG d'ordre 5 ont été retenues et sont représentées sur la figure 3-26 selon leurs gammes respectives :

- Gamme [1 - 11,102 keV], avec le fit 0 (en orange),
- Gamme [11,104 - 60 keV], avec le fit 1 (en rose),
- Gamme [60 - 300 keV], avec le fit 2 (en bleu).

Le fit final retenu est tracé en tirets rouges et les mesures représentées par les croix noires.

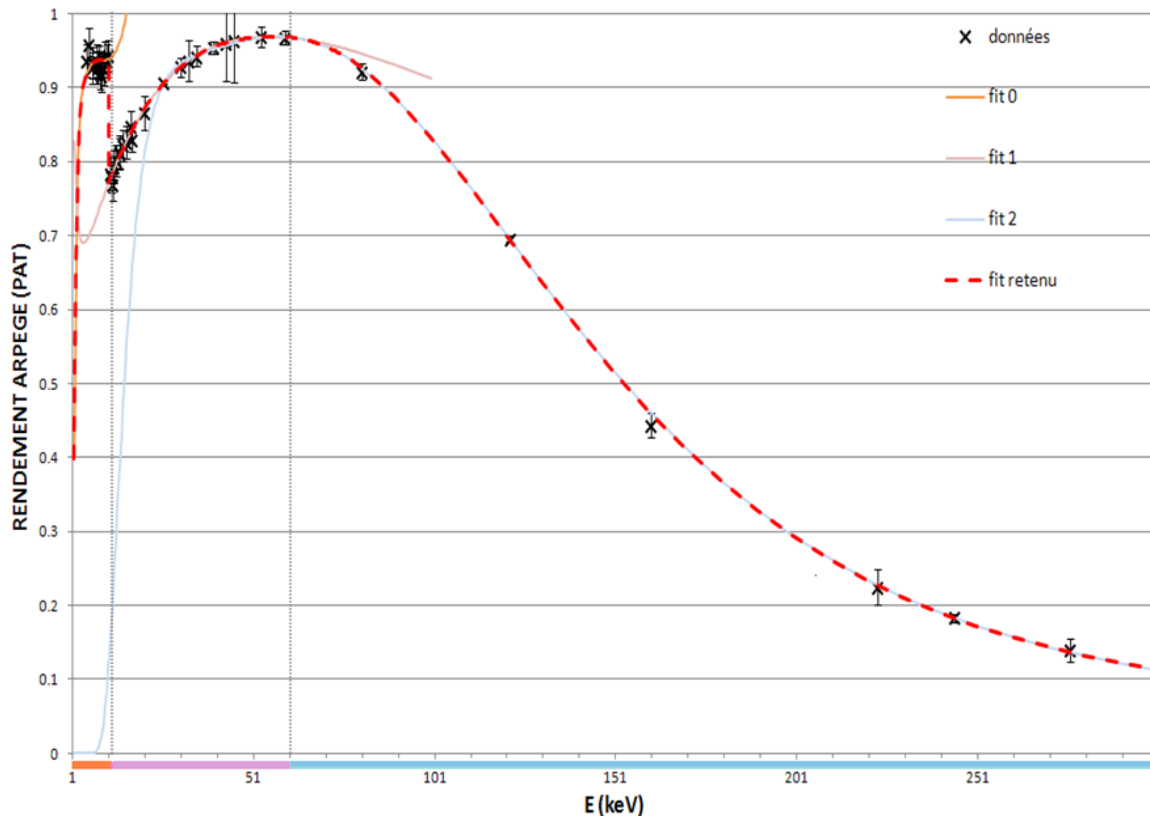


Figure 3-26 : Points expérimentaux du rendement d'absorption totale d'ARPEGE et ajustement.

Les coefficients des trois fonctions APOLOG figurent dans le tableau 3-5, pour chaque gamme d'énergie.

Tableau 3-5: Coefficients calculés pour le rendement d'absorption totale d'ARPEGE à l'aide d'EFFIGIE.

Gamme	1 keV->11,10 keV	11,11 keV ->70 keV	70,1 keV ->380 keV
	fit 0	fit 1	fit 2
a0	- <b>1,203</b> ± 0,026	<b>0,008586</b> ± 0,18339	- <b>83,18</b> ± 6,929
a1	<b>7,051</b> ± 0,254	- <b>0,6343</b> ± 0,3938	<b>234,1</b> ± 18,76
a2	- <b>17,67</b> ± 0,907	<b>0,7060</b> ± 0,2778	- <b>261,3</b> ± 20,14
a3	<b>22,59</b> ± 1,502	- <b>0,2005</b> ± 0,0645	<b>144,2</b> ± 10,72
a4	- <b>14,50</b> ± 1,171		- <b>39,20</b> ± 2,828
a5	<b>3,705</b> ± 0,347		<b>4,184</b> ± 0,296

L'incertitude sur les valeurs de rendement en deçà de 5 keV est dominée par l'incertitude sur les  $\mu/\rho$  et sera considérée de l'ordre de 10 %. Elle est inférieure à 2,2 % sur le reste de la gamme.

## 3.5 Signature

La réponse spectrale d'un détecteur correspond à l'histogramme du nombre d'événements de dépôt d'énergie en fonction de la valeur de cette énergie déposée. Elle est caractéristique du détecteur et dépend de l'énergie des photons incidents. Celle d'ARPEGE a été décomposée en plusieurs fonctions mathématiques associées chacune à un phénomène physique à l'aide du logiciel COLEGRAM [106]. L'analyse des réponses spectrales obtenues pour des rayonnements monochromatiques ou des radionucléides a permis de quantifier l'importance relative de ces fonctions à différentes énergies incidentes. Partant d'une modélisation simple de la réponse du détecteur ARPEGE ne tenant compte que des interactions donnant lieu à une absorption totale, le modèle est progressivement enrichi des différents phénomènes physiques conduisant à la collection des charges. Ainsi, le modèle se complexifie au fur et à mesure de la prise en compte des différentes composantes (traîne à gauche du pic d'absorption totale, fond continu, pics d'échappement, bosse Compton), dont les origines physiques seront détaillées.

### 3.5.1 Réponse à un rayonnement monochromatique

L'outil idéal pour étudier la réponse d'un détecteur est une source monochromatique accordable, comme SOLEX et l'ESRF-ID17. Ces installations permettent d'étudier finement les composantes de la réponse et leur évolution en fonction de l'énergie. Les réglages utilisés pour les temps de montée et de plateau ont été 1/0,8  $\mu$ s sauf pour les énergies des raies émises par le grain d'iode (6/0,8  $\mu$ s).

#### 3.5.1.1 Notion de signature

La mesure d'un rayonnement monochromatique à l'aide d'un détecteur à semi-conducteur peut conduire à l'alimentation de différents canaux du spectre, selon la quantité d'énergie cédée par le rayonnement incident lors de son interaction avec le milieu détecteur et selon le devenir des rayonnements secondaires produits. Cette réponse, qui est propre à chaque détecteur, est parfois appelée signature du détecteur. A titre d'exemple, les signatures d'ARPEGE (en noir) et du CdTe (en bleu) pour la même source monochromatique (ESRF, 80 keV) figurent sur le graphique 3-27.

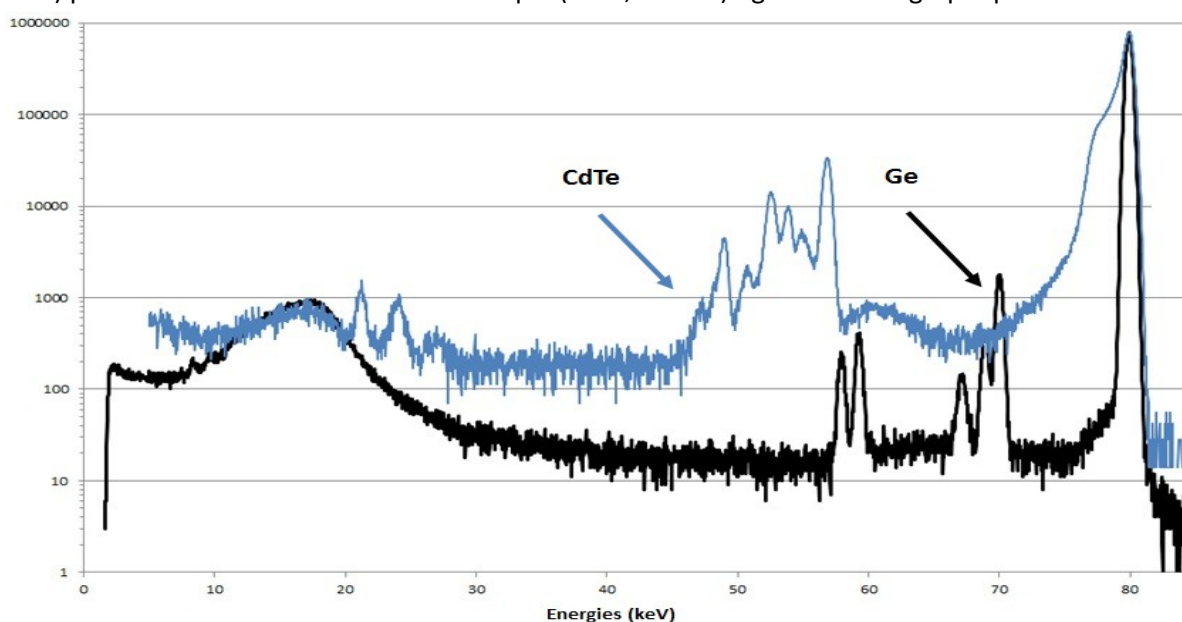


Figure 3-27 : Réponses d'ARPEGE (noir) et du CdTe (bleu) à un faisceau monochromatique de 80 keV.

On constate immédiatement que la réponse d'un détecteur à un rayonnement monochromatique n'est ni une impulsion de Dirac, ni une simple gaussienne, mais la somme de diverses déformations induites par le processus de détection. En particulier, il arrive que toutes les particules secondaires ne soient pas collectées (phénomènes de bord du fait de la petite taille du cristal), ce qui induit des déformations sur le spectre.

### 3.5.1.2 Evolution en fonction de l'énergie

A très basse énergie, les interactions ont lieu à proximité de la face d'entrée du cristal et peuvent donner lieu à une collection partielle des particules secondaires. Plus l'énergie incidente augmente et plus les interactions ont lieu en profondeur dans le cristal, où l'intégralité des charges est collectée. A partir d'une certaine énergie (dépendante de l'épaisseur du cristal), la probabilité de ne pas collecter l'ensemble des particules secondaires, qui finissent leur parcours dans les zones inactives en périphérie du cristal (électrodes, zones mortes...), n'est à nouveau plus négligeable. Ces phénomènes de collection partielle se traduisent par des déformations spectrales, illustrées ci-après. A titre indicatif, les portées des électrons dans le germanium ainsi que les épaisseurs d'atténuation de 90 % des photons à différentes énergies sont données en annexe 14.

La figure 3-28 présente le spectre mesuré à l'ESRF pour l'énergie maximum de cette étude, soit 150 keV. Grâce à l'échelle logarithmique en ordonnée, 8 formes peuvent être observées : 1 pic principal noté pic 1, avec une traîne et un fond continu, puis 3 groupes de pics et deux bosses. On retrouve ces formes sur le spectre noir de la figure 3-27 (à 80 keV), avec des amplitudes relatives différentes. Il s'agit alors de trouver des fonctions mathématiques permettant de modéliser les différentes composantes du spectre par des modèles paramétriques. La variété des fonctions d'ajustement proposées par COLEGRAM est mise à profit pour qualifier et quantifier ces différentes composantes du spectre.

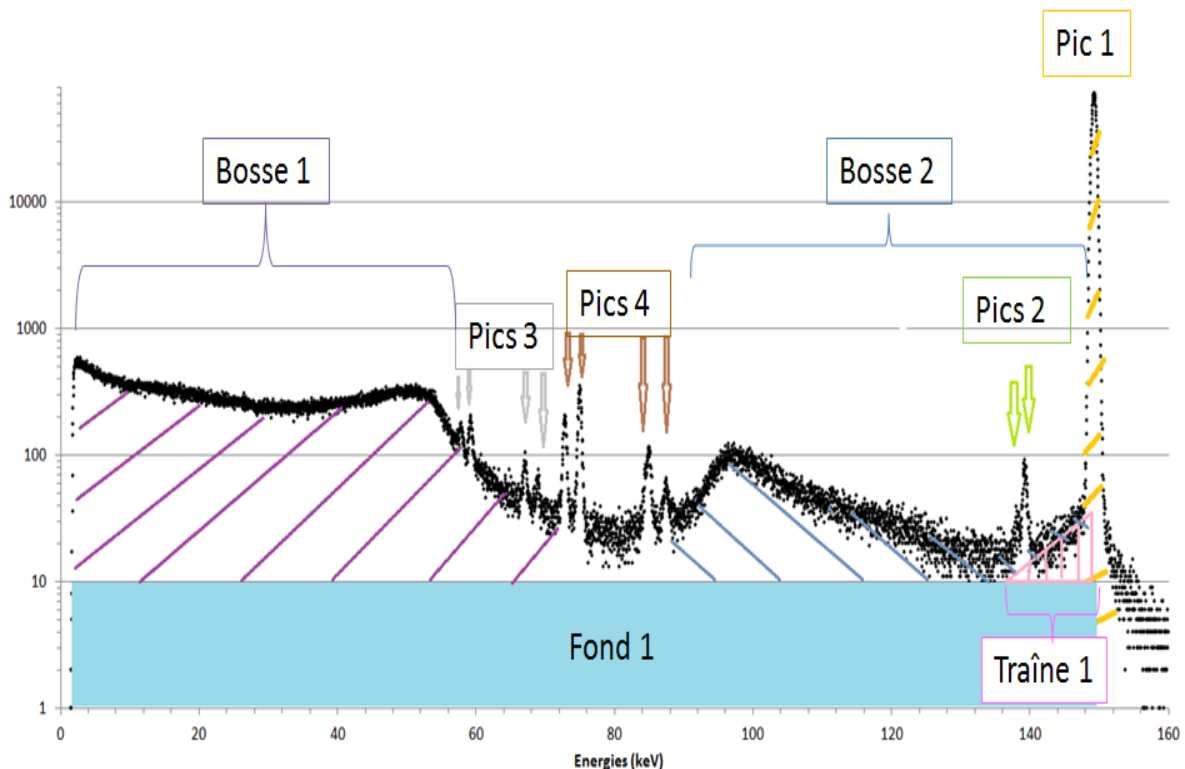


Figure 3-28 : Principales composantes de la réponse d'ARPEGE pour une énergie incidente de 150 keV.

### 3.5.2 Pic d'absorption totale

La forme la plus visible du spectre 3-28 est le pic d'absorption totale ou PAT, noté Pic 1, qui est centré sur l'énergie incidente, notée  $E_0$ .

#### 3.5.2.1 Origine

Ce pic correspond au scénario dans lequel toutes les particules secondaires sont collectées, et donc l'énergie détectée est en théorie égale à l'énergie incidente. Cela peut correspondre à différentes interactions (effet photoélectrique, diffusion Compton avec collection de toutes les particules secondaires, diffusion Rayleigh). Aux basses énergies, l'effet photoélectrique est majoritaire.

#### 3.5.2.2 Modélisation

En spectrométrie, le modèle de base pour représenter l'absorption totale de photons incidents monochromatiques d'énergie  $E_0$  dans le volume sensible de détection est une gaussienne  $G$  d'amplitude  $A$  et de largeur standard  $\sigma$ . En effet, la collection des charges et la mise en forme électronique élargissent le signal monochromatique en ajoutant du bruit statistique et électronique. Pour un photon gamma, l'élargissement est bien gaussien de largeur à mi-hauteur FWHM.

$$G(E) = \frac{A}{\sigma \sqrt{2\pi}} \times \exp \left[ -\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2} \right]$$

En revanche, les raies X présentent une largeur naturelle  $\delta E = \Gamma$ , et le signal détecté est alors modélisé par une fonction Voigt (notée  $V$ ), qui est le produit de convolution d'une Lorentzienne de largeur  $\Gamma$  par une gaussienne de largeur  $\sigma$ . Comme  $\Gamma$  est de l'ordre de quelques eV,  $\sigma \gg \Gamma$ , et  $\text{FWHM}(\text{Voigt}) \approx \text{FWHM}(\text{Gauss})$ . Dans cette étude, des gaussiennes sont donc utilisées afin de limiter la complexité des calculs.

#### 3.5.2.3 Paramètres

Une gaussienne est définie par 3 paramètres : son centroïde  $E_0$ , sa largeur à mi-hauteur (FWHM) et son amplitude  $A$ , proportionnelle à sa surface :  $S = A \times \sigma \times \sqrt{2\pi}$

Les largeurs FWHM et  $\sigma$  (largeur standard en 1/e) dépendent de la nature du semi-conducteur, de sa température et des réglages électroniques et se composent de deux termes, tel que :

$$\sigma^2 = (\text{FWHM} / 2,355)^2 = (a_0 + a_1 \times E_0)^2.$$

La figure 3-29 donne les valeurs de  $\sigma$  mesurées à l'ESRF, et la régression linéaire associée:

$$\sigma_{\text{PAT}}(E_0) = 1,0740\text{E-}03 \times E_0 + 1,4329\text{E-}01 \text{ en keV}$$

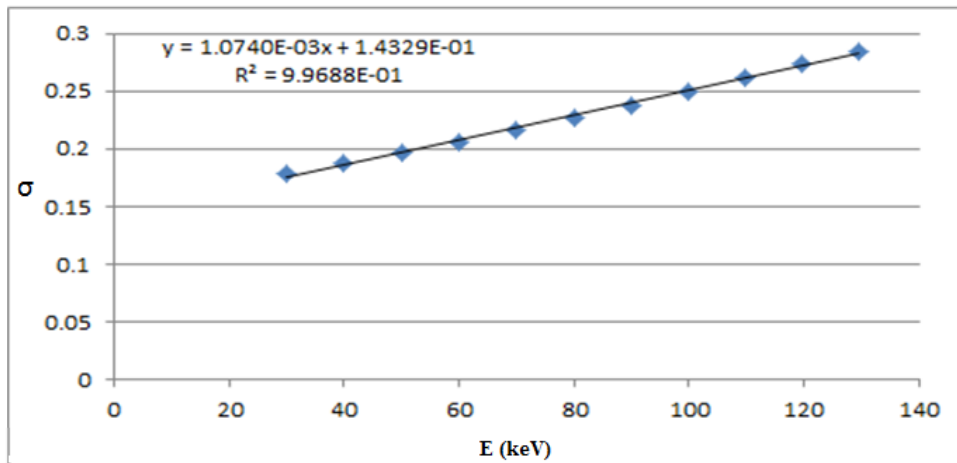


Figure 3-29: Largeur standard (en keV) d'ARPEGE mesurée à l'ESRF, et régression linéaire.

### 3.5.3 Traîne du PAT

Sur la gauche du pic1 de la figure 3-28, une légère déviation par rapport à la forme gaussienne est mise en évidence par l'aire hachurée en rose. Cette déviation est appelée la traîne du pic 1.

#### 3.5.3.1 Origine

En bordure du cristal, il peut exister une 'zone mal déplétée' appelée également 'Zone Partiellement Active' (ZPA). Dans ce volume, le champ électrique est mal défini et la collection des charges créées par un événement n'est pas totale car certains porteurs de charge se recombinent. Comme schématisé sur la figure 3-30, cette mauvaise collection des charges résulte en un décalage vers les basses énergies d'une partie du pic d'absorption totale (formation d'une traîne à gauche) car toutes les charges élémentaires ne sont pas collectées.

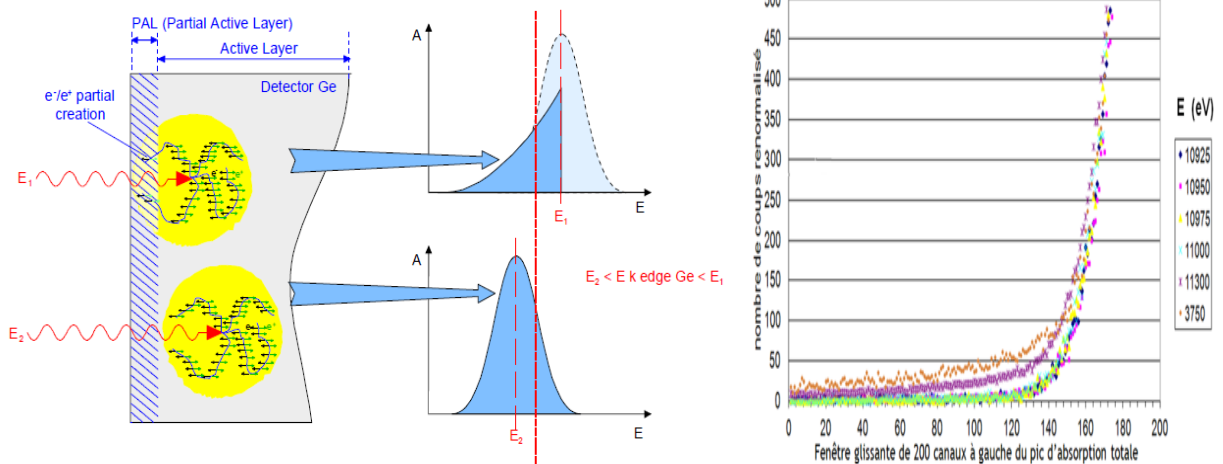


Figure 3-30: Schéma de principe et comparaison des traînes mesurées à SOLEX pour différentes énergies

Cette traîne est particulièrement visible lorsque l'interaction a lieu à proximité de la surface avant du cristal, i.e. pour les faibles énergies (courbe orange, E=3,750 keV) ou juste après le seuil K (courbe violette, E=11,300 keV). Avant le seuil K (à 11,103 keV), il faut 150 µm de germanium pour absorber 90 % des photons incidents contre seulement 22 µm après ce seuil.

#### 3.5.3.2 Modélisation

La traîne du détecteur ARPEGE, d'une amplitude de quelques pour mille de l'amplitude du PAT, n'est visible que sur les spectres en échelle logarithmique. Le modèle de traîne exponentielle décrit dans COLEGRAM ajuste proprement les données et semble donc approprié.

#### 3.5.3.3 Paramètres

Les problèmes de collection de charges, ayant lieu dans le cristal, ajoutent à la forme gaussienne de base (ou Voigt) une traîne à gauche, dont l'amplitude relative au pic gaussien (T) et la pente (τ) dépendent de l'énergie des photons incidents E<sub>0</sub> et du cristal considéré. La fonction 'gaussienne à traîne' est la somme de la gaussienne et d'une traîne de forme exponentielle, notée T(x), telle que :

$$T(E) = \int_{-\infty}^E A \cdot T \cdot \exp(\tau \cdot E') \cdot \exp\left[-\frac{(E' - E_0)^2}{2\sigma^2}\right] \cdot dE' = A \cdot \frac{T}{2} \cdot \exp\left[(E - E_0)\tau + \frac{\sigma^2 \tau^2}{2}\right] \cdot \operatorname{erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{(E - E_0)}{\sigma} + \sigma\tau\right)\right]$$



La fonction *erfc* est la fonction d'erreur complémentaire. Les mesures de l'amplitude relative de la traîne et sa pente en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  sont décrites en annexe 14. Par défaut, les valeurs prises par COLEGRAM sont :  $T = 0,1$  et  $\tau = \sigma$ , mais on retient ici, selon la gamme d'énergie, les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
 [5 - 11,1 \text{ keV}] \quad T_{\text{PAT}} &= 0,00374 \quad \& \quad \tau_{\text{PAT}}(E) = 1,6196 \times \exp(-2,558 \times E) \\
 [11,11 - 70 \text{ keV}] \quad T_{\text{PAT}}(E) &= 3,950 \cdot 10^{-3} \times \exp(-2,778 \cdot 10^{-2} \times E) \quad \& \quad \tau_{\text{PAT}}(E) = 2 \\
 [70 - 130 \text{ keV}] \quad T_{\text{PAT}}(E) &= 3,950 \cdot 10^{-3} \times \exp(-2,778 \cdot 10^{-2} \times E) \\
 &\quad \& \quad \tau_{\text{PAT}}(E) = -2 \cdot 10^{-5} \times E^3 + 0,0077 \times E^2 - 0,8788 \times E + 33,363
 \end{aligned}$$

### 3.5.3.4 Importance relative

Bien que l'amplitude relative soit faible, COLEGRAM permet de quantifier la surface de cette traîne en modélisant le PAT d'abord par une gaussienne pure puis par une gaussienne à traîne (à gauche). La surface de la traîne est donc la différence entre les aires des deux modèles, et elle peut représenter jusqu'à 2 % de la somme des aires de la gaussienne.

### 3.5.3.5 Zone partiellement active

La mesure de la surface de la traîne permet également de calculer l'épaisseur de la zone partiellement active ou ZPA. Un photon interagissant dans la zone active sera compté dans la gaussienne pure ou dans les pics d'échappements (cf.3.5.5), alors qu'un photon interagissant dans la zone partiellement active sera compté dans la traîne. Le ratio des surfaces de la traîne et du PAT peut être interprété comme la probabilité pour un photon d'interagir dans la zone partiellement active. L'épaisseur de cette zone partiellement active, notée  $e_{\text{ZPA}}$ , peut alors être calculée avec la loi de Beer-Lambert, et vaut pour ARPEGE  $0,137 \pm 0,030 \mu\text{m}$ . Cette valeur est comparable aux ZPA d'autres détecteurs [92, 94] et le calcul détaillé figure en annexe 15. La ZPA est liée aux propriétés du champ électrique dans le semi-conducteur et donc à la qualité de l'interface électrode-cristal. Ne pouvant être modélisée, cette zone n'a pas été prise en compte dans les simulations Monte-Carlo.

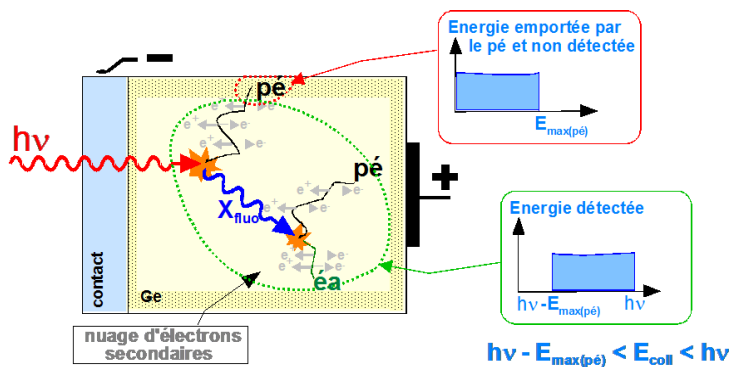
L'épaisseur de zone morte peut elle aussi se calculer à l'aide de mesures autour des seuils L ( $E = 1,217 \text{ keV}$ ) [94], mais aucune mesure n'a été réalisée à ces énergies. Elle sera ajustée par simulation Monte-Carlo.

## 3.5.4 Plateau

Sur les figures 3-27 et 3-28, un fond continu ou plateau est visible à gauche du pic (zone bleue).

### 3.5.4.1 Origine

Lorsqu'un photon incident interagit avec un électron de cœur du matériau traversé, cet électron peut absorber l'énergie et être éjecté. Cet électron est alors appelé photoélectron. La perte de cet électron entraîne un réarrangement du cortège électronique de l'atome: un électron d'une couche périphérique migre vers la lacune laissée par le photoélectron. La différence d'énergie entre les deux couches électroniques est alors dissipée soit par émission d'un photon X de fluorescence soit lors de l'éjection d'un électron d'une couche supérieure (électron Auger). Ce processus montre que l'énergie initiale est répartie entre le photoélectron initial et le photon de fluorescence ou l'électron Auger. Lorsque des photoélectrons et/ou des électrons Auger s'échappent de la zone active et terminent leurs courses dans une zone périphérique du cristal (contact, zone morte..), leur énergie n'est pas entièrement collectée.



Tous les cas de figure étant possibles, l'énergie cédée au milieu de propagation et non détectée se situe donc entre 0 keV et l'énergie maximale de l'électron  $E_{\max, pe}$ . Ce phénomène se traduit alors sur les spectres par un plateau entre  $E_{\max, pe}$  (qui peut être nulle) et  $E_0$ , comme décrit sur la figure 3-31.

Figure 3-31: Interactions dans le cristal conduisant à un plateau sur le spectre.

### 3.5.4.2 Modélisation

Le modèle le plus simple pour décrire le plateau considère une probabilité uniforme d'échappement du photoélectron, ce qui est modélisé par un plateau  $S(E)$ , défini en deçà de l'énergie des photons incidents  $E_0$ , grâce à la fonction d'erreur *erf* :

$$S(E) = \int_{-\infty}^E A \cdot S \cdot \exp\left[-\frac{(E' - E_0)^2}{2\sigma^2}\right] \cdot dE' = A \cdot S \cdot \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{E - E_0}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

La fonction mathématique Hypermet, très utilisée en spectrométrie X et gamma, permet de décrire un pic gaussien (G) avec sa traîne à gauche (T) et un plateau à gauche (S) :

$$\text{HYPER}(E) = G(E) + T(E) + S(E)$$

### 3.5.4.3 Paramètre du plateau

Le seul paramètre du plateau est alors son amplitude relative au PAT, noté  $S_{\text{PAT}}$ . Les valeurs mesurées de S figurent en annexe 16 et peuvent être décrites par les formules ci-dessous :

$$\begin{aligned} [5 - 11,1 \text{ keV}] \quad S_{\text{PAT}}(E_0) &= 0.0264 \times E_0^{-2.398} \\ [11,11 - 70 \text{ keV}] \quad S_{\text{PAT}}(E_0) &= 0.0109 \times E_0^{-1.552} \\ [70 - 130 \text{ keV}] \quad S_{\text{PAT}}(E_0) &= 9E-14 \times E_0^{4.4582} \end{aligned}$$

L'amplitude du plateau diminue quand l'énergie augmente, car la probabilité de collecter des charges venant d'interactions dans les structures extérieures inactives (contact, zone morte) diminue.

### 3.5.4.4 Importance relative

L'aire du plateau peut être calculée avec COLEGRAM, par différence des aires des fonctions d'ajustement Hypermet et gaussienne à traîne. Bien que cette amplitude relative soit très faible, de l'ordre de  $10^{-4}$ , le plateau s'étend sur de nombreux canaux, ce qui peut conduire à une aire cumulée importante. En effet, l'aire du plateau atteint jusqu'à 1,7% de celle du PAT dès 11,2 keV.

## 3.5.5 Echappements

Sur la figure 3-28, juste à gauche du PAT, les deux pics notés 'pics 2' et indiqués par des flèches vertes sont des pics 'd'échappement'. Ils ont la particularité de n'exister qu'au-delà d'un certain seuil (11,103 keV) et d'être toujours décalés du PAT de respectivement 9,9 keV et 11 keV.

### 3.5.5.1 Origine

Lorsqu'un photon incident d'énergie  $E_0$  interagit par effet photoélectrique dans le détecteur, il peut y avoir création d'un rayonnement de fluorescence caractéristique du matériau. Si ce rayonnement s'échappe du détecteur, l'énergie détectée correspond alors à l'énergie incidente moins l'énergie emportée par le rayonnement de fluorescence (données dans le tableau 3-8).

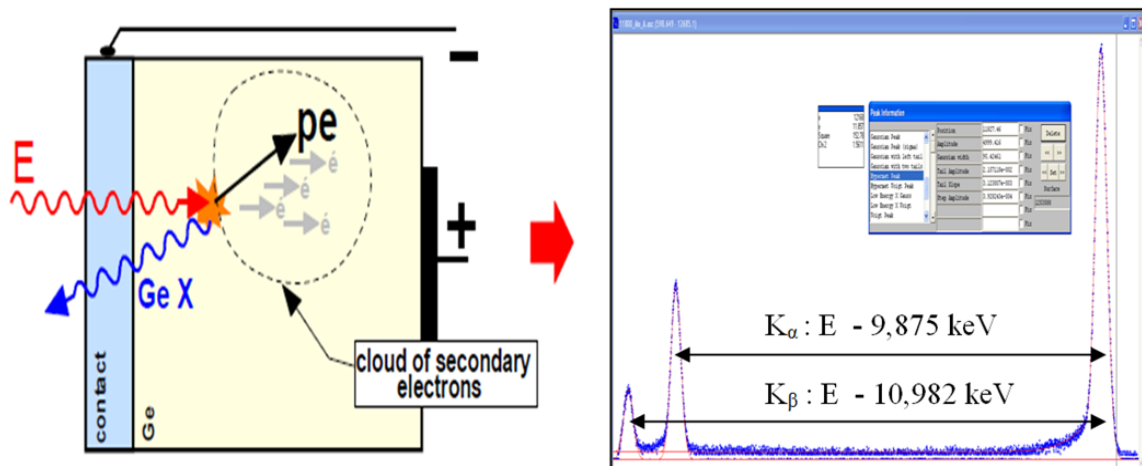
**Tableau 3-6: Principales raies de fluorescence du germanium et leurs intensités relatives [105] :**

	$L\alpha$	$L\beta$	$K\alpha$	$K\beta$
Energie (keV)	1,188	1,219	9,875	10,982
Intensité relative	1,5	1,03	47,8	11,1

Dans le cas du germanium, parmi les raies décrites dans le tableau 3-8, seules les raies  $X_K$  sont observées, les raies L étant peu intenses pour des énergies  $E > 5$  keV. L'énergie emportée par le rayonnement de fluorescence correspond donc systématiquement à 9,875 keV ou à 10,982 keV.

### 3.5.5.2 Modélisation

Comme décrit sur la figure 3-32, ce phénomène qui se traduit par deux pics supplémentaires, peut être modélisé par deux gaussiennes supplémentaires. Cela revient à ajouter 2x3 paramètres à notre modèle de réponse au-delà de 11,1 keV. Ce phénomène est particulièrement intense au niveau du seuil d'absorption K du germanium puis il décroît progressivement.



**Figure 3-32 : Phénomène d'échappement et sa représentation spectrale (à 11,8 keV).**

### 3.5.5.3 Energie

Les différences d'énergie entre les centroïdes du PAT et des pics d'échappement sont constantes et connues analytiquement :

$$E_{ka} = E_0 - 9,875 \text{ (en keV), pour le pic } K\alpha, \text{ noté } ka.$$

$$E_{kb} = E_0 - 10,982 \text{ (en keV), pour le pic } K\beta, \text{ noté } kb.$$

### 3.5.5.4 Résolution

La largeur de chacun des pics d'échappement est sensiblement égale à celle du PAT, et l'approximation suivante est retenue (d'après l'annexe 18):  $\sigma_{PAT} = \sigma_{K\alpha} = \sigma_{K\beta}$ .

### 3.5.5.5 Amplitude

Le rapport des surfaces des pics d'échappement (PE) par la surface du pic d'absorption totale (PAT), mesurées avec COLEGRAM, donne la probabilité d'échappement d'un photon de fluorescence en fonction de l'énergie incidente. Il existe aussi un calcul théorique, développé pour le silicium dans les années 70 par S.J.B Read & N.G Ware puis par S.R Piermattei & M.P. Fioratti pour le germanium [107, 108]. Pour un faisceau incident perpendiculaire au cristal et un cristal large par rapport au faisceau, ils ont démontré que le nombre total de photons de fluorescence de la couche K qui s'échappent ( $N_e$ ) sur le nombre de photons incidents interagissant par effet photoélectrique ( $N$ ) pouvait s'écrire :

$$\varepsilon = \varepsilon_{K\beta} + \varepsilon_{K\alpha}$$

$$\varepsilon_{K\alpha} = \frac{N_{e,K\alpha}}{N} = 0,5 \times \alpha \times \omega_K \times \left(1 - \frac{1}{J_{KL}}\right) \times \left[1 - \frac{\mu(E_{K\alpha})}{\mu(E)} \times \ln\left(1 + \frac{\mu(E)}{\mu(E_{K\alpha})}\right)\right]$$

$$\varepsilon_{K\beta} = \frac{N_{e,K\beta}}{N} = 0,5 \times (1 - \alpha) \times \omega_K \times \left(1 - \frac{1}{r}\right) \times \left[1 - \frac{\mu(E_{K\beta})}{\mu(E)} \times \ln\left(1 + \frac{\mu(E)}{\mu(E_{K\beta})}\right)\right]$$

Les données numériques varient selon les auteurs, et celles utilisées ici figurent dans le tableau 3-7:

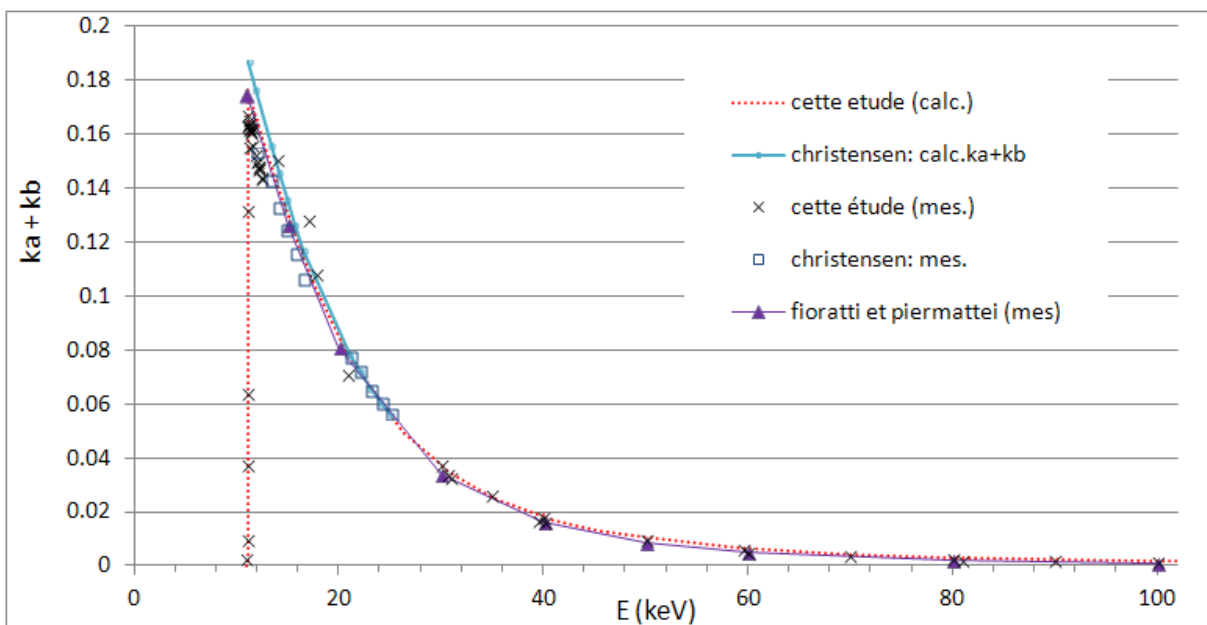
**Tableau 3-7: Données numériques utilisées pour le calcul théorique des échappements.**

Constante	$E_{K\alpha}$	$\mu(E_{K\alpha})$	$E_{K\beta}$	$\mu(E_{K\beta})$	$J_{KL}$	$\omega_K$	$\alpha$
Valeur	9,88 keV	37,04 g/cm <sup>3</sup>	10,98 keV	27,51 g/cm <sup>3</sup>	7,011	0,550	0,871

Or le nombre d'interactions photoélectriques,  $N$ , n'est pas mesurable directement, contrairement au nombre de photons dans le pic d'absorption totale,  $N_{PAT}$ , dérivé de la surface du pic. En travaillant à basse énergie, deux hypothèses sont admises. L'effet photoélectrique est le seul effet considéré (pas de diffusion Compton ou de diffusion Rayleigh) et les photons de fluorescence ne s'échappent que par la face d'entrée. Cela donne la relation suivante :  $N = N_{PAT} + N_e$ , qui permet de calculer le ratio d'échappement à partir de  $N_{PAT}$  :

$$\frac{N_e}{N_{PAT}} = \frac{N_e}{N - N_e} = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon}$$

D'après cette dernière formule, la somme des pics d'échappements  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  divisée par l'aire du pic d'absorption totale, notée  $ka + kb$ , est calculée, et comparée aux valeurs publiées sur la figure 3-33.



**Figure 3-33 : Comparaison des calculs et des mesures de deux pics par rapport au PAT, noté  $ka + kb$ .**

Les croix sont les valeurs mesurées à l'aide de SOLEX, de l'ESRF ou de radionucléides, et les pointillés les valeurs calculées d'après les formules précédentes. Les données trouvées sont en bon accord avec les valeurs calculées et mesurées par ailleurs [108, 109]. L'écart relatif entre les calculs et les mesures est inférieur à 15 % jusqu'à 80 keV (au-delà, les pics d'échappement sont difficilement mesurables). Cet écart ne semble pas significatif au vu des incertitudes sur les différentes valeurs numériques utilisées dans le calcul théorique. De plus, la valeur du rapport de l'aire du pic  $K\beta$  par l'aire du pic  $K\alpha$  utilisée par Christensen (0,148), est en bon accord avec celle mesurée dans cette étude ( $0,151 \pm 0,019$ ) [109].

### 3.5.5.6 Importance relative

Le phénomène d'échappement des photons de fluorescence peut représenter jusqu'à 18 % de la surface du PAT. Par conséquent, ce phénomène devra être corrigé dans la gamme [11 keV - 80 keV] et il est nécessaire de connaître indépendamment les ratios des aires du pic  $K\alpha$  (resp.  $K\beta$ ) par l'aire du PAT, notés  $k_a$  (resp.  $k_b$ ). Les points mesurés pour les rapports  $k_a$  et  $k_b$  décrivent une forme exponentielle décroissante, modélisée à l'aide du logiciel commercial ORIGIN, qui prend en compte les incertitudes associées aux points de mesure. Les figures 3-34 représentent les ratios de chacun des pics d'échappement ( $k_a$  et  $k_b$ ) calculés et mesurés, ainsi que la courbe d'ajustement (exponentielle décroissante). Les incertitudes sur les mesures sont inférieures à 2,1 %, ce qui les rend peu visibles sur ce graphique. Les valeurs de  $k_a$  et  $k_b$  mesurées sont données dans la NT 13-60 [93].

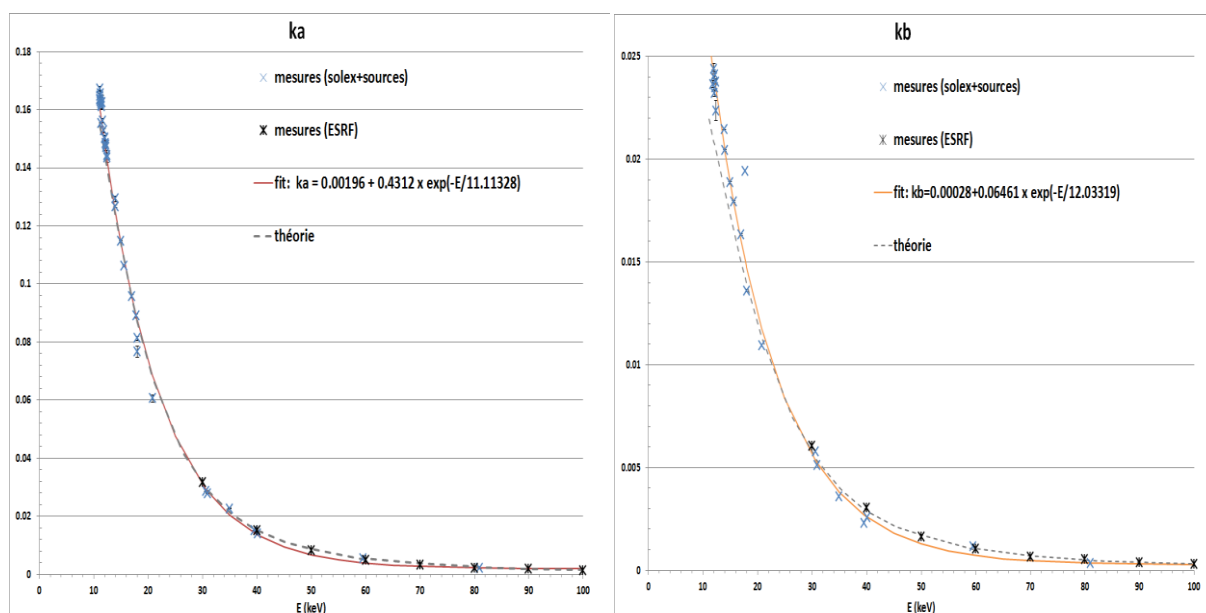


Figure 3-34 : Ajustement sous Origin des valeurs de  $k_a$  et  $k_b$  mesurées et comparaison avec la théorie.

Les expressions suivantes sont donc utilisées pour quantifier le phénomène d'échappement en fonction de l'énergie incidente  $E$  en keV:

$$\frac{A_{K\alpha+K\beta}}{A_{PAT}} = k_a + k_b = 0,00297 + 0,53696 \times \exp\left(-\frac{E}{10,49122}\right)$$

$$\frac{A_{K\alpha}}{A_{PAT}} = k_a = 0,00196 + 0,4312 \times \exp\left(-\frac{E}{11,11328}\right)$$

$$\frac{A_{K\beta}}{A_{PAT}} = k_b = 0,00028 + 0,06461 \times \exp\left(-\frac{E}{12,03319}\right)$$

Bien que les formules précédentes (pour  $k_a$  et  $k_b$ ) soient basées sur des mesures d'aires, elles s'appliquent aussi aux amplitudes du fait de la proportionnalité entre aire et amplitude d'une gaussienne (en considérant que  $\sigma_{PAT} = \sigma_{K_a} = \sigma_{K_b}$ ). Les modèles mathématiques obtenus permettent alors de calculer pour chaque énergie de photons incidents les valeurs des deux pics d'échappement associés, et ainsi de corriger les spectres mesurés du phénomène d'échappement par un procédé itératif qui sera détaillé au chapitre 4.

### 3.5.6 Diffusion Compton

Aux énergies inférieures à 150 keV, la diffusion Compton (ou diffusion incohérente) représente moins de 25 % de l'effet photoélectrique dans le germanium [2]. Cependant différents phénomènes liés aux diffusions Compton dans le détecteur apparaissent sur les spectres dès 30 keV et doivent être pris en compte. C'est le cas des deux bosses visibles sur la figure 3-28 en hachures violettes et bleues.

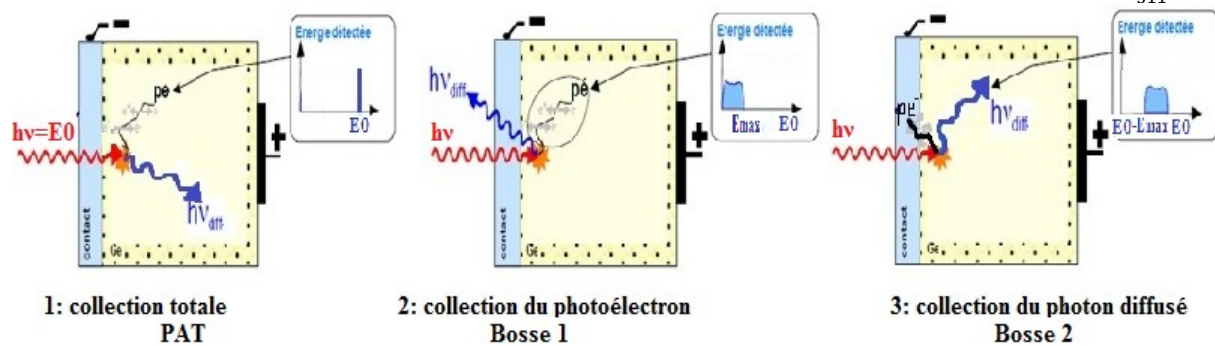
#### 3.5.6.1 Origine

Lors de la diffusion Compton, qui est une interaction entre un photon incident d'énergie  $E_0$ , et le cortège électronique d'un atome de Ge, deux particules secondaires sont créées : un photon diffusé d'énergie  $E'$ , et un photoélectron. Il peut arriver qu'une de ces particules secondaires s'échappe du cristal, comme schématisé sur la figure 3-35.

Les charges collectées dans le détecteur correspondent alors :

- soit à la somme des énergies du photoélectron et du photon diffusés ( $E_{collectée} = E_0$ ),
- soit à l'énergie du photoélectron ( $0 < E_{collectée} < E_{max}$ ), créant la bosse 1.
- soit à l'énergie du photon diffusé seul ( $E_0 - E_{max} > E_{collectée} > E_0$ ), créant la bosse 2,

où  $E_{max}$ , correspondant à un angle de  $180^\circ$ , est donné par la formule suivante :  $E_{max} \text{ (keV)} = \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{511}}$ .



**Figure 3-35: Collections des charges après une interaction Compton dans le cristal (totale ; partielle avec perte du photon diffusé ou avec perte du photoélectron).**

Selon l'énergie de la particule incidente et le lieu d'interaction, les particules secondaires ont plus ou moins de chances de s'échapper. Pour des basses énergies, seule la bosse 1 est à prendre en compte, alors qu'à 130 keV les bosses 1 et 2 sont clairement visibles. En effet, l'échappement du photoélectron est négligeable aux basses énergies. En revanche, plus l'énergie incidente augmente et plus la profondeur d'interaction est importante jusqu'à atteindre les zones arrières du cristal. Dans ces zones, les charges créées lors du trajet d'un photoélectron peuvent ne pas être collectées en totalité. A ces énergies, un autre phénomène est à prendre en compte : la diffusion Compton dans les structures arrières et la détection dans le cristal du photon rétrodiffusé. Ces deux phénomènes conduisent à la même signature dans le spectre (bosse 2). En effet, les mesures à l'ESRF (figure 3-36)

permettent de constater l'apparition de la bosse 2 (points bleus) au-delà de 80 keV et l'augmentation de l'aire de la bosse 1 quand l'énergie incidente augmente (ligne violette).

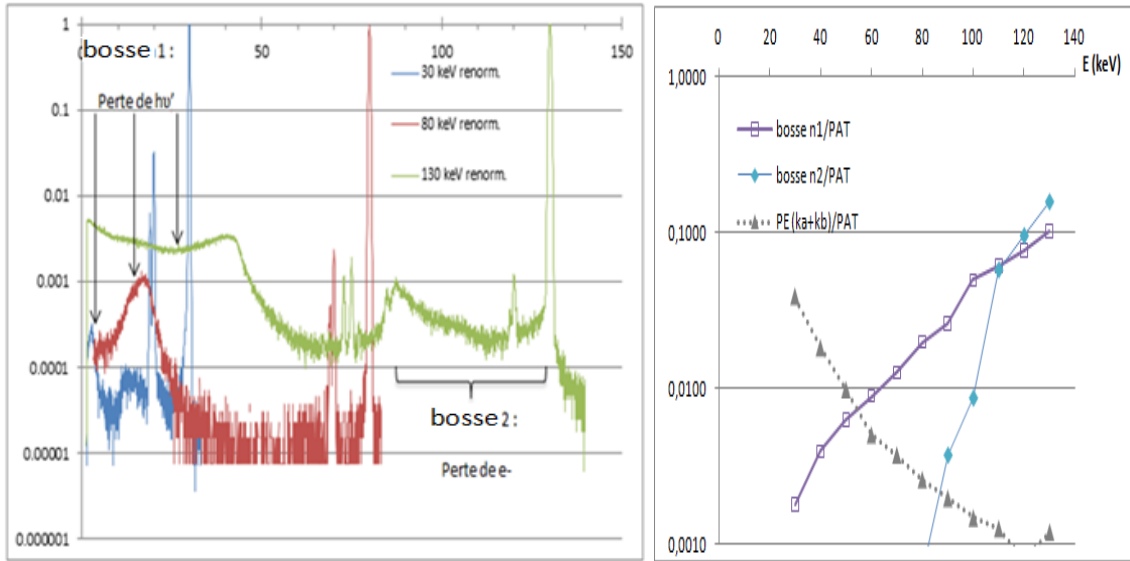


Figure 3-36: Evolution de la forme des bosses de diffusion à 30, 80 et 130 keV (gauche) et évolution des aires des bosses 1 (violet), 2 (bleu) et des pics d'échappement (orange) relatives à l'aire du PAT (droite).

### 3.5.6.2 Importance relative

Bien que les spectres de la figure 3-36 (gauche) soient en échelle logarithmique, il est clair que ces bosses représentent une part importante des déformations en termes d'aire. A titre de comparaison, les aires (relatives au PAT) des 2 pics d'échappement et des bosses de diffusion n1 et n2 sont tracées entre 30 et 130 keV sur la figure 3-36 (droite). On constate que l'aire de la bosse n1 (resp. n2) est supérieure à 1 % de l'aire du PAT dès 60 keV (resp. 100 keV pour la bosse n2). Il convient donc de prendre en compte ce phénomène mais ces bosses de forme irrégulière sont difficiles à modéliser avec les fonctions mathématiques disponibles sous COLEGRAM.

### 3.5.6.3 Modèle pour la bosse de diffusion 1

En supposant que les contributions des diffusions multiples sont négligeables, la formule de Klein-Nishina permet de calculer la probabilité de diffusion d'un photon selon un angle  $\theta$  par unité d'angle solide  $\Omega$  [28]:

$$\frac{d\sigma_{\text{compton}}}{d\Omega}(\alpha, \theta) = 0,5 * (r_0 * \epsilon)^2 * \left(\epsilon + \frac{1}{\epsilon} - \sin^2(\theta)\right) \text{ où } \epsilon = \frac{E'}{E_0} = \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))}$$

$$\text{Où : } \theta \text{ l'angle de diffusion en rad ; } r_0 = 7,94407 \cdot 10^{-30} \text{ m}^2 ; \alpha = \frac{E_0}{(c^2 m_e)} = \frac{E_0 \text{ (keV)}}{511}$$

La bosse 1 correspondant à la perte du photon diffusé, l'énergie collectée est donc comprise entre 0 keV (à  $0^\circ$ ) et  $E_0 - E_{\text{max}}$  (à  $\pi$ ). La forme de la courbe de section efficace selon l'angle est une courbe « en cacahouète », comme représentée à gauche sur la figure 3-37. Cette figure présente également, à droite, les différences entre le calcul de la forme des bosses de diffusion (en bas) et les mesures (en haut). Les différences entre les énergies maximales calculées et mesurées sont inférieures à 15 % entre 40 et 130 keV. La formule de Klein-Nishina donne une idée de la forme et de la dépendance en énergie des deux bosses de diffusion, mais ne peut pas donner de valeurs absolues, ni même la



forme précise, car elle ne prend en compte ni la probabilité d'échappement, ni l'élargissement lié au détecteur, ni les diffusions multiples.

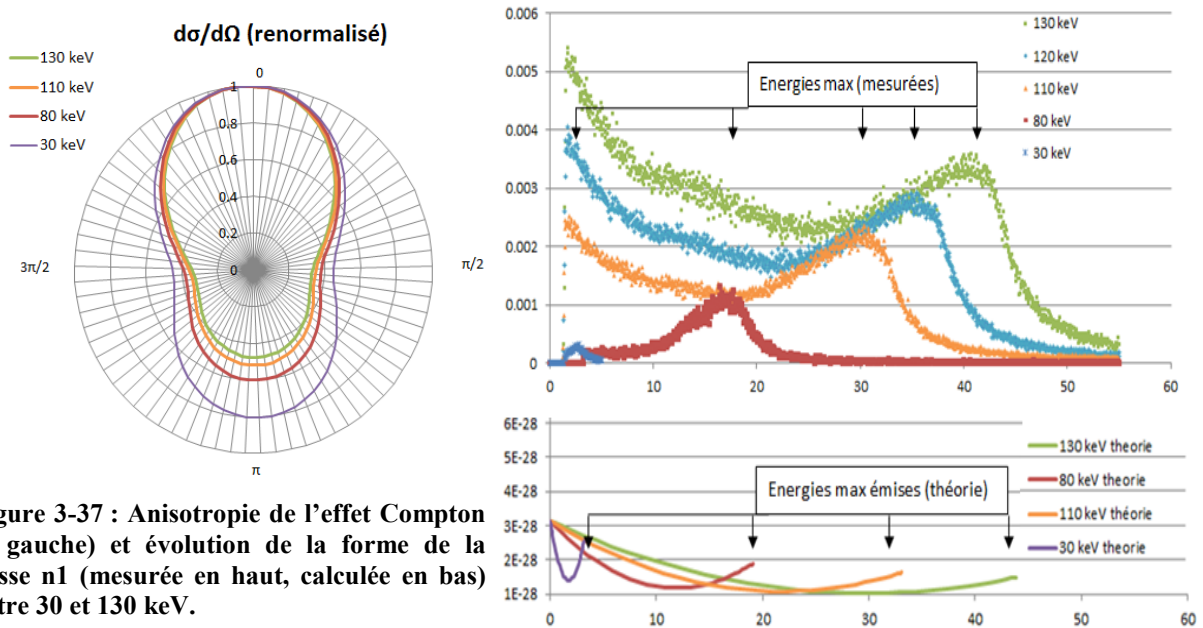


Figure 3-37 : Anisotropie de l'effet Compton (à gauche) et évolution de la forme de la bosse n1 (mesurée en haut, calculée en bas) entre 30 et 130 keV.

Ce modèle théorique ne permettant pas le calcul de la forme observée, un modèle paramétrique a été développé pour la bosse de diffusion 1, et un simple plateau sera envisagé pour la bosse 2. Seuls les paramètres de la bosse de diffusion n1 seront discutés ici, car le phénomène de perte du photon diffusé est plus probable et déforme le spectre dans la zone d'intérêt. On peut considérer une forme gaussienne de la bosse de diffusion 1 entre 11 et 70 keV, notée  $G_{d1}$ , comme le montre la figure 3-36. La position de la bosse de diffusion,  $E_{d1}$ , sa largeur,  $\sigma_{d1}$ , et son amplitude relative,  $A_{d1}$ , ont donc été étudiées avec COLEGRAM en fonction de l'énergie incidente (cf. annexe 19). Les formules suivantes, qui ne sont valables que pour des énergies supérieures à 24 keV, ont été obtenues:

$$E_{d1} = 2,29512 \cdot 10^{-3} \times E0^2 + 2,11818 \cdot 10^{-2} \times E0 + 1,29539 \cdot 10^{-1} \text{ (en keV)}$$

$$A_{d1} = 1,5388 \cdot 10^{-5} \times E0 - 2,3719 \cdot 10^{-4} \text{ pour } E > 24 \text{ keV}$$

$$\sigma_{d1} = -4,94959 \cdot 10^{-4} \times E0^2 + 1,07362 \cdot 10^{-1} \times E0 - 2,309450 \text{ (en keV)}.$$

Au-delà de 70 keV, la bosse devient très large, et ressemble à un plateau. Elle est alors ajustée par une gaussienne avec un plateau dont l'amplitude relative est décrite par la loi :

$$S_{d1} = 5,0 \cdot 10^{-7} \times E0^2 - 6,0 \cdot 10^{-5} \times E0 + 0,0017$$

### 3.5.6.4 Limites du modèle

La bosse 2 de la figure 3-28 n'a pas été modélisée, mais le modèle actuel pourrait être affiné au-delà de 100 keV par l'ajout d'une forme supplémentaire, ou par l'utilisation des formules de Seltzer décrivant les 2 bosses Compton analytiquement en fonction des tables de  $\mu/p$  et des formules de Klein-Nishina [110]. La forme en U est difficile à modéliser, et pas moins de 6 formules sont nécessaires pour décrire la bosse de diffusion 1, donc ce modèle complexe n'a pas été retenu. Les efforts de modélisation se sont portés en priorité sur la modélisation simple des phénomènes en basses énergies. Au-delà de 70 keV, on observe également des raies de fluorescence qui ne sont pas prises en compte dans le modèle et dont les origines seront explicitées au 3.6.4.



### 3.6 Modèle mathématique

L'ensemble de l'étude menée au paragraphe précédent a permis de développer pour chaque gamme d'énergie et selon la précision souhaitée, des modèles mathématiques décrivant la forme du spectre attendu pour un rayonnement monoénergétique. Le modèle le plus simple pour décrire la signature d'un germanium, une fonction gaussienne, ne convient pas ici. Des modèles plus complexes ont été ajustés à partir des bibliothèques de spectres mesurés. Le premier modèle utilisé correspond à la fonction Hypermet. De plus, dans la gamme [11,103 - 40 keV], la contribution des deux pics d'échappement n'est pas négligeable (plus de 2 % du PAT). Cela ajoute à nouveau 2 gaussiennes au modèle. Enfin, si l'on souhaite prendre en compte la bosse 1 due à la diffusion Compton, cela rajoute une gaussienne. Le modèle le plus complet de signature comprend alors 19 paramètres. Les quatre modèles utilisés et leurs gammes d'application sont rappelés dans le tableau 3-8.

Tableau 3-8: Les 4 modèles de réponse et leur nombre de paramètres

	Gamme (keV)	Hypermet	Échappements ka+kb	Bosse 1	Bosse 2	Nombre de paramètres
M0	[5 - 11,103]	X				6
M1	[11,103 - 40]	X	X			12
M2	[40 - 100]	X	X	X		15
M3	[100 - 150]	X	(X)	X	X	19

#### 3.6.1 Modèle à 6 paramètres [5 - 11,103 keV]

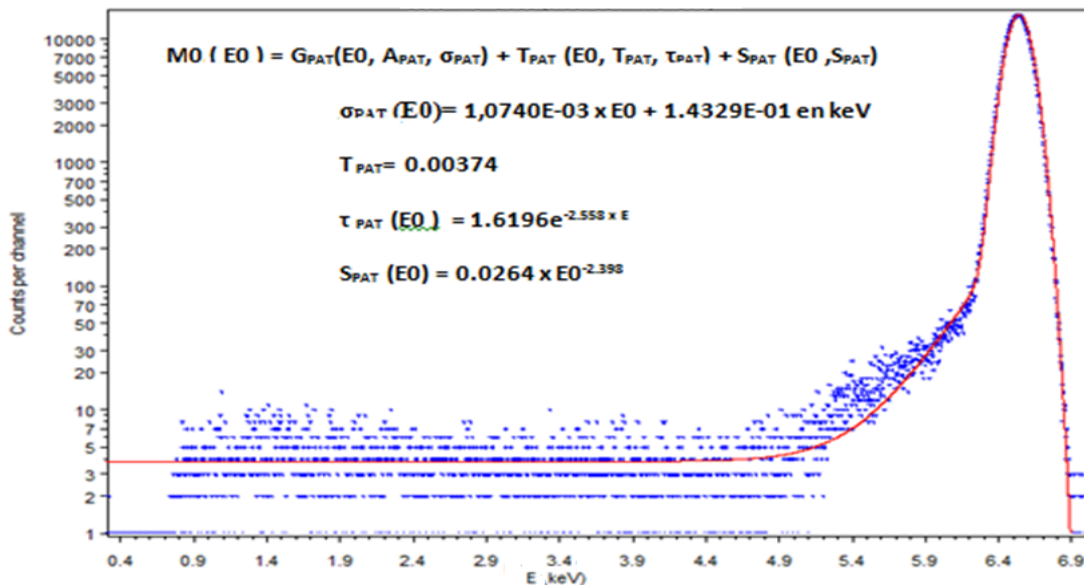


Figure 3-38: Points expérimentaux d'une mesure à SOLEX ( $E_0 = 6,5$  keV) et fit Hypermet (en rouge)

Dans cette gamme d'énergie inférieure au seuil d'excitation K du germanium, l'effet photoélectrique, dominant, est modélisé par un pic d'absorption totale (PAT), de forme gaussienne, à  $E_0$ , avec traîne et plateau. Par conséquent, le modèle se résume à une Hypermet, tel que représentée en rouge sur la figure 3-38 et comparée à une mesure à 6,5 keV. Une Hypermet comprend une gaussienne, une traîne à gauche (exponentielle décroissante) et un fond continu ou plateau, soit 6 paramètres. Ce modèle convient bien, en effet le rapport entre l'aire totale du spectre mesuré et l'aire de l'Hypermet est très proche de 1, comme présenté en annexe 20.

### 3.6.2 Modèle à 12 paramètres [11,103 - 40 keV]

Pour des énergies supérieures au seuil K, il convient d'ajouter les deux pics d'échappement, modélisés par deux gaussiennes. On obtient alors le modèle M1, représenté en figure 3-39.

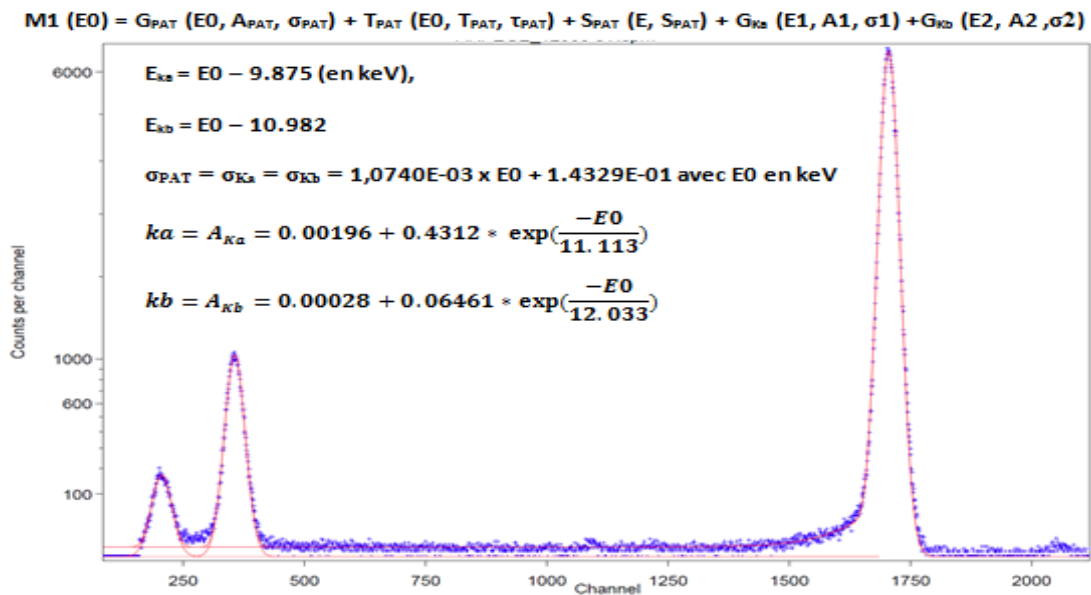


Figure 3-39: Modèle M1 et comparaison avec une mesure à 12,5 keV (SOLEX).

### 3.6.3 Modèle à 15 paramètres [40 - 100 keV]

Comme évoqué au chapitre 1, la région des très basses énergies a un grand poids dans la détermination des grandeurs dosimétriques, du fait de l'augmentation rapide des coefficients d'atténuation massique de l'air et de l'eau quand l'énergie diminue. Il est donc important de bien corriger les déformations spectrales induites par le détecteur. Il faut alors prendre en compte la bosse de diffusion Compton n1 dans le modèle suivant, M2, représenté sur le graphique 3-40.

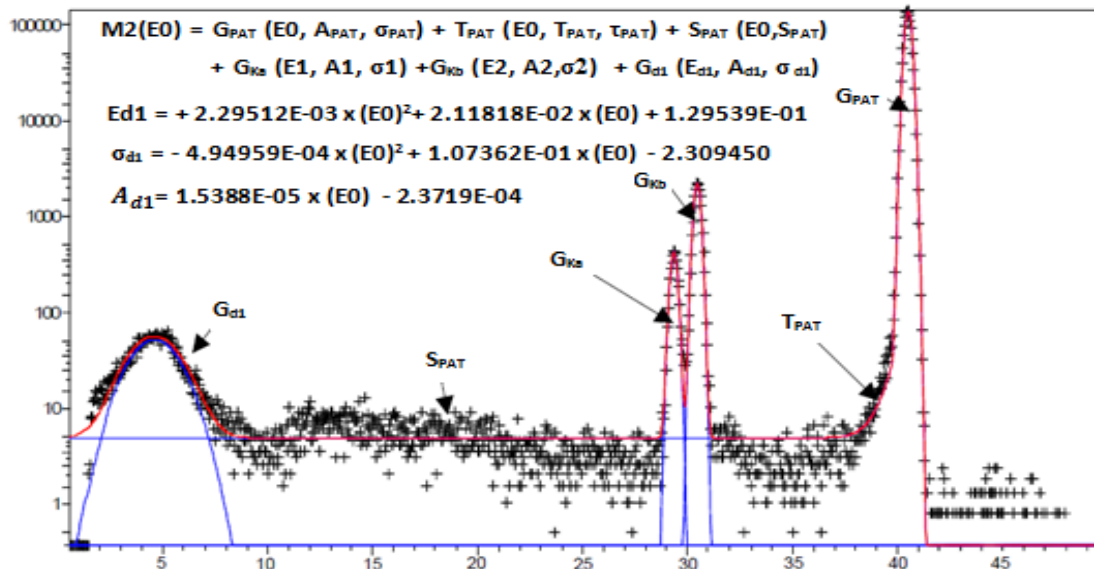


Figure 3-40: modèle M2 et comparaison à un spectre mesuré à 40 keV (ESRF).

### 3.6.4 Modèle à 19 paramètres [100 - 150 keV]

Pour affiner encore le modèle à plus haute énergie, une traine à gauche doit être ajoutée à la bosse Compton n1 et la bosse de diffusion Compton 2 (due à l'échappement du photoélectron) peut être ajoutée au modèle. La figure 3-41 montre ce modèle à 19 paramètres, calculé à 120 keV.

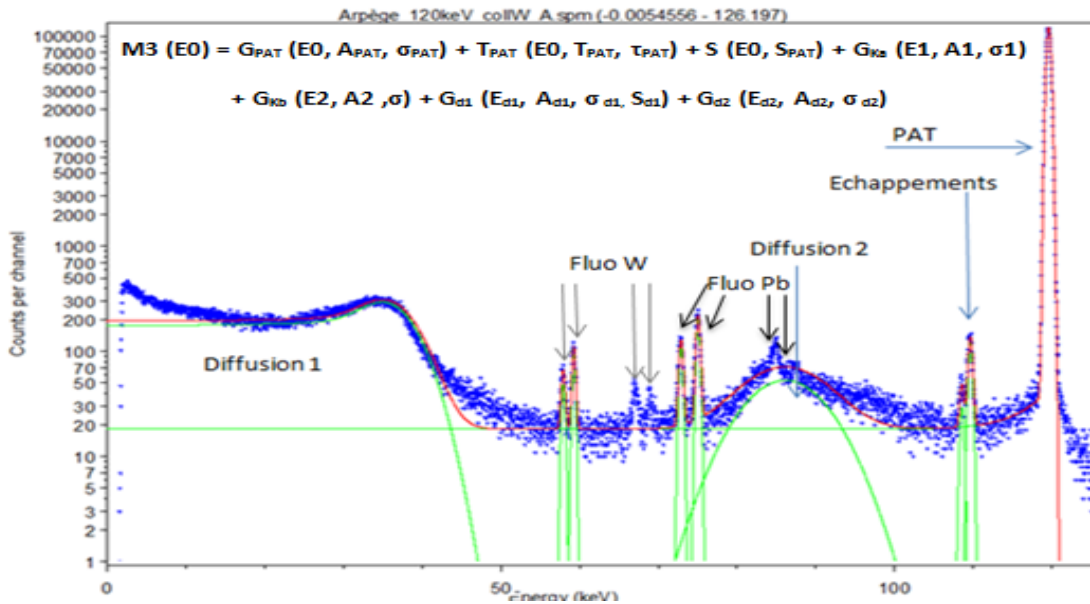


Figure 3-41: modèle M3 et comparaison avec un spectre à 120 keV (ESRF).

Les raies de fluorescence du plomb et du tungstène sont également visibles et peuvent être modélisées par des gaussiennes. Ce modèle n'a cependant pas été plus détaillé, car il devient trop complexe. On cherchera alors à utiliser soit des réponses simulées par Monte-Carlo, soit des réponses calculées à partir des mesures.

## 3.7 Modèle Monte-Carlo du détecteur

Comme vu au chapitre 2, le code utilisé dans cette thèse est une version parallèle du code PENELOPE. Afin de valider des modèles de sources déjà établis au laboratoire, il faut tout d'abord valider le modèle du détecteur. Les éléments non visibles à la radiographie comme la zone morte, le contact et le support du cristal, ont dû être ajustés par simulation pour compléter le modèle géométrique d'ARPEGE. Le modèle retenu pour ARPEGE est explicité ici, ainsi que sa validation par comparaison avec les spectres monochromatiques mesurés.

### 3.7.1 Modèle d'après radiographies

D'après les radiographies présentées au 3.1.1, les dimensions d'un certain nombre d'éléments sont connues, dont le cristal de germanium. Comme ce détecteur est utilisé avec des collimateurs pour limiter les diffusions dans les structures annexes, celles-ci ne seront pas modélisées, sauf celles en contact direct, comme le support du cristal, ou encore celles entre la source et le cristal, c'est-à-dire la fenêtre en béryllium, le filtre infra-rouge, le contact et la zone morte. La zone partiellement active

ne peut être modélisée sous PENELOPE. Les dimensions de la fenêtre de béryllium sont fournies par le fabricant et l'estimation de l'épaisseur de l'écran infra-rouge est issue de la littérature [91].

### 3.7.2 Elargissement gaussien

Pour valider la géométrie du détecteur ARPEGE, il a fallu non seulement simuler le dépôt d'énergie dans le germanium mais également « élargir les spectres simulés » pour une source monochromatique connue (SOLEX, ESRF) afin de comparer les spectres simulés et les spectres mesurés. En effet, un spectre simulé avec PENELOPE ne prend pas en compte les effets liés à la collection de charges, comme l'élargissement gaussien ou encore la traîne, ce qui rend difficile la comparaison directe de la mesure et de la simulation. Le premier point a été résolu par F. Salvat et X. Llovet qui ont développé un sous-programme, CONVOLG, inclus dans la distribution PENEPMA, afin de convoluer un spectre calculé sous PENELOPE par une gaussienne de FWHM donnée [111]. Les fonctions décrivant l'évolution de la FWHM sont tirées du 3.5.2, avec  $FWHM=2,355 \times \sigma$ . La figure 3-42 montre le spectre mesuré à l'ESRF (en noir) et le spectre obtenu avec PENELOPE pour un faisceau de 30 keV de  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  : brut (en orange) et après convolution (en rouge).

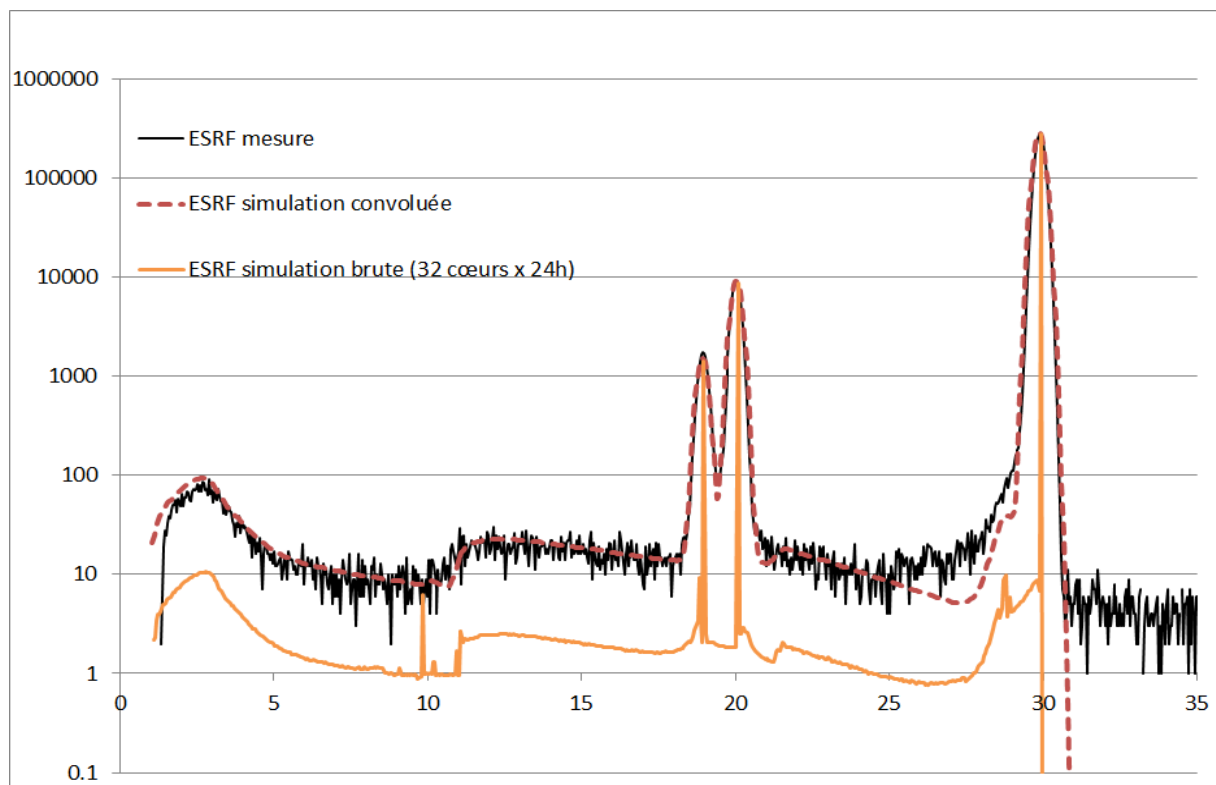


Figure 3-42: Simulation du faisceau ESRF à 30 keV (en noir: mesures; en orange: simulation brute; en rouge: simulation \* gaussienne).

Un bon accord est alors observé sur l'ensemble du spectre de la figure 3-42, à l'exception de la traîne, qui n'est pas prise en compte dans la simulation. Les résultats obtenus par simulation permettent de décrire parfaitement le spectre en basse énergie, y compris les bosses de diffusion et ainsi de discriminer les coups provenant des photons réellement émis par la source de ceux issus des processus de détection.

### 3.7.3 Ajustement des paramètres inconnus

Les éléments dont les dimensions ou la composition sont inconnues sont au nombre de trois : le contact, la zone morte et le support du cristal.

#### 3.7.3.1 Le contact « avant »

Le contact « avant », réparti sur les bords et la face avant du cristal est de composition et de dimensions inconnues. De par l'étude bibliographique, le contact est fin sur un cristal de type N, et les principaux candidats sont le bore, le nickel et l'or. Parmi les mesures réalisées à SOLEX, la nature du contact a été investiguée. Les fluorescences typiques du nickel ( $X_K$  à 7,4 et 8,3 keV) et de l'or ( $X_L$  à 9,7 et 11,5 keV) n'ont pas été observées sur les spectres mesurés. De plus, les raies  $X_K$  du bore étant d'énergie inférieure 183 eV, cet élément ne peut pas être observé par fluorescence. Des simulations Monte-Carlo avec un contact de 50 nm de nickel ou d'or montrent que leurs raies de fluorescence doivent être observées sur les mesures. De ce fait, le bore semblerait être le meilleur candidat. C'est donc l'hypothèse retenue ici, et son épaisseur a été fixée arbitrairement à 50 nm.

#### 3.7.3.2 La zone morte

L'étude de la zone morte (ZM) de germanium à l'aide d'un rayonnement mono-énergétique nécessite de réaliser des mesures au voisinage du seuil L3 du germanium à 1,22 keV. ARPEGE n'ayant pas pu être connecté à l'enceinte sous vide de SOLEX, la zone morte n'a pu être étudiée expérimentalement du fait de l'absorption du rayonnement dans la fenêtre de sortie de SOLEX et dans la couche d'air séparant ARPEGE de SOLEX. L'influence de la zone morte sur les spectres a donc été évaluée à l'aide de simulations pour 3 tailles de zone morte (10 nm; 100 nm ; 1  $\mu$ m), comme représenté sur la figure 3-43. En comparant l'amplitude des pics à 9,8 keV (encerclé), on constate que le pic de fluorescence du germanium augmente rapidement avec la zone morte. Or il est peu marqué sur le spectre mesuré (en noir sur la figure 3-43).

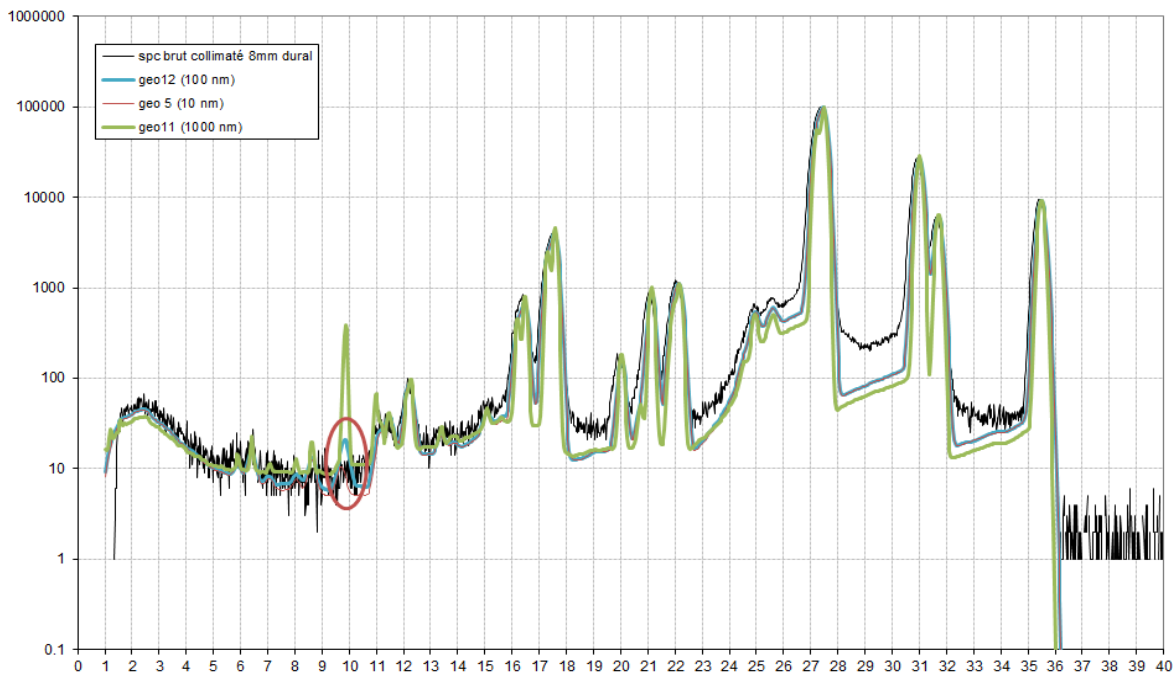


Figure 3-43: Simulations de différentes épaisseurs de zone morte (10 nm en rouge, 100 nm en bleu; 1000 nm en vert) pour un grain d'iode 125, mesuré à 331 mm avec un collimateur en dural de 8 mm.

L'épaisseur de la zone morte a donc été fixée à 10 nm. En effet, pour un détecteur de même modèle, la zone morte considérée pour les simulations était de 10 nm [94] et la zone morte a même été mesurée pour un détecteur de même technologie et valait  $12 \pm 6$  nm [92].

### 3.7.3.3 Le support du cristal

Le cristal est maintenu dans un support, généralement constitué d'un alliage d'aluminium, comme le duraluminium. Le détecteur étant systématiquement équipé d'un système de collimation adapté à l'énergie mesurée, les photons incidents n'interagissent pas directement dans ce support. De plus, les surfaces arrières du détecteur n'ont pas été modélisées, car les interactions dans ces zones éloignées sont très peu probables à basses énergies. En effet, la géométrie du détecteur n'intervient que pour la validation des spectre de grain d'iode, i.e pour des photons simulés de basse énergie ( $E < 40$  keV), donc le modèle décrit ici est jugé suffisamment précis.

### 3.7.4 Modèle final

Pour rappel, les dimensions sont issues des radiographies, de la bibliographie et d'ajustements pour faire coïncider les résultats de simulation et ceux de mesure. La figure 3-44 et le tableau 3-9 décrivent le modèle développé (géométrie et matériaux).

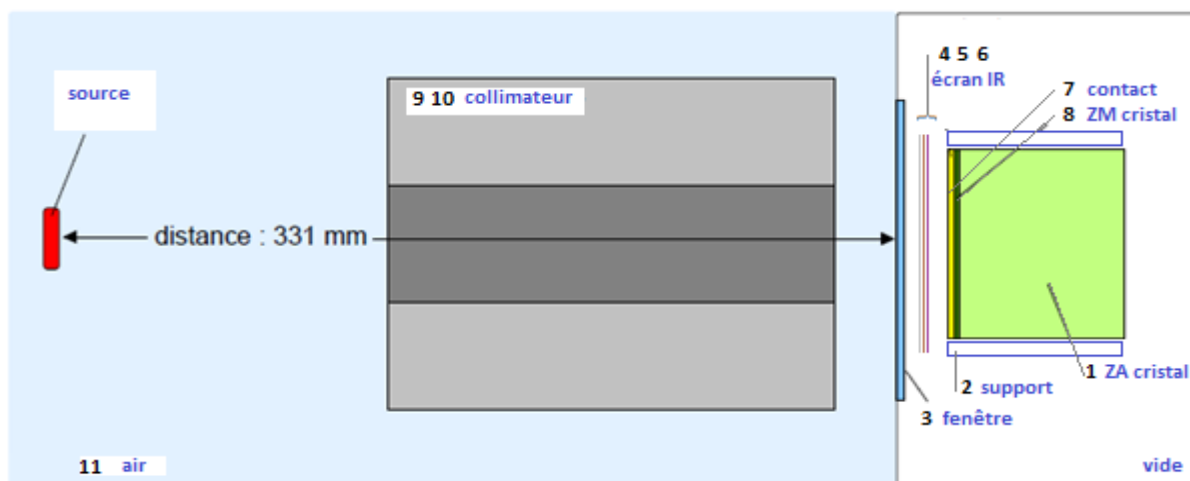


Figure 3-44: Modèle final du détecteur ARPEGE pour les simulations Monte-Carlo.

Tableau 3-9: Géométrie et matériaux du détecteur ARPEGE utilisés en simulation.

numéro	Composant	Matériau	Masse volumique ( $\text{g.cm}^{-3}$ )	$R_{\text{interne}}$ (cm)	$R_{\text{externe}}$ (cm)	Epaisseur (cm)
1	Cristal (Zone Active)	Ge	5,323		0,67	1,098
2	Support cristal	Dural2	2,79	0,67	0,92	1,098
3	Fenêtre	Be	1,848		0,583	$25^{\text{E}-4}$
4	Ecran IR	Kapton	1,42		0,583	$8.47^{\text{E}-4}$
5	Ecran IR	Mylar	1,40		0,583	$1.1046^{\text{E}-2}$
6	Ecran IR	Al	2,70		0,583	$1^{\text{E}-5}$
7	Contact	B	2,377		0,583	$50^{\text{E}-7}$
8	ZM	Ge	5,323		0,583	$10^{\text{E}-7}$
9	Collimateur CT	Al / W	2,79/19,3	0,3/0,4	1,5	3,6 / 1,3
10	Collimateur Tube X	W	19,3	0,05	0,92	1,60
11	air	air	0,001205			variable

La figure 3-44 montre un bon accord entre les spectres mesuré et simulé pour une source monochromatique de 30 keV, hormis la traîne. Par souci de synthèse, les comparaisons à 10, 60, 80 et 100 keV, qui aboutissent à la même conclusion, figurent en annexe 21. Ce modèle a été développé pour des spectres d'iode et la figure 3-43 montre déjà un très bon accord entre simulation et mesure. Les écarts observés aux niveau du « fond » entre les pics, dans la gamme 18-35 keV, montrent que le modèle initial de grain-source utilisé peut être amélioré.

## Conclusion

Dans ce chapitre, la chaîne de mesure associée au détecteur ARPEGE a été caractérisée, depuis les dimensions des éléments internes du détecteur, en passant par les réglages et les performances électroniques, ainsi que l'influence des différents collimateurs utilisés. Les réglages électroniques et le choix des collimateurs varient entre les mesures de grains d'iode (flux incident relativement faible,  $E < 35,5$  keV) et les tubes à rayons X (flux incident élevé,  $E \leq 150$  keV). Cependant, il a été démontré que les collimateurs induisaient peu de déformations sur les spectres mesurés. Avec les grains d'iode, des spectres peu déformés par les phénomènes d'empilements peuvent être acquis. Dans le cas des tubes à rayons X, le traitement des empilements asynchrones est réalisé par le LYNX. Pour les empilements synchrones, l'absence de rejet de ce phénomène par le LYNX a été corrigée par le développement d'un algorithme de correction *a posteriori* pour obtenir des spectres moins déformés. Les spectres obtenus peuvent alors être considérés comme étant la convolution du spectre « vrai » émis par la réponse du détecteur. Afin de remonter au spectre « vrai », il faut donc corriger le spectre mesuré de la réponse du détecteur. Cette réponse se compose d'un terme quantitatif, le rendement de détection, et d'un terme qualitatif, qui décrit le spectre obtenu pour chaque énergie incidente. Le 1<sup>er</sup> terme est mesuré à l'aide de sources étalons et de l'installation SOLEX, et le 2<sup>nd</sup> terme, appelé signature ou réponse spectrale du détecteur, peut être soit simulé (code Monte-Carlo), soit mesuré à l'aide de sources monochromatiques accordables. A cette fin, une demande de temps de faisceau a été déposée pour la ligne ID17 de l'ESRF. Ces mesures avec faisceau monochromatique (ESRF et SOLEX) ont permis d'étudier en détail les différentes composantes de la signature spectrale, à savoir le pic d'absorption totale, les pics d'échappement, ou encore les bosses de diffusion. Les spectres monochromatiques, ajustés avec le logiciel COLEGRAM, ont ainsi permis de développer différents modèles mathématiques de réponse, afin de corriger les spectres. Le modèle du détecteur a également été affiné par comparaison des simulations Monte-Carlo et des spectres mesurés.

Le chapitre 4 décrira les différentes méthodes permettant d'utiliser ces réponses mesurées, simulées ou calculées, pour reconstruire le spectre réellement émis par la source à partir des mesures.

## **Chapitre 4 :**

# **POST-TRAITEMENTS DU SPECTRE**



Comme souligné par Seltzer dès 1981 [110], *bien que les détecteurs [HPGe] aient l'avantage de présenter un rendement de détection raisonnablement élevé, il est cependant nécessaire de corriger le spectre mesuré des artéfacts induits par le système de détection.* Si la déconvolution de la réponse instrumentale est un problème ancien [112, 113], son application aux spectres continus issus de tubes à rayons X fait de nouveau l'objet de nombreuses publications [114,115]. En spectrométrie gamma, la déconvolution des spectres a pour objectif d'améliorer la résolution des spectres (meilleure identification des radionucléides) et d'abaisser la limite de détection des pics par post-traitement [116,117]. Dans ce domaine, des logiciels (comme GENIE 2000) qui intègrent des algorithmes de calcul d'aire et de centroïde sont parfois incorrectement qualifiés de logiciels de déconvolution. En dosimétrie, le problème est différent car tous les photons incidents contribuent potentiellement au kerma dans l'air (énergie transmise dans l'air). De ce fait, il est nécessaire de déterminer le spectre des photons incidents à partir du spectre mesuré (énergie déposée dans le semi-conducteur) en corrigeant ce dernier des divers artéfacts induits par le détecteur (échappements, traîne, bosse de diffusion...). Parmi ces artéfacts, ce chapitre ne traitera pas de la correction du rendement. Cette correction, effectuée à partir des formules du 3.4, ne sera appliquée qu'à partir du chapitre 5.

Ce chapitre comporte quatre parties. La première, après avoir explicité le caractère *mal posé* (au sens mathématique) du problème, présente différentes méthodes de détermination de la fonction de réponse. La deuxième passe en revue quelques-unes des principales méthodes permettant de remonter au spectre incident connaissant la fonction de réponse. Seront ainsi abordées, entre autres, les méthodes par *stripping* ou *model-fitting* ainsi qu'une approche mathématique plus rigoureuse développée au Laboratoire Modélisation, Simulation et Systèmes (LM2S, CEA) sur la base de l'outil SINBAD (Spectrométrie par Inférence Non paramétrique BAYésienne pour la Déconvolution) [118,119]. La troisième partie comparera les résultats obtenus par ces trois méthodes pour un spectre de grain d'iode, préliminaire nécessaire à l'application de ces méthodes aux spectres continus issus des tubes à rayons X. Ainsi, une fois les méthodes adaptées et validées, les résultats obtenus pour le faisceau CCRI25 du tube X 160 kV seront détaillés et commentés dans la quatrième partie.

## 4.1 Quelques rappels mathématiques

Cette partie vise à expliciter les notions de problème inverse et de réponse du détecteur.

### 4.1.1 Déconvolution et problème inverse

Le système « ARPEGE & LYNX » est supposé linéaire et continu. Il est défini par un opérateur  $\mathcal{R}$  tel que le spectre en sortie du système de détection, noté  $\mathcal{M}$ , peut s'exprimer sous forme d'une équation de Fredholm de première espèce pour toute énergie incidente  $E$  :

$$\mathcal{M}(E') = \int_0^{+\infty} \mathcal{V}(E) \mathcal{R}(E, E') dE$$

L'opérateur  $\mathcal{R}(E, E')$  ou réponse de forme traduit la façon dont une énergie  $E'$  du spectre de sortie  $\mathcal{M}(E')$  est alimentée par une énergie  $E$  du spectre d'entrée  $\mathcal{V}(E)$  des photons incidents, sans prise en compte du rendement. Cet opérateur est donc normalisé, et la correction du rendement n'intervient

qu'après les corrections de forme. Quand l'opérateur  $\mathcal{R}$  est invariant par translation, l'équation ci-dessus est assimilable à une équation de convolution et  $\mathcal{R}$  est alors appelée réponse impulsionnelle en électronique ou PSF (*Point Spread Function*) en traitement de l'image. Ici, les termes signature ou réponse du détecteur seront préférés. Dans notre cas, comme la fonction de réponse n'est pas invariante par translation, la notion de déconvolution est un abus de langage, mais c'est toutefois le terme le plus employé.

Du fait de la numérisation des données par le convertisseur analogique-numérique sur un nombre discret de canaux, le spectre mesuré correspond au vecteur  $\mathcal{M}(E'_j)$ . Le choix est alors fait de travailler sur une approximation discrète de la solution continue, notée  $\mathcal{V}(E_j)$ . L'opérateur  $\mathcal{R}(E, E')$ , discrétisé dans ses deux dimensions, est alors une matrice  $\mathcal{R}(E_i, E'_j)$ , appelée projecteur. L'équation ci-dessus s'écrit alors de façon approchée (par discrétisation):

$$\mathcal{M}(E'_j) = \sum_i \mathcal{V}(E_i) \mathcal{R}(E_i, E'_j)$$

Les deux équations précédentes sont en fait simplifiées. En effet, elles ne tiennent pas compte de la présence de diverses sources de bruit et d'incertitude, provenant aussi bien de la source d'émission (instabilité du tube, émission radioactive de Poisson) que du modèle de réponse (statistique de détection poissonnienne, approximation et incertitude du modèle physique).

Contrairement à un bruit blanc, le bruit de Poisson ne peut pas être considéré comme additif et le spectre observé  $\mathcal{M}(E_j)$  sera représenté par la réalisation d'une variable aléatoire suivant la densité de probabilité d'une loi de Poisson. Les sources de bruit sont le principal problème pour remonter du spectre observé  $\mathcal{M}(E_j)$  au spectre émis  $\mathcal{V}(E_j)$ . En effet, l'opérateur  $\mathcal{R}(E_i, E_j)$  intervenant dans l'équation de Fredholm présente usuellement (même pour un détecteur de type HPGe) une décroissance de ses valeurs singulières (assimilable à un phénomène de « filtrage passe-bas ») qui conduit à une grande variabilité de reconstruction de  $\mathcal{V}(E_j)$  pour de petites fluctuations de  $\mathcal{M}(E_j)$ .  $\mathcal{R}(E_i, E_j)$  n'est alors pas inversible ou bien son inverse est suffisamment irrégulier pour que de petits changements dans les observations provoquent de grandes différences dans les solutions. Le problème inverse est alors dit *mal posé* et la présence de bruit limite les possibilités d'inférence sur le spectre vrai recherché.

Enfin, il est à noter que les déformations dues au phénomène d'empilement ne sont pas considérées ici grâce au choix de réglages électroniques optimaux et à l'utilisation d'un logiciel de correction d'empilements.

### 4.1.2 Modélisation de la réponse du détecteur

La matrice  $\mathcal{R}$  peut être obtenue par simulation (méthodes Monte-Carlo), calcul analytique ou par mesure. La taille de cette matrice doit être un compromis entre temps de calcul, ressources mémoire et précision. Cependant, nous sommes confrontés ici à un problème encore plus incertain qu'un problème inverse dans la mesure où la réponse du système n'est pas connue avec exactitude mais seulement estimée. Par ailleurs, l'estimation de la réponse du détecteur est elle-même affectée de son propre bruit de mesure ou de ses imperfections de modélisation. Il résulte de toutes ces estimations et approximations que l'évaluation de l'incertitude sur le spectre d'émission est un problème très complexe n'ayant pu être traité au cours de ce seul travail de thèse.

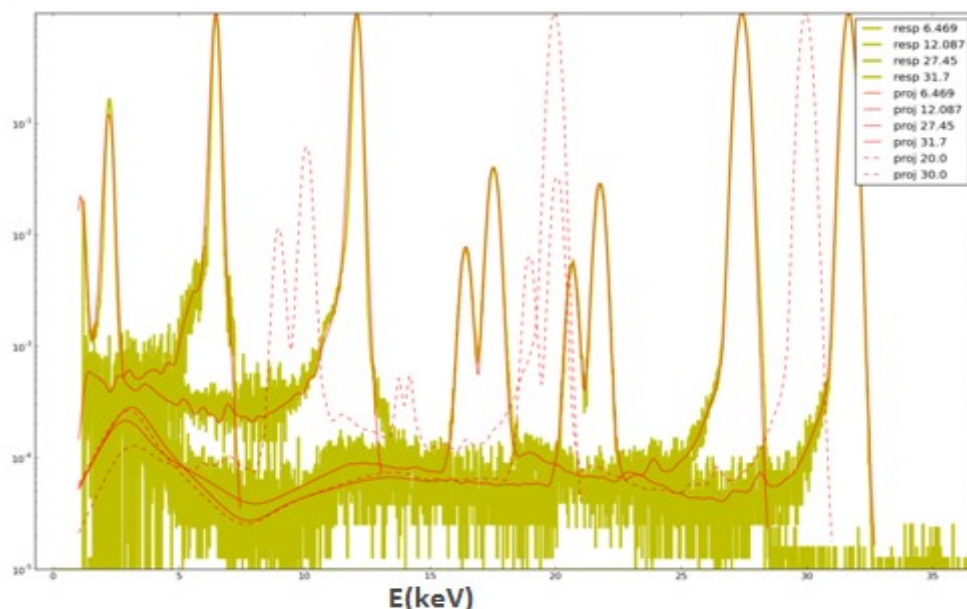
La qualité de reconstruction du spectre des photons incidents sera ainsi extrêmement dépendante de la qualité de modélisation de la réponse du détecteur. Différentes méthodes ont été considérées :

- les simulations Monte-Carlo de la réponse, détaillées au 3.7. Cette méthode permet de choisir le pas d'échantillonnage des réponses constant et aussi précis que nécessaire. Par ailleurs, à condition

de consentir à des temps de calcul suffisants, ces réponses peuvent être statistiquement peu bruitées. Le problème réside alors essentiellement dans l'exacte connaissance de la géométrie et des matériaux de détection. Cependant, les codes Monte-Carlo ne prenant généralement pas en compte l'élargissement de la réponse, la réponse simulée doit être convoluée par une gaussienne (programme convol-ge de PENELOPE, cf. 3.7.2 ou utilisation du package ROSI [115]). Enfin, la zone partiellement active du cristal n'étant pas prise en compte dans les simulations Monte-Carlo, la traîne à gauche du pic d'absorption totale n'apparaîtra pas dans les spectres mesurés. Ces réponses, calculées tous les 5 keV, n'ont pour toutes ces raisons pas été utilisées ici.

- le calcul analytique de la fonction de réponse. Les formules données dans le 3.6 (modèles M0, M1 et M2) ont été codées en C++ à l'aide du *framework* ROOT du CERN. Cependant pour des photons incidents d'énergie supérieure à 24 keV, ces formules perdent en précision du fait de l'apparition d'une bosse à basse énergie, difficile à prendre en compte. Ces formules fournissent néanmoins une fonction de réponse facile à manipuler et non bruitée.

- une approche phénoménologique de calcul de la fonction de réponse de notre détecteur a été menée par des collègues du LM2S. SINBAD a la particularité de travailler sur un espace continu pour la position des pics<sup>1</sup> ce qui demande de pouvoir interpoler le modèle de réponse pour une énergie d'entrée quelconque (éventuellement en dehors de toute grille). Afin de s'affranchir des problèmes induits par des effets de grille, il est préférable de travailler avec un modèle continu de réponse appelé méta-modèle. Ce dernier a été obtenu par un projecteur basé sur une technique de régression non linéaire non paramétrique [120] à partir de nos réponses impulsionnelles mesurées à SOLEX et à l'ESRF. Il est à souligner que le projecteur a la capacité de reconstruire la réponse à n'importe quelle énergie incidente, telle qu'illustrée en figure 4-1. Celle-ci représente l'estimation de six réponses du détecteur (courbes rouges) à partir de la seule connaissance de quatre réponses mesurées (courbes vertes).



**Figure 4-1: Tracé (échelle semi-log) de 6 réponses estimées (en rouge, à 6,47; 12,09; 20; 27,45; 30 et 31,7 keV) et comparaison avec 4 réponses impulsionnelles mesurées et normalisées (en vert, à 6,47 ; 12,09 ; 27,45 et 31,70 keV)**

<sup>1</sup> Le processus de Dirichlet est discret, mais les positions des pics sont recherchées sur tout l'espace réel positif.

Ces estimations sont très satisfaisantes comme le montre le bon accord entre la réponse discrète mesurée, par exemple, à 30 keV (en vert) et son estimation continue (en rouge), notamment au niveau de la bosse de diffusion. Néanmoins, nos mesures souffrent d'un certain nombre d'inconvénients vis-à-vis de cette approche phénoménologique. Ainsi, le pas des réponses impulsionnelles n'est ni constant ni suffisamment fin. De plus, aucune mesure n'ayant pu être effectuée entre 14 et 22 keV, il en résulte pour cette gamme énergétique une sensibilité accrue aux erreurs de modélisation de la réponse. Enfin, de petits artéfacts comme la fluorescence du cuivre de l'anode de SOLEX peuvent perturber le processus de projection.

## 4.2 Méthodes de calcul du spectre incident

Une fois la réponse  $\mathcal{R}$  connue, l'objectif est de remonter au spectre émis. Ce calcul est plus ou moins complexe selon la résolution attendue. Le résultat d'une inversion directe de la matrice de réponse présentant des oscillations, il est fréquent de travailler sur un problème approché, soit en modifiant la matrice (décomposition en valeurs singulières [121]), soit en introduisant un coefficient de régularisation (algorithmes de Gold [122, 117], de Tikhonov [113]...). Une étude bibliographique, brièvement présentée ici, a permis de montrer qu'aucune de ces méthodes n'est satisfaisante pour nos applications [123]. Par conséquent, trois autres méthodes ont été retenues: le *stripping*, le *model-fitting* et l'inférence bayésienne. Enfin, quelques éléments d'évaluation de la qualité de la déconvolution seront rapidement évoqués afin de comparer les résultats obtenus par ces méthodes.

### 4.2.1 Inversion directe de la matrice

Dans le cas particulier où la résolution du détecteur est inférieure au pas, la matrice est triangulaire supérieure et donc inversible si et seulement si tous ses coefficients diagonaux sont non nuls. Cette condition est vérifiée car le pic d'absorption totale (PAT) est le terme diagonal. Cette méthode peut alors être mise en place en utilisant MATLAB ou ROOT.

La figure 4-2 représente la réponse de forme mesurée, renormalisée à une amplitude de 1 pour chaque énergie incidente. La matrice résultante sera triangulaire supérieure à condition que le pas soit assez grand, et dominée par son terme diagonal. Il convient de noter que tous les autres canaux ont une faible statistique et sont bruités.

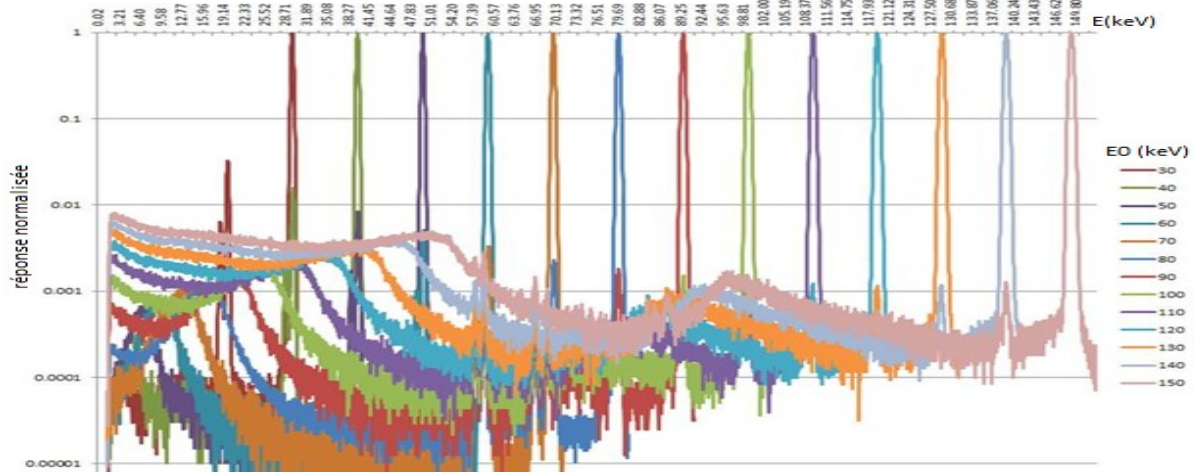
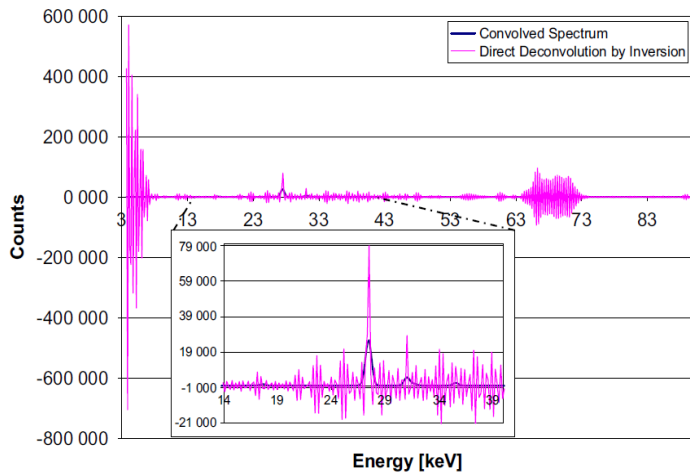


Figure 4-2 : Evolution de la fonction de réponse mesurée avec l'énergie.



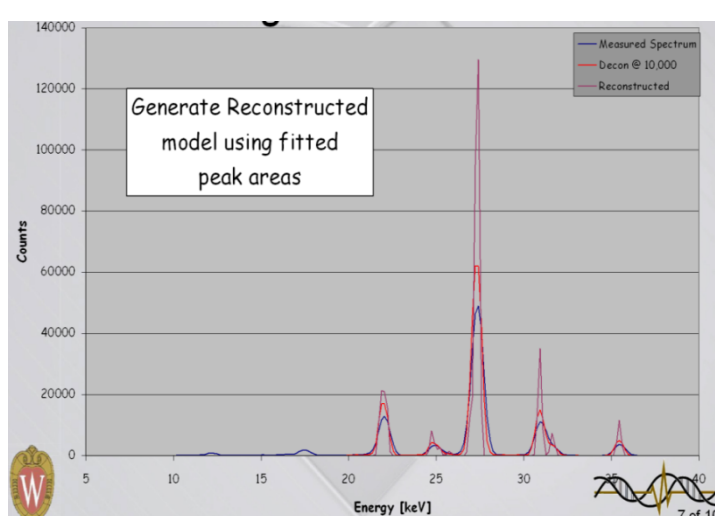
**Figure 4-3 : Inversion directe d'une matrice de réponse et application à un spectre d'iode 125 [91]**

Afin d'améliorer ce calcul très bruité, il est alors possible de réécrire la matrice à l'aide de ses valeurs singulières, et en ne gardant que les plus significatives, il est possible à la fois de gagner en temps de calcul et de diminuer la sensibilité au bruit. Cette méthode, appelé TSVD ou MTSVD n'a pas été étudiée ici, du fait des résultats peu concluants obtenus avec un détecteur germanium par l'équipe de Gallardo et al. [123].

Dans notre cas, le pas de mesure étant de l'ordre de la dizaine d'eV, le pic d'absorption totale (PAT) s'étale sur des dizaines de canaux, ce qui fait que la matrice n'est plus strictement triangulaire. De plus, rendre la matrice diagonale par ré-échantillonnage nécessiterait de prendre un pas de plus d'1 keV, ce qui n'est pas envisageable pour le traitement des spectres de basse énergie.

## 4.2.2 Régularisation

La régularisation consiste à approcher le problème *mal posé* par une famille de problèmes *bien posés* voisins (moins sensibles au bruit). Le choix du paramètre de régularisation est un compromis entre la stabilité recherchée et le degré d'approximation du problème initial. Celui-ci agit comme un filtre sur la fonction de réponse. Ainsi, la méthode de régularisation selon Gold, optimisée par Morhac et al. pour la spectrométrie gamma [117], a été appliquée par Beach et Dewerd à des spectres de grains d'iode [91,124].



**Figure 4-4: Exemple de résultats pour un spectre de grain d'iode avec l'algorithme de Gold [124]**

Comme mis en évidence par de nombreux auteurs, l'inversion directe de la matrice n'est pas concluante du fait de ce bruit [112]. Ainsi, Beach et Dewerd ont appliqué une matrice simulée et inversée sous Matlab, à la correction d'un spectre de grain de curiethérapie à l'iode 125 [91]. Le résultat obtenu, en figure 4-3, présente de nombreuses oscillations, en particulier à basse énergie. Cette méthode n'est donc pas exploitable ici.

La figure 4-4 présente les résultats obtenus après 10 000 itérations de l'algorithme.

Bien que les amplitudes des raies ainsi trouvées pour l'iode 125 semblent très proches des valeurs attendues, cette méthode ne résout ni le problème de l'élargissement gaussien, ni la séparation du multiplet à 27 keV. A notre connaissance, les fonds ne sont pas pris en compte.

### 4.2.3 Stripping

Sans même faire un calcul matriciel lourd, il est possible de soustraire un certain nombre de déformations induites par le canal N sur les canaux [0 ; N-1] à partir de formules analytiques. Cette méthode, particulièrement utilisée pour la correction des échappements sur les spectres de détecteur germanium, est appelée *stripping*. Déjà utilisée en 1981 par Seltzer et al. pour des tubes à rayons X, elle permet de corriger des échappements et même, approximativement, des bosses de diffusion [110].

D'après le tableau 4-1, la seule correction (hormis le rendement) représentant plus de 3 % de l'aire du PAT en dessous de 70 keV est la correction d'échappements. De plus, nous avons vu au chapitre 3 que celle-ci peut représenter jusqu'à 18 % de l'aire du PAT. Par conséquent, en basses énergies ( $E < 70$  keV), la première approximation du spectre incident est le spectre mesuré, corrigé du phénomène d'échappement.

**Tableau 4-1 : Ordre de grandeur des amplitudes des différents artefacts de détection (relatives au PAT)**

Amplitude relative au PAT	Echappements		Traîne	Plateau	Bosse de diffusion n1
	ka	kb			
30 keV	0,031	0,0056	0,0017	$5,6 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$
70 keV	0,0028	0,0005	0,0006	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$8,4 \cdot 10^{-4}$
150 keV	0,0020	0,0003	$6,1 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$

Une approche préliminaire a donc consisté à corriger, canal par canal, le spectre mesuré des échappements et du rendement, d'après les formules analytiques détaillées aux 3.4 et 3.5.

Considérons le spectre mesuré comme un histogramme de N canaux, chacun associé à une énergie  $E_n$  et à une amplitude  $A_n$ . Le processus de correction débute par le numéro de canal le plus important (correspondant à l'énergie maximale du spectre), soit N-1, et traite ensuite le spectre par itérations décroissantes, pour finir par le canal 0. Pour un détecteur au germanium, si l'énergie incidente  $E_n$  est supérieure à 11,103 keV, alors deux pics d'échappements  $K\alpha$  et  $K\beta$  sont observables aux énergies :  $E_{n,K\alpha} = E_n - 9,875$  keV et  $E_{n,K\beta} = E_n - 10,982$  keV. Ayant précédemment déterminé par mesure les fractions des amplitudes des échappements par rapport au pic d'absorption totale (cf. formules du 3.5.5), il est aisé de soustraire les phénomènes d'échappement des canaux ainsi déformés (correspondant aux énergies  $E_{n,K\alpha}$  et  $E_{n,K\beta}$ ), et de corriger le canal correspondant à l'énergie  $E_n$  de la « perte » de coups dus aux échappements. Les premiers résultats obtenus par cette méthode concernaient la correction de spectres mesurés par un détecteur germanium et issus du mammographe. Pour ce type de faisceau de basse énergie (HT=25 kV), les corrections sont importantes, et une validation de la méthode est alors nécessaire. Cette méthode a pu être validée par comparaison aux spectres obtenus dans les mêmes conditions par un détecteur silicium, qui ne présente pas d'échappement dans cette gamme d'énergie. Les résultats de cette comparaison, publiés dans X-Ray Spectrometry [125], seront présentés au chapitre 5. La correction, automatisée sous LABVIEW, peut alors être réalisée sur un PC d'acquisition en 1 à 2 minutes, ce qui permet à l'utilisateur d'identifier, de façon visuelle, l'origine des déformations spectrales.

Remarque: Un second programme LABVIEW a été développé pour corriger les spectres du détecteur CdTe, qui présente pour sa part 2 ou 4 pics d'échappement. Les énergies de fluorescences du CdTe sont comprises entre 23 et 31,1 keV et il y a 2 pics pour  $26,7 \text{ keV} < E < 31,8 \text{ keV}$  puis 4 pics pour  $E > 31,8 \text{ keV}$ . Les corrections du CdTe ont, à leur tour, été validées par comparaison avec le germanium [126]. D'après la figure 4-2 et le tableau 4-1, au-delà de 70 keV, les échappements sont très faibles et les bosses de diffusion deviennent l'artefact dominant. Si le *stripping* permet également, de façon assez



approximative, de corriger des bosses de diffusion, il ne peut cependant pas être appliqué à la correction de l'élargissement gaussien. Par conséquent, d'autres méthodes ont été étudiées pour pallier les limitations de cette première approche.

#### 4.2.4 Model-fitting

La méthode dite de « *model-fitting* » ou parfois de « décomposition » consiste à procéder par itérations afin de chercher la meilleure approximation du spectre vrai. La connaissance *a priori* de l'entrée ou de la réponse du détecteur permet de supposer une forme d'entrée et d'ajuster les paramètres de cette entrée en minimisant la distance quadratique entre spectre mesuré et spectre reconstruit. Ce dernier est préalablement obtenu par convolution du spectre supposé vrai avec la réponse du détecteur. Le logiciel COLEGRAM (détaillé au 3.4.3), basé sur ce type de méthode, est en fait plus un logiciel de convolution que de déconvolution. Le nombre de pics et les paramètres initiaux sont rentrés par l'utilisateur à l'aide d'une interface graphique qui affiche le spectre reconstruit, le spectre mesuré, et les résidus d'ajustement. Si les paramètres initiaux ne sont pas corrects, ou qu'il y a trop de paramètres libres, l'algorithme peut ne pas converger. Bien que très intéressant, cet outil n'est pas automatisé et n'est pas conçu pour ajuster plusieurs centaines de fonction de réponse pour reconstruire un spectre continu. Pour les spectres d'iode comme pour ceux de tubes à rayons X, ce fonctionnement manuel s'avère problématique.

Il a donc été décidé d'automatiser cette méthode en développant un programme dédié en C++, implémentant nos modèles analytiques (détaillés au 3.6.3). L'interface graphique étant essentielle, ainsi que l'existence de bibliothèques de fonctions d'ajustement, j'ai retenu le *framework* ROOT, développé au CERN [127], dont l'interface graphique est présentée en figure 4-5.

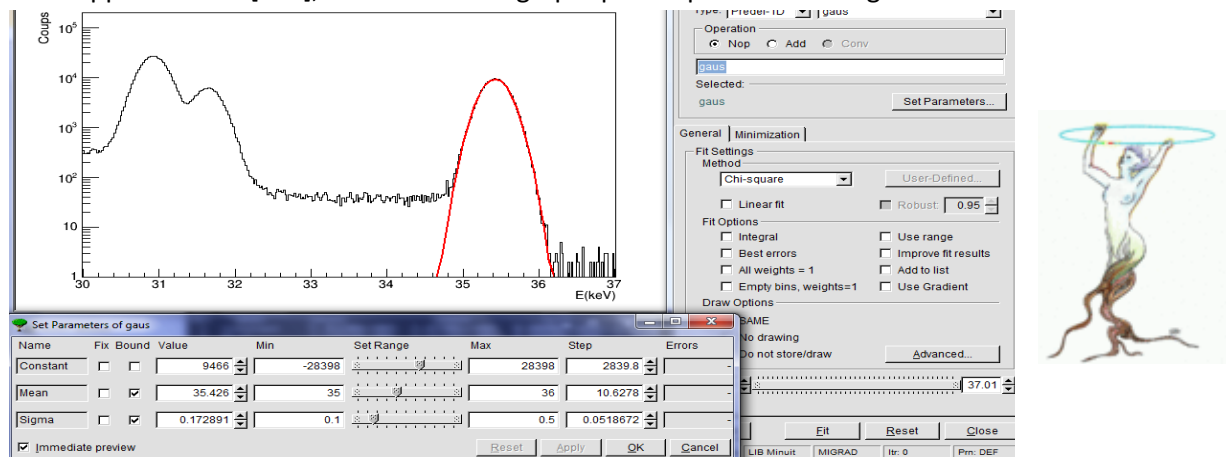


Figure 4-5: Interface graphique de ROOT, menu de fit, et logo ROOT.

L'étude avait pour objectif premier de reproduire les résultats préalablement obtenus sur l'iode avec COLEGRAM, avec ou sans indication par l'utilisateur de l'énergie des raies et de façon plus automatique. Du fait des différences de modèles envisagés, deux codes distincts ont ainsi été développés sous ROOT: l'un pour les spectres d'iode, l'autre pour ceux de tubes à rayons X. L'utilisateur saisit en entrée de ces deux codes le nom d'un fichier spectre composé d'une colonne énergie et d'une colonne amplitude. Les deux codes affichent à l'écran (et stockent dans un fichier texte) non seulement le spectre incident ajusté mais aussi les spectres mesuré et reconstruit, et leur différence appelée spectre de résidus.

### 4.2.5 Inférence bayésienne non paramétrique: SINBAD

Etant donné les difficultés rencontrées en C++ sous ROOT (gestion des fonds continus et du mélange raies et fond, effet de grille...), il a été décidé de consulter des mathématiciens du LNE et du CEA. Parmi les solutions proposées, l'approche particulière développée pour le logiciel SINBAD, qui permet d'ajuster à la fois des raies discrètes et un fond continu, a retenu notre attention. SINBAD est basé sur une approche Bayésienne non paramétrique. Une fois la fonction de réponse du détecteur estimée à l'aide du projecteur défini au 4.1.2, l'objectif est d'utiliser l'inférence bayésienne pour remonter à  $\mathcal{V}$  sachant  $\mathcal{R}$  et  $\mathcal{M}$ . Les méthodes bayésiennes sont basées sur le théorème de Bayes [128] qui exprime la *probabilité a posteriori* de  $\mathcal{V}$  sachant  $\mathcal{M}$  (i.e. la probabilité du spectre  $\mathcal{V}$  sous condition de la mesure  $\mathcal{M}$ ), notée  $P(\mathcal{V}|\mathcal{M})$ , telle que:  $P(\mathcal{V}|\mathcal{M}) = \frac{P(\mathcal{M}|\mathcal{V})P(\mathcal{V})}{\int P(\mathcal{M}|\mathcal{V})P(\mathcal{V})d\mathcal{V}}$

Le dénominateur étant indépendant de  $\mathcal{V}$ , il résulte que  $P(\mathcal{V}|\mathcal{M})$  est proportionnel à «  $P(\mathcal{M}|\mathcal{V}) \cdot P(\mathcal{V})$  ». Le terme  $P(\mathcal{V})$  ou *prior* est la *probabilité a priori* de connaître le spectre émis ou spectre « vrai ». Elle est « antérieure » au sens qu'elle précède toute information/mesure sur le spectre mesuré  $\mathcal{M}$ . Cette probabilité fait donc appel à une certaine connaissance (ou expérience) de l'utilisateur, i.e. ici des présupposés physiques sur la forme attendue de  $\mathcal{V}$ . Dans un cadre Bayésien (non paramétrique), cet *a priori* contribue à la régularisation du problème inverse (en utilisant des processus stochastiques généraux comme distributions *a priori*). Le terme  $P(\mathcal{M}|\mathcal{V})$ , pour une observation  $\mathcal{M}$  donnée, est appelé la *fonction de vraisemblance* de  $\mathcal{V}$ . En spectrométrie, la vraisemblance peut être exprimée pour toute énergie incidente  $E$  et toute énergie observée  $E'$ , pour une réponse  $\mathcal{R}(E, E')$  donnée, par :

$$P(\mathcal{M}(E')|\mathcal{V}(E)) = \frac{R(E, E')}{\int_0^{\infty} R(x, E') dx}$$

Connaissant  $P(\mathcal{M}|\mathcal{V})$  et  $P(\mathcal{V})$ , le théorème de Bayes permet ainsi de remonter, à une constante multiplicative près, à la *probabilité a posteriori* de  $\mathcal{V}$  sachant  $\mathcal{M}$ , soit  $P(\mathcal{V}|\mathcal{M})$ .

L'approche implémentée dans SINBAD repose sur l'utilisation d'algorithmes de simulation de type Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC), comme l'algorithme de Metropolis-Hasting ou l'échantillonneur de Gibbs, qui permettent de simuler des échantillons de la loi cible (ici  $P(\mathcal{V}|\mathcal{M})$ ), afin d'en obtenir une approximation de toute la distribution *a posteriori*. De plus, l'un des avantages de l'exploitation de cette distribution *a posteriori* est de permettre alors d'accéder à l'incertitude d'estimation sous forme d'écart-type ou même d'intervalles crédibles. La particularité de l'approche implémentée dans le logiciel SINBAD est que la distribution *a priori* du spectre inconnu  $\mathcal{V}$  est constituée d'un mélange d'une composante continue très régulière pour le fond (dont la douceur est ajustable) et d'une composante formée par des pics discrets dont le nombre n'est pas connu par avance (approche non paramétrique) [118]. Par ailleurs, le logiciel présente la particularité intéressante de ne pas traiter le fond comme une simple fonction paramétrée (polynomiale ou un fit semi-empirique) mais de rechercher des solutions dans tout l'espace des distributions. SINBAD s'appuie sur un modèle de spectres d'entrée constitué d'un mélange statistique d'une distribution aléatoire discrète pour les pics (générée par un processus de Dirichlet) et d'une distribution aléatoire continue pour le fond (générée par un arbre de Pólya) [128], dont la description dépasse de loin le cadre de ce manuscrit. Ce traitement particulier du spectre (fond continu et raies discrètes) présentant des similitudes avec les spectres émis par les tubes à rayons X, nous avons collaboré avec le LM2S pour adapter le logiciel SINBAD à notre problématique. Tout d'abord, le modèle de réponse a donc dû être retravaillé. Les spectres vrais obtenus à partir de la réponse paramétrique (modèle M2 détaillé au 3.6.3) et de différents projecteurs sont comparés au 4.3.5.



## 4.2.6 Résumé des outils disponibles

Tableau 4-2 : Comparaison des 6 outils à notre disposition pour déconvoluer les spectres mesurés.

Logiciel	méthode	pas	Fonction de réponse	Spectre « a priori »		Temps de calcul	automatisé	application
				Modèle de raies (paramètres)	Modèle pour le fond			
GENIE 2000	Algorithmes de recherche de pics	Recherche de pics sur 1 ROI	gaussienne	Gaussienne (3)	Affine	<1 min	Oui	Radionucléides (hors multiplets)
COLEGRAM	Ajustement semi-automatique de pics	E0 données par l'utilisateur	Gaussienne, Voigt, Hypermet, choisi par l'utilisateur	M0 (6)	Plateaux ou somme de gaussiennes	Manuel ~10 min	Non	Nombre de paramètres libres <50
LABVIEW	Soustraction des échappements par stripping	Canal par canal	N.A.	N.A.	N.A.	~min pour un spectre 4096 canaux	Oui	Iode et tubes X (HT<60 kV de préférence)
ROOT IODE	Ajustement	E0 fixées	Modèle analytique M2	15	Plateaux Compton	~1 min	Oui	Spectres d'iode
ROOT TUBES X	Ajustement de N fonctions de réponse	dE=FWHM	M1 si HT<11 kV M2 si 11<HT<70 kV ou M3 si HT>70 kV	Fonction de réponse (Jusqu' à 16 paramètres)	Somme de FR espacées de 1 FWHM	10 min	Oui	Tubes X (HT<100 keV de préférence)
SINBAD	Inférence bayésienne non paramétrique	Pas de grille fond Continu et raies discrètes	Fonction de réponse continue (projecteur)	Raies discrètes dont le nombre est ajustable (non paramétrique)	Fond continu (de type arbre de Pölya)	~min pour calcul avec SINBAD (avec un projecteur adéquat)	Oui (une fois le projecteur construit)	toutes

## 4.2.7 Eléments de comparaison de deux histogrammes

Trois spectres déconvolués étant ainsi obtenus par 3 méthodes différentes, il semble intéressant de définir quelques critères permettant de comparer le spectre mesuré au spectre reconstruit, et ainsi d'évaluer la qualité de la déconvolution. Parmi les critères d'ajustement, la distance en chi-deux, telle que  $(p, q) = 0,5 \times \sum_{i=0}^{k-1} \frac{(p_i - q_i)^2}{p_i + q_i}$  (non applicable pour des canaux nuls), ou encore le RMS (ROOT Mean Square),  $= \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{k-1} (p_i - q_i)^2}{k}}$ , sont les plus employés. Une comparaison visuelle, même en échelle logarithmique ne suffit pas toujours. Pour les spectres, le critère le plus couramment utilisé est l'énergie moyenne. Pour les spectres de grains d'iode, le spectre étant composé principalement de raies, la comparaison entre les méthodes se fera principalement en termes d'amplitudes relatives des différents pics et des fonds. Dans le cas où les pas de mesure et de reconstruction sont les mêmes, le calcul des différences ou résidus entre deux spectres permet d'identifier les zones de fortes différences entre les deux histogrammes. Cependant, cette méthode n'est pas bien adaptée aux zones du spectre de faible statistique. Pour les tubes à rayons X, il s'agit de comparer des spectres issus de mesures (4096 canaux), de calculs Monte-Carlo (999 canaux au maximum) ou déterministes (pas de 0,5 keV en général). Du fait des pas en énergie différents, la méthode des résidus n'est plus directement applicable. Le calcul de l'énergie moyenne permet de comparer la dureté des faisceaux mais n'est pas suffisant. Le spectre de bremsstrahlung étant en forme de bosse, la largeur à mi-hauteur peut être considérée. Pour mieux décrire le bon accord de deux spectres de formes différentes, d'autres indicateurs sont aussi envisagés [130]:

- Le gamma-index ( $\gamma$ , [131]), test habituellement utilisé en physique médicale pour la comparaison de distributions de dose en 2D, peut ici évaluer simultanément les décalages en énergie et en amplitude, pour de spectres de pas de reconstruction différents.
- Le test de Kolmogorov-Smirnov (KS [132]), estime l'écart maximum entre les fonctions de densité de probabilité associées aux deux spectres. En théorie, ce test ne s'applique qu'à des distributions, mais son utilisation avec des histogrammes peut être envisagée tant que la résolution énergétique est supérieure au pas. Ce test n'est pas optimum pour des spectres comprenant des régions de faibles statistiques.
- La distance d'Hellinger (DH [133]) permet aussi de quantifier le degré de similitude de deux densités de probabilité P et Q. Pour deux histogrammes de k canaux, elle se calcule simplement selon la formule :  $DH(P, Q) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sum_{i=0}^{k-1} (\sqrt{p_i} - \sqrt{q_i})^2}$ , et varie entre 0 et 1. Cette distance en racine carrée est plus sensible aux écarts sur les canaux de faible amplitude qu'une distance quadratique standard.

Les calculs des énergies moyennes, du RMS et de la distance d'Hellinger ne sont pas disponibles sous ROOT, contrairement aux tests de  $\chi^2$  et de Kolmogorov-Smirnov. Ils ont donc été implémentés dans un programme de comparaison de deux histogrammes. Si ces derniers sont de tailles différentes, le 1<sup>er</sup> histogramme est ré-échantillonné à la même taille que le second, ce qui permet d'afficher les résidus et de calculer les critères définis plus haut. Ce programme permet non seulement de comparer la qualité des méthodes de déconvolution, mais également de comparer un spectre dit de référence (la mesure déconvoluée) et un spectre candidat (simulé par Monte-Carlo ou logiciels déterministes).

### 4.3 Application aux spectres de grains d'iode 125

Cette partie détaille les résultats obtenus pour les spectres d'iode par *stripping* (en LABVIEW), *model-fitting* (en C++ sous ROOT) et inférence bayésienne (SINBAD). Les spectres obtenus selon ces trois méthodes sont comparés, en particulier en termes d'amplitude des raies. Le grain d'iode utilisé dans cet exemple est le grain 10SAC0056, et le mode opératoire est rappelé dans le tableau 4-3. L'étalonnage en énergie est le suivant :  $E \text{ (keV)} = 0,020846 \times C - 0,020$  où C est le numéro de canal.

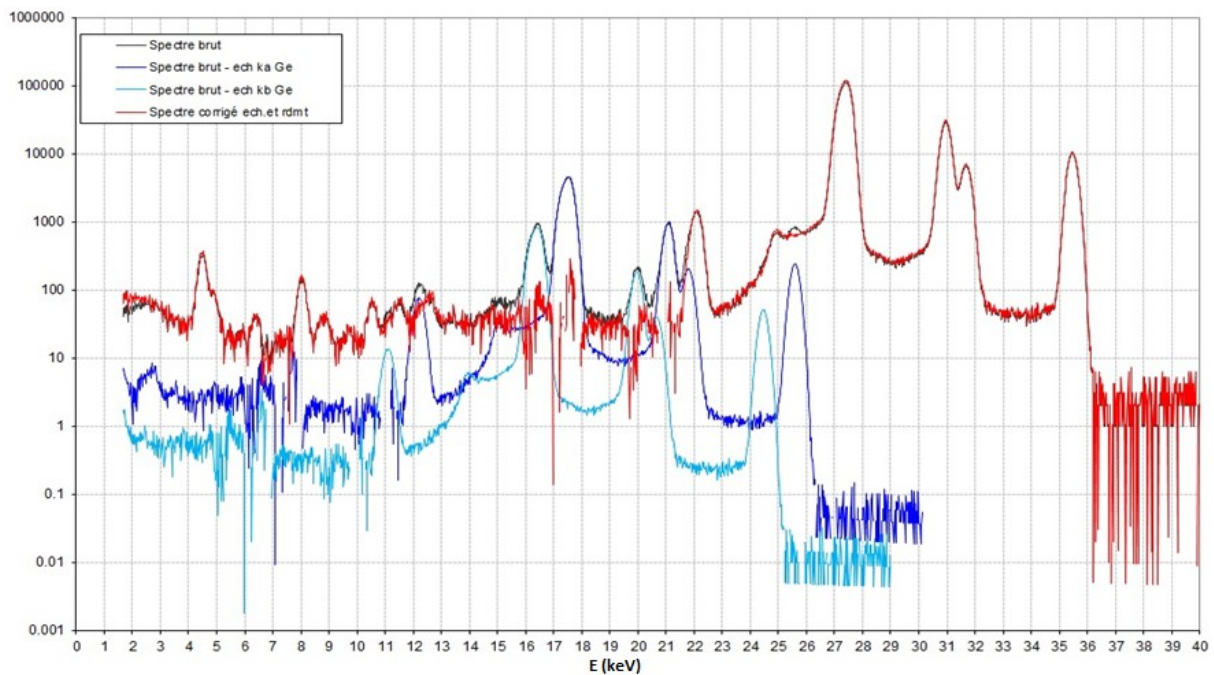
**Tableau 4-3 : Conditions de mesures pour le spectre d'iode « de référence ».**

Source	Date de mesure	Filtration (mm Al)	Réglages		Collimateur	Distance source-ARPEGE	Temps réel Temps actif
			TM	TP			
12SAC0056	31/01/2013	0,295 (tube Al)	5,6 $\mu\text{s}$	0,8 $\mu\text{s}$	Al, 8 mm	131 mm	480 s 501 s

#### 4.3.1 Correction des échappements par stripping (LABVIEW)

La correction des échappements par la méthode de stripping, implémentée sous LABVIEW, est ici appliquée au spectre d'un grain d'iode 125.

La figure 4-6 présente ainsi un spectre mesuré (en noir) pour un grain d'iode, ainsi que les contributions des échappements  $K\alpha$  (en bleu foncé) et  $K\beta$  (en bleu clair), et enfin le spectre obtenu après soustraction des échappements (en rouge).



**Figure 4-6: Calcul des spectres d'échappements  $K\alpha$  et  $K\beta$  d'un spectre de grain d'iode.**

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle cumule les incertitudes de calcul sur les basses énergies du spectre. En effet, N-1 itérations de correction du rendement sont appliquées au canal 0. De plus, ce canal présentant un faible taux de comptage, il peut arriver que le résultat soit négatif.

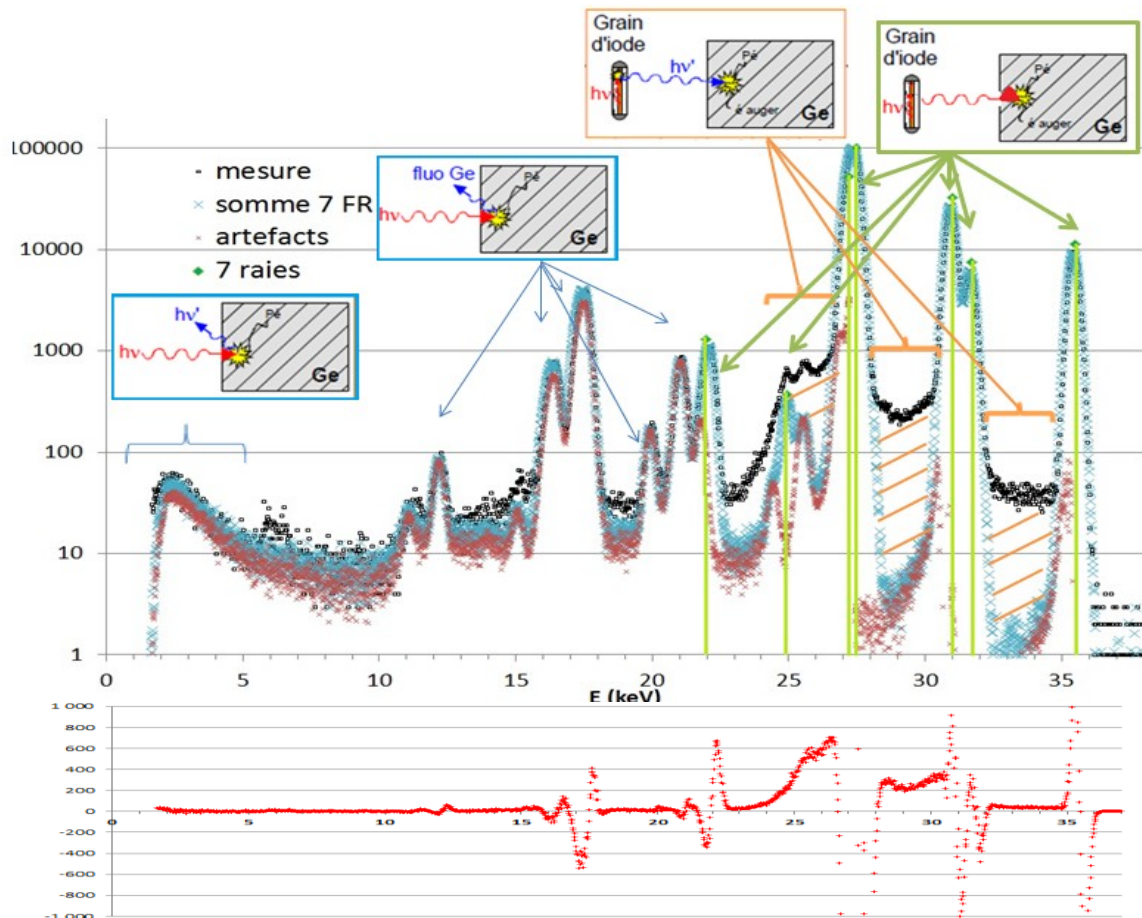
Cela est problématique car les basses énergies ont beaucoup d'impact sur la valeur de kerma (du fait des grandes valeurs des coefficients d'atténuation massiques associés à ces énergies). Bien que cette méthode donne de bons résultats pour des faisceaux de basse énergie, d'autres méthodes ont été envisagées afin de corriger de la bosse à quelques keV, dues aux diffusions Compton dans le détecteur, et de permettre le traitement de spectres à plus haute énergie.

### 4.3.2 Modélisation analytique du spectre émis par un grain d'iode

Lors des mesures à l'ESRF, des acquisitions ont été effectuées aux énergies des 7 raies de désintégration de l'iode et de fluorescence de l'argent. Il a alors été possible de reconstruire le spectre qui serait mesuré pour une source n'émettant que ces 7 raies [104]. Après ajustement de l'amplitude de ces 7 fonctions de réponse mesurées, leur somme (représentée en bleu sur la figure 4-7) est très proche du spectre réellement mesuré (en noir), en particulier en dessous de 15 keV.

Ce résultat indique que le fond entre 2 et 15 keV résulte d'interactions ayant eu lieu dans le détecteur et donc que peu ou pas de photons d'énergie inférieure à 15 keV sont émis par le grain filtré. Ce résultat, important en termes dosimétriques, sera discuté plus en avant au chapitre 5. En fait, les faibles différences observées entre 1 et 15 keV proviennent des raies de fluorescence non prises en compte dans le spectre reconstruit en bleu ( $X_L$  du fer autour de 6 keV,  $X_K$  de l'or autour de 12 keV). Cependant, au-delà de 15 keV, des écarts (notamment au niveau des zones hachurées en orange) sont observés entre le spectre « reconstruit » pour 7 raies (en bleu) et le spectre réellement

mesuré pour un grain (en noir). Le spectre « d'artéfacts » (en rouge sombre) représentant la contribution de tous les artéfacts de détection, hormis l'élargissement gaussien du pic d'absorption totale, a été calculé par simple différence entre les fonctions de réponses et leur modélisation gaussienne.



**Figure 4-7 : En haut : Spectres mesuré (en noir), reconstruit (en bleu) correspondant au modèle « 7 pics », représentés en vert, et schémas explicatifs de divers artéfacts de détection. En bas : résidus de reconstruction.**

Sur la figure du bas, le spectre dit de résidus est la différence du spectre reconstruit et du spectre mesuré. Les oscillations visibles aux énergies des pics sont typiques d'une légère différence de FWHM. Le total des résidus représente moins de 3 % de l'aire mesurée. Cependant, cela montre que notre modèle ne prend pas en compte une partie des photons réellement émis par la source. En effet, la forme particulière et la faible étendue (quelques keV) de ces zones sont caractéristiques des bosses de diffusion. Soulignons que ces diffusions Compton avec perte du photoélectron, ayant lieu dans la source, ne doivent pas être confondues avec celles dans le détecteur, qui constituent la bosse n2, décrite sur la figure 3-36. Les photoélectrons diffusés dans la source (d'énergie inférieure à 4,5 keV) ne peuvent ici pas atteindre le détecteur, situé à 13 cm de la source. Par conséquent, la bosse à basse énergie ( $E < 5$  keV), observée sur le spectre mesuré de la figure 4-7, est uniquement la somme des bosses de diffusion n1, ayant lieu dans le détecteur avec perte du photon diffusé. Sur la figure 4-7, chacune des zones du spectre est classée selon sa provenance : en vert, les 7 pics d'absorption totale, en bleu, les phénomènes d'artéfacts, et en hachures orange, les zones Compton correspondant aux diffusions dans la source. L'objectif est de remonter au spectre incident sur le détecteur, i.e. la somme des composantes vertes (pics discrets) et oranges (bosses continues de quelques keV de large).

### 4.3.3 Model-fitting à 7 raies et 7 plateaux Compton sous ROOT

En plus des 7 énergies initialement considérées, le modèle a priori doit comporter une bosse à gauche de chaque pic afin de prendre en compte les diffusions Compton ayant lieu au sein de la matrice source. Dans une première approche, chaque bosse est approximée par un plateau dont la largeur est calculée analytiquement et l'amplitude est ajustée à l'aide du spectre mesuré, tel que représenté en vert sur la figure 4-8. Pour exemple, le modèle {raie et plateau à 22,1 keV}, convolué par la fonction de réponse (modèle M2 détaillé au 3.6.3), est représenté en trait fin bleu. Le spectre reconstruit pour le modèle {7 raies et 7 plateaux}, représenté en trait bleu épais, ajuste bien le spectre mesuré, à l'exception de la zone [22-24 keV]. Bien que la représentation en échelle semi-logarithmique mette en évidence les différences entre les spectres reconstruit et mesuré, ils ne diffèrent que d'environ 3 % en termes de nombre de coups.

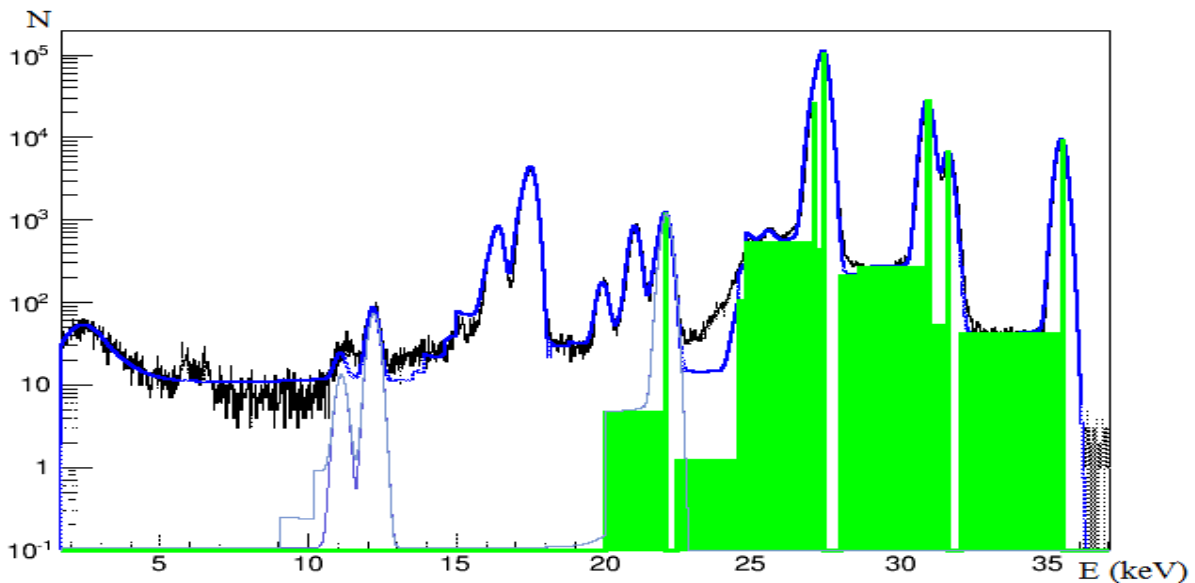


Figure 4-8: Ajustement en C++ sous ROOT d'un modèle à 7 pics et 7 plateaux Compton (en noir la mesure, en bleu fin le spectre reconstruit pour la raie à 22 keV, en bleu épais le spectre reconstruit pour tout le modèle, et en vert le spectre incident ajusté).

Le tableau 4-4 permet de comparer différents modèles considérés, en termes d'énergie moyenne, et l'adéquation du spectre reconstruit avec les mesures a été évaluée à l'aide du  $\chi^2$  et du test de KS.

Tableau 4-4: Evolution du modèle *a priori* pour l'iode

	125I- $\gamma$	+ 125Te K $\beta$	+125 Te K $\alpha$	7 raies : I&Ag + plateaux
Nombre de fonctions de réponse	1	3	5	7
$E_{\text{moy}}$ du spectre reconstruit (keV)	27,79	26,63	23,15	23,74
$E_{\text{moy}}$ du spectre vrai (keV)	35,36	31,89	28,68	28,37
$\chi^2$ (résidus)	2006251	1925924	56534	26290
test de KS (mesure, reconstruit)	0,9209	0,7288	0,0152	0,0099

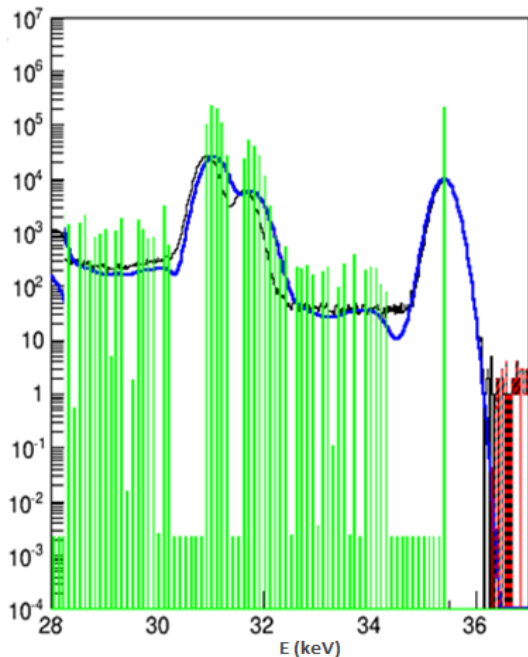
Même la convolution d'un modèle grossier de reconstruction, avec uniquement les 5 pics de l'iode, ne diffère que de 4,5 % en termes de nombre de coups, et de 0,6 keV d'énergie moyenne. Plus le modèle s'enrichit, plus l'énergie moyenne baisse. En contrepartie, le nombre de paramètres à ajuster et donc le temps de calcul, augmentent. D'autres hypothèses sur le fond ont été envisagées, basées sur des polynômes et les formules analytiques de diffusion Compton (détaillées en annexe 22). Ces approches n'améliorant que peu la reconstruction, et ajoutant de nombreux paramètres (5 paramètres par plateau), elles n'ont pas été retenues.



En effet, le résultat du test de KS pour l'hypothèse « le spectre vrai est composé de 7 raies et de 7 plateaux Compton d'amplitude constante » est déjà inférieur à 1 %, ce qui est considéré satisfaisant.

#### 4.3.4 Model-fitting avec un fond continu sous ROOT

Enfin, des essais de modélisation du fond sur la gamme [1 - 35 keV], sans aucune connaissance *a priori*, ont été menés. Le fond continu est alors approché par une forêt de fonctions de réponse (FR),



espacées d'un certain écart en énergie, appelé pas de reconstruction et noté  $dE$ . En théorie, une infinité de fonctions de réponse serait nécessaire à reconstruire un fond continu. Le pas minimum considéré ici est le pas de la mesure (20,8 eV ici). Or, l'adoption d'un pas plus fin que la résolution du détecteur résulte en des problèmes de recouvrement des fonctions de réponse, ainsi que des effets de grille du fait des 7 énergies discrètes des raies. La figure 4-9 illustre ainsi la décomposition des raies d'émission en une forêt de raies. Pour plus de clarté, sur cette figure le pas de reconstruction est de 100 eV, ce qui nécessite déjà de reconstruire 375 fonctions de réponse. Pour éviter les problèmes de superposition des fonctions de réponse, le pas de reconstruction est généralement pris égal à la résolution ( $dE=1$  FWHM).

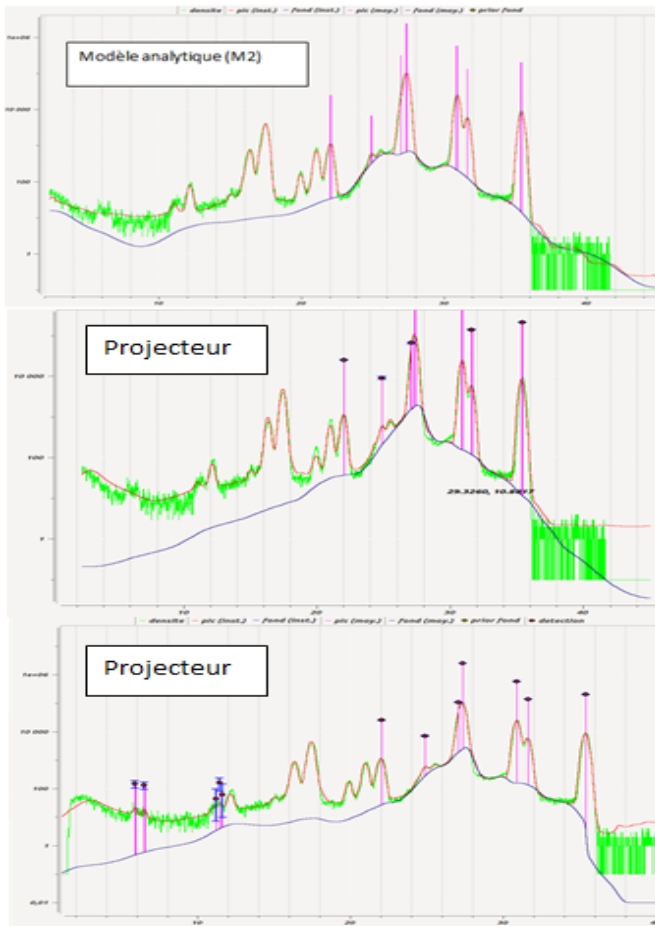
Figure 4-9: Reconstruction (en bleu) d'un fond *a priori* continu entre 28 et 35,5 keV par somme de gaussiennes (en vert,  $dE=100$  eV) pour un spectre d'iode (en noir)

#### 4.3.5 Inférence bayésienne avec SINBAD

SINBAD, conçu pour la spectrométrie gamma (cf. annexe 23), a la particularité de considérer le spectre incident comme le mélange d'un fond continu et de raies discrètes. Il apparaît par conséquent particulièrement adapté aux spectres d'iode. De plus, la douceur du fond peut être ajustée pour lui permettre de varier de manière plus ou moins rapide. Les spectres d'iode, bien connus, ont servi de test préliminaire pour SINBAD afin d'en affiner les réglages. Comme en atteste la figure 4-10, différents modèles (en haut : analytique (modèle M2) ; au milieu et en bas : deux projecteurs distincts) de fonction de réponse ont été comparés, pour un spectre d'iode. Le modèle M2, avec 15 paramètres, ne tire pas parti de toutes les informations contenues dans le spectre, et reconstruit moins bien que les projecteurs le fond en dessous de 15 keV. En effet, le spectre incident ne peut pas comporter de coups à très basses énergies du fait de l'atténuation dans 13 cm d'air.

Le méta-modèle, qui requiert l'utilisation d'un algorithme de régression élaboré, laisse envisager une prise en compte plus exhaustive des caractéristiques de la réponse, et sera préféré par la suite aux modèles analytiques.

En utilisant SINBAD avec deux réponses différentes et le même spectre mesuré, la figure 4-10 montre que SINBAD reconstruit de façon satisfaisante le spectre mesuré, mais aboutit à des formes de fond différentes selon le projecteur.

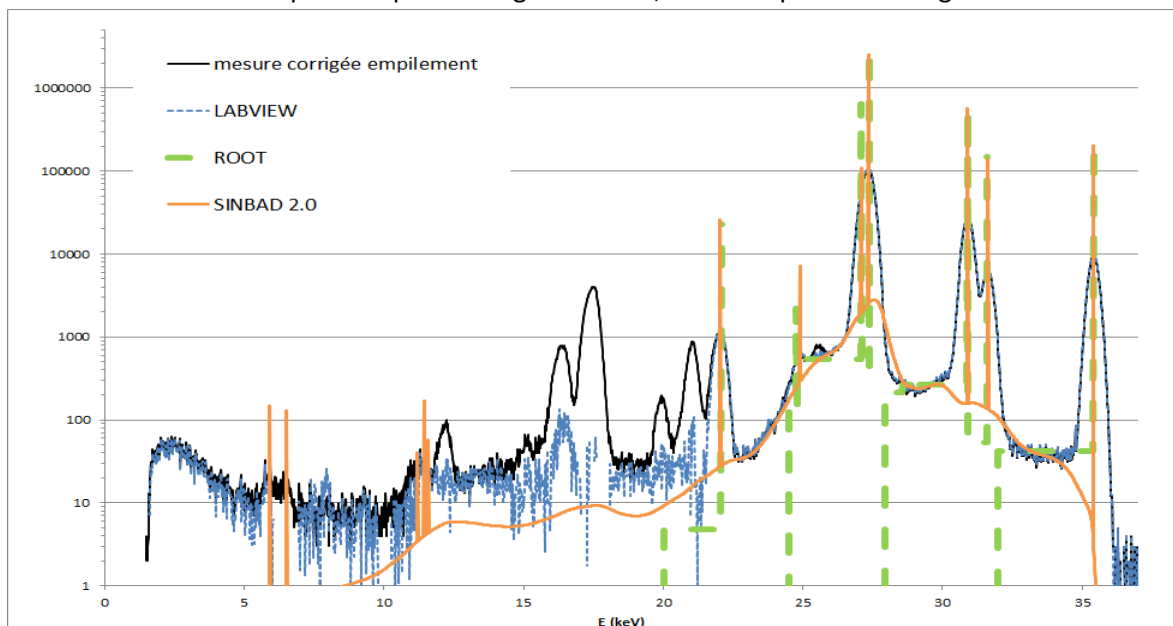


Du fait des variations brutales de fond sur un spectre de grain d'iode, l'ajustement de la douceur du fond est délicat. L'estimation *a priori* du fond, non nulle au-delà de 35 keV, correspond à l'information contenue dans le spectre. Même après correction des empilements, tous les canaux entre 36 et 40 keV ne sont pas nuls dans le spectre mesuré (en vert). Par conséquent, sans information supplémentaire sur une énergie limite du *prior*, SINBAD reconstruit un fond au-delà de 35,5 keV.

**Figure 4-10: Reconstruction sous SINBAD avec 3 signatures différentes : modèle analytique en haut, et deux projecteurs calculés par régression (milieu, bas). Le spectre mesuré est tracé en vert, les raies en violet, le fond en bleu et le spectre reconstruit correspondant à la somme des raies et du fond est en rouge.**

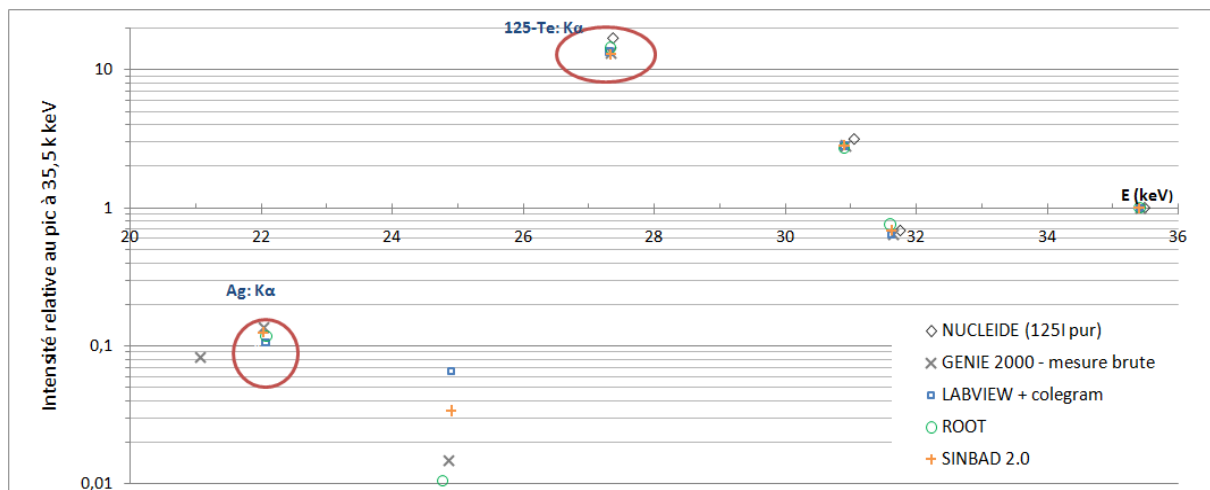
### 4.3.6 Comparaison des résultats

Les 3 résultats obtenus pour le spectre de grain d'iode, sont comparés sur la figure 4-11.



**Figure 4-11: Comparaison des spectres incidents obtenus avec LABVIEW (en bleu, stripping) , ROOT (en vert, *model-fitting*), SINBAD 2.0 (en orange, inférence bayésienne) pour la même mesure (en noir).**

Les écarts entre les différents fonds obtenus (visuellement accentués par l'échelle semi-logarithmique) ne représentent que quelques pourcents relativement au nombre total de coups des spectres. Pour comparer les raies obtenues, les amplitudes des pics, relatives au pic à 35 keV, obtenues selon les différentes méthodes sont données dans le graphique 4-12. Un assez bon accord est observé entre les méthodes, et avec les données théoriques, tirées de la base NUCLEIDE. Les raies obtenues par GENIE 2000 (algorithme VMS, 1000 itérations) sont données pour comparaison, sachant que la raie à 21,5 keV trouvée est un pic d'échappement.



**Figure 4-12: Comparaison des amplitudes des 7 pics (relativement au pic à 35,5 keV).**

Pour les simulations Monte-Carlo, l'un des paramètres d'intérêt (non fourni par le fabricant) est la quantité d'argent inséré dans la source. D'après la figure 4-12, il est évident que le pic  $X_{K\beta}$  de l'argent est difficilement mesurable. En revanche, un meilleur accord est obtenu sur le pic  $X_{K\alpha}$ . Le ratio Ag/Te sera donc mesuré à partir de l'aire du pic  $X_{K\alpha}$  de l'argent (à 22 keV), divisée par l'aire du pic  $X_{K\alpha}$  du tellure (doublet à 27 keV). Les valeurs obtenues selon les différentes méthodes sont données dans le tableau 4-5. La comparaison des fonds étant plus complexe, seule leur énergie moyenne est donnée ici afin d'avoir une idée des écarts. L'énergie moyenne du spectre mesuré, corrigé des empilements, est de 27,90 keV.

**Tableau 4-5 : Energie moyenne du spectre et rapport argent/iode pour les 4 logiciels (associés chacun à une méthode), et comparaison avec la base NUCLEIDE [15].**

	NUCLEIDE (E > 5 keV)	GENIE 2000	LABVIEW +COLEGRAM	ROOT	SINBAD
$E_{moyenne}$ (keV)	28,42	N.A.	28,33	28,37	28,41
$K\alpha Ag / K\alpha Te$	N.A.	0,0103	0,0097	0,0081	0,0097

#### 4.4 Application aux spectres de tubes à rayons X

La première étape du traitement d'un spectre de tube à rayons X est la correction des empilements (tel que décrit en 3.2.7.4), la seconde, les corrections de la réponse de forme décrites ici, et la troisième, la correction du rendement (non appliquée ici). Contrairement à l'iode, le modèle *a priori* du spectre incident est connu, et consiste en un fond continu, dû au bremsstrahlung, et éventuellement en la présence des raies d'anode. Pour plus de clarté, un seul faisceau est discuté ici :



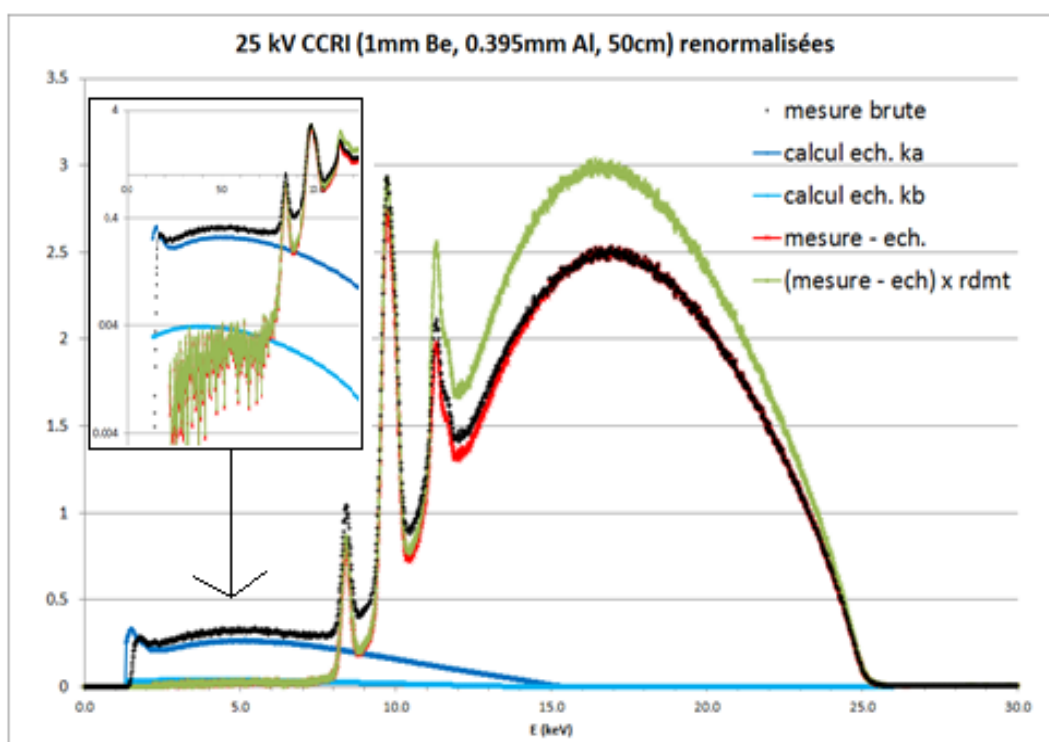
le faisceau CCRI25 du tube à rayons X 160 kV. Ce faisceau comporte des raies importantes à basses énergies ( $X_L$  du tungstène), et la forme précise du spectre corrigé est nécessaire pour évaluer les résultats obtenus par simulations Monte-Carlo. Un rappel des conditions expérimentales est donné ci-dessous, le pas de mesure est de 12 eV et l'étalonnage en énergie de ce faisceau est :  $E \text{ (keV)} = 0,012417 \times C + 0,005$  où C est le numéro de canal.

**Tableau 4-6: Conditions expérimentales de mesure du spectre CCRI25 du tube X 160 kV.**

Haute tension	Filtration inhérente	Filtration additionnelle	TM/TP	Collimateurs en W	Distance de mesure
25 kV	1 mm Be	0,395 mm Al	1 / 0,8 $\mu$ s	4 x 500 $\mu$ m	50 cm

#### 4.4.1 Correction des échappements par stripping sous LABVIEW

Dans la gamme d'énergie de ce faisceau ( $E < 25 \text{ keV}$ ), la correction des échappements est cruciale. Ce faisceau représente ainsi un très bon test pour la méthode implémentée sous LABVIEW. Un plateau entre 1 et 8 keV est observé sur le spectre mesuré (en noir sur la figure 4-13), non compatible avec les formes théoriques de bremsstrahlung décrites au chapitre 2. Ce plateau correspond à la somme des échappements des différents canaux du spectre. La soustraction des échappements et le report de leur nombre de coups à plus hautes énergies, dans les canaux correspondants aux pics d'absorption totale, permet d'abaisser le plateau de plus d'une décade, comme attendu.



**Figure 4-13 : Spectre du faisceau CCRI25 avant (en noir) et après (en orange) correction du phénomène d'échappement du germanium. Dans l'encadré, visualisation en échelle log. de la gamme [1-12 keV].**

#### 4.4.2 Model-fitting sous ROOT

Forts de l'étude réalisée sur les spectres d'iode, le fond continu est reconstruit à partir d'une somme de fonctions de réponses (FR) discrètes. La mesure étant de nature discrète, la reconstruction du

spectre peut être envisagée canal par canal. Cependant, au vu du grand nombre de canaux utiles (entre 1000 et 3000) et de la petite taille du bin (<50 eV) par rapport à la résolution (quelques centaines d'eV selon l'énergie), le pas de reconstruction sélectionné correspond à la résolution énergétique ( $dE = FWHM$ ). Ce programme part donc des hautes énergies, et tous les  $dE$ , ajuste l'amplitude d'une FR et en calcule tous les canaux. Au fur et à mesure de la soustraction des différentes fonctions, le spectre de résidus diminue et le spectre reconstruit se rapproche de la mesure. Avec un pas très fin, le spectre reconstruit présente moins d'oscillations mais les raies sont alors décomposées en une forêt de raies (cf. figure 4-9) et les amplitudes doivent alors être corrigées du fait des recouvrements des FR. Enfin, le temps de calcul en accord avec le nombre de fonctions de réponse à ajuster, augmente. L'énergie des raies d'anode est supposée connue mais est ajustée dans la limite de  $\pm 0,1$  keV par rapport aux valeurs théoriques pour tenir compte de l'incertitude sur l'étalonnage en énergie. Sur la figure 4-14, un bon accord sur le fond peut être observé entre le spectre reconstruit (en bleu) et le spectre mesuré (en noir). Les centroïdes des FR ajustées sont représentées en vert, les résidus en rouge. Seules 30 FR sont tracées pour plus de clarté.

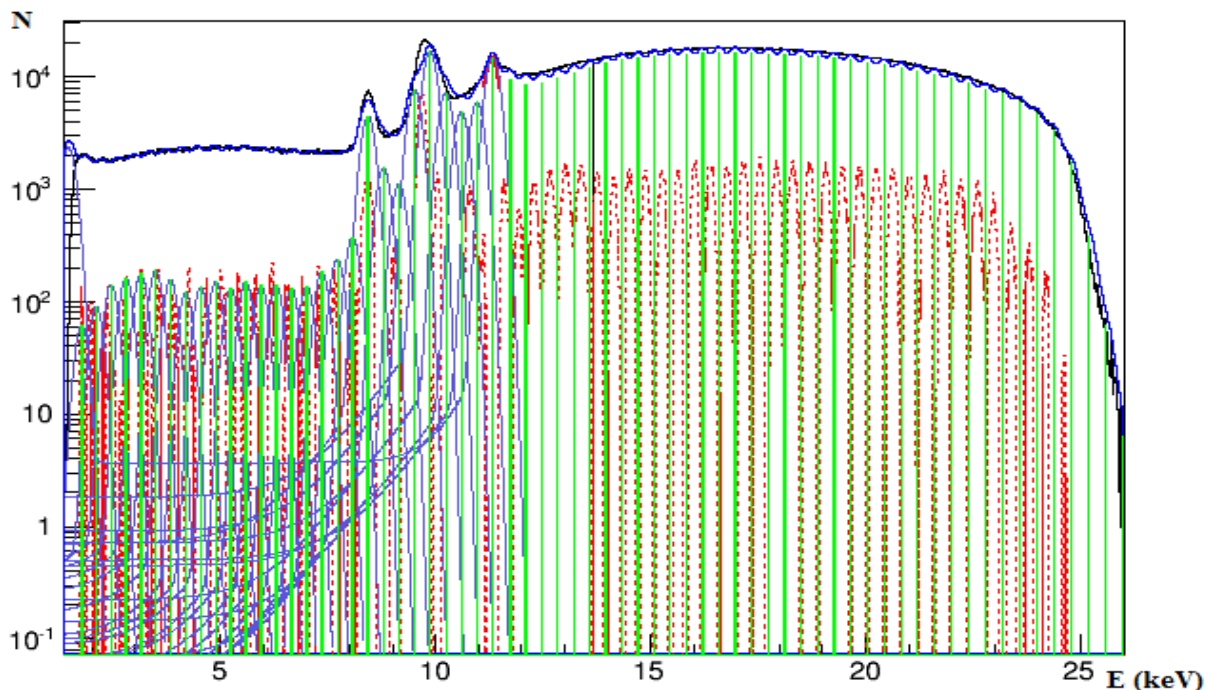


Figure 4-14: Reconstruction du spectre mesuré (en noir) à l'aide de 114 fonctions de réponse (en vert).

#### 4.4.3 Inférence Bayésienne avec SINBAD

Des spectres issus de tubes à rayons X ont été déconvolués par inférence bayésienne avec SINBAD. Le modèle analytique n'a pas été retenu ici, mais les résultats obtenus avec deux projecteurs légèrement différents sont à nouveau comparés en figure 4-15. Du fait de la largeur des doublets, le nombre de raies de SINBAD a été limité à 5 pour mieux comparer les logiciels entre eux. SINBAD corrige également du plateau continu entre 0 et 8 keV, mais du fait de la douceur du fond choisie, celui-ci tend lentement vers 0. Si l'on durcit le fond, le plateau diminue plus vite, mais au détriment des pics dont les amplitudes sont alors moins précises (le fond empiétant sur l'aire des pics, comme cela a déjà été mis en évidence sur les tests effectués à l'iode, cf. figure 4-10).

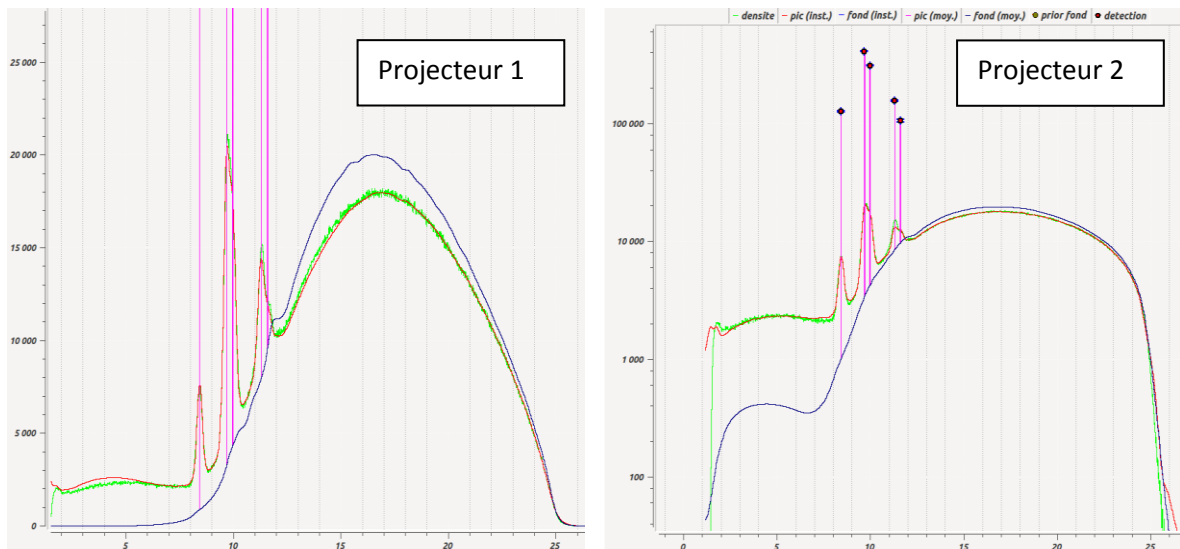


Figure 4-15: Exemple de déconvolution à l'aide de SINBAD (raies en violet, fond en bleu) du spectre mesuré pour le faisceau CCRI25 (en vert). Le spectre reconstruit est présenté en rouge (à gauche: échelle linéaire, à droite: échelle logarithmique).

#### 4.4.4 Comparaison des résultats

Le graphique de la figure 4-16 illustre en échelle linéaire et logarithmique les corrections de forme réalisées par les différentes méthodes, avant correction du rendement :

- *Stripping*, en bleu, implémentée en LABVIEW (dE = 12 eV)
- *Model-fitting*, en vert, codé en C++ sous ROOT (dE = 1 FWHM)
- Inférence bayésienne non paramétrique avec SINBAD, en orange (dE = 12 eV) .

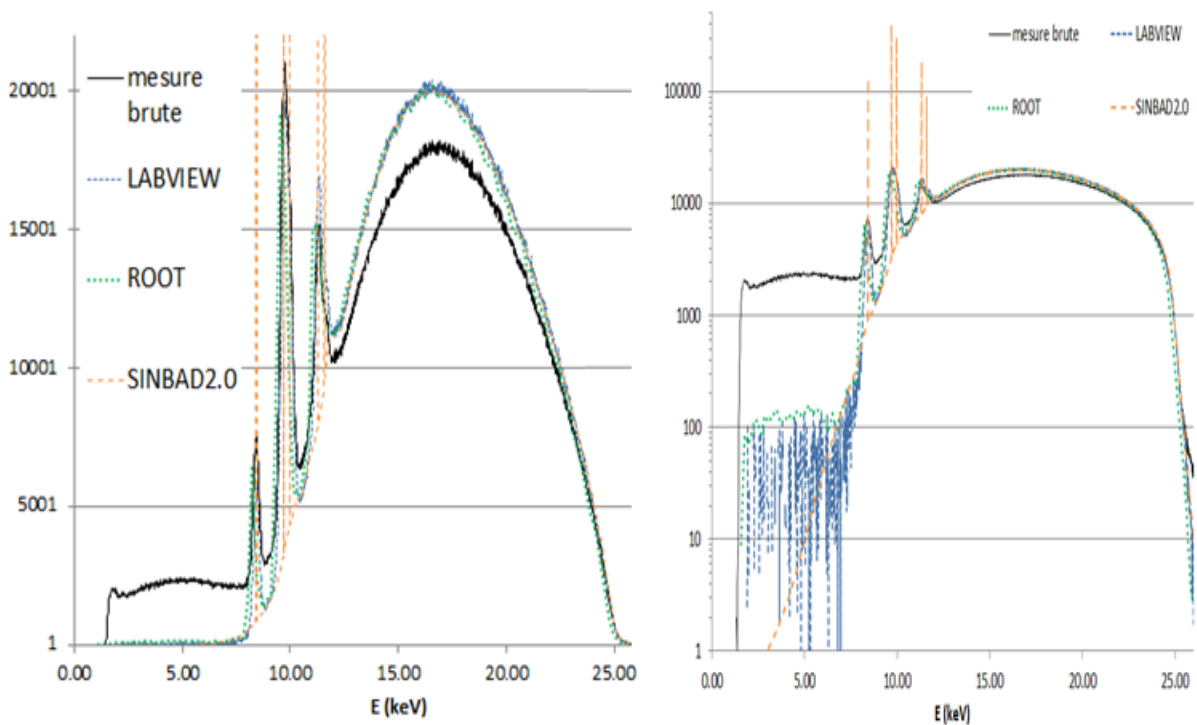


Figure 4-16: Spectres 25 kV CCRI brut (noir), corrigé de la réponse de forme par stripping (LABVIEW, en bleu), *model-fitting* avec ROOT (en vert), et inférence bayésienne avec SINBAD 2.0 (orange).

Le spectre étant mesuré à 50 cm du foyer, les très basses énergies sont fortement atténuées par l'air, et en théorie aucun photon en dessous de 5 keV ne soit atteindre le détecteur. Les corrections sur le spectre mesuré conduisent bien, comme attendu, à une baisse de ce plateau et à un report des coups à plus haute énergie. Cependant, les spectres déconvolués présentent toujours des coups résiduels à basse énergie, du fait des problèmes de correction des zones de faible statistique, déjà discutés pour l'iode au 4.3.5. Le bon accord entre les spectres vrais calculés, résultant des différentes méthodes de correction, valide toutefois les traitements développés (*stripping*, *model-fitting* et inférence bayésienne) et implémentés sous différents environnements et outils.

Le spectre émis présente des raies d'anode (raies  $X_L$ ) particulièrement intenses. D'après la mesure, 4 groupes de raies peuvent être séparés: une raie  $L_I$  à 7,388 keV (très atténué ici), un doublet  $L_\alpha$  autour de 8,35 keV, un quadruplet  $L_\beta$  entre 9,6 et 9,9 et un doublet  $L_\gamma$  (11,3 et 11,6 keV). En plus du bon accord visuel sur la forme du fond entre les méthodes, le tableau 4-7 donne quelques indicateurs pour comparer ces 3 spectres corrigés, dont le ratio de la somme des raies caractéristiques sur l'aire de la bosse de bremsstrahlung, noté C/B dans la suite.

**Tableau 4-7: Comparaison des caractéristiques de spectres corrigés: le pas, l'énergie moyenne du spectre, le kVp (calculé sur la gamme [24,5; 25 keV]), et le ratio des raies sur le bremsstrahlung (C/ B).**

	Pas (keV)	$E_{\text{moyenne}}$ (keV)	kVp (kV)	$\frac{C}{B}$
Mesure brute	0,012	15,696	25,14	0,062
LABVIEW	0,012	16,579	25,13	0,049
ROOT	1 FWHM	16,184	25,34	0,038
SINBAD 2.0	0,012	16,598	25,14	0,065

Après correction, l'énergie moyenne augmente comme attendu et un bon accord entre les énergies moyennes est obtenu entre le programme LABVIEW et l'outil SINBAD. Le calcul sous ROOT est pénalisé à basse énergie par son pas plus grand. De plus, la reconstruction des raies des multiplets est difficile, ce qui se traduit par un ratio raies/ fond plus variable entre les méthodes.

## Conclusion

Notre système de détection au germanium induit divers types d'artéfacts sur les spectres mesurés. Aussi, nous sommes nous appliqués à développer différentes méthodes, dites parfois abusivement de déconvolution, de ces spectres mesurés afin de remonter aux spectres incidents. L'efficacité de ces méthodes a été testée et comparée entre elles pour deux familles de sources intéressant notre étude, les grains de curiethérapie à  $I^{125}$  et divers tubes à rayons X basses énergies présents au LNHB.

Au vu de l'importance du phénomène d'échappement, notre étude a débuté par le développement sous LABVIEW d'un programme de soustraction canal par canal, dit de *stripping*, consistant à éliminer les pics d'échappement. Puis, le logiciel d'ajustement COLEGRAM nous a permis d'établir des modèles paramétriques *a priori* du spectre émis, en particulier dans le cas du grain d'iode. Cette méthode, appelée *model-fitting*, est donc appliquée manuellement avec COLEGRAM ou automatiquement sous ROOT. Il a ainsi été démontré que l'hypothèse d'un spectre constitué de 7

raies permettait d'expliquer la forme du fond avec un très bon accord entre spectre reconstruit et mesure entre 1 et 10 keV. Cependant l'étude des résidus met en évidence les lacunes de cette méthode : elle ne prend pas en compte les photons diffusés dans la source. Ceux-ci se traduisent par des bosses à gauche de chacun des pics. Diverses approches ont alors été envisagées pour modéliser cette composante diffusée, de nature continue, avec ROOT puis avec logiciel d'inférence bayésienne SINBAD du LM2S. Celui-ci a été retenu pour son approche intéressante supposant un *spectre a priori* constitué de la somme d'un fond continu et de raies discrètes. Nos tests préliminaires sur les spectres de grain d'iode ont révélé une sensibilité importante du résultat en fonction de la fonction de réponse considérée, en particulier dans les zones de faible statistique. De plus, les variations brutales de fond (seuil Compton) sont difficiles à ajuster, même avec SINBAD.

Une fois ces trois méthodes évaluées et ajustées à l'aide d'un spectre d'iode dont les énergies sont bien connues, elles ont pu être appliquées aux spectres de tubes à rayons X. Pour les tubes à rayons X, le nombre de fonctions de réponse est en théorie infini puisque l'on recherche un fond continu (dû au bremsstrahlung), présentant ou non des raies caractéristiques. Le programme L de *stripping*, qui permet uniquement de soustraire les échappements, corrige efficacement les spectres de leur déformation majeure entre 11 et 60 keV. Au-delà, le modèle paramétrique implémenté sous ROOT permet de corriger de nombreux artefacts (échappements, traîne...), mais cette approche paramétrique a ses limites. Pour des énergies supérieures à 100 keV, les difficultés à modéliser les deux bosses de diffusion, déjà discutées au 3.6, ainsi que l'augmentation du nombre de paramètres, en font un outil lourd. Une approche plus rigoureuse a donc été amorcée, en partenariat avec LM2S, afin d'adapter l'outil SINBAD à notre problématique, ce qui a nécessité non seulement des ajustements sur SINBAD mais aussi la construction d'un projecteur capable de calculer la fonction de réponse continue à partir des données expérimentales.

Il est dorénavant possible d'estimer le spectre incident avec trois méthodes différentes. Pour les spectres d'iode, le *model-fitting* sous ROOT sera retenu pour l'évaluation des raies, et les différents spectres incidents obtenus au 4.3.6 seront comparés à des simulations Monte-Carlo. Pour les spectres de tubes à rayons X, les trois approches seront utilisées, pour évaluer leurs avantages et inconvénients sur une large gamme de faisceaux (de 10 kV à 150 kV). Ensuite, les spectres expérimentaux ainsi déconvolués peuvent être comparés aux spectres calculés (méthodes déterministes et Monte-Carlo), et les différences de forme quantifiées à l'aide de tests statistiques.

**CHAPITRE 5 :**

**RESULTATS ET PERSPECTIVES**

Une fois le détecteur, les bancs de mesure ainsi que les méthodes de correction introduits, ce chapitre présente les principaux résultats en termes spectrométriques et dosimétriques.

La première sous-partie traite des résultats obtenus pour les grains d'iode 125 de curiethérapie. Dans un premier temps, les spectres obtenus avec et sans filtre en aluminium sont expliqués, ainsi que les modèles de spectre émis associés. Puis, l'étude comparative de sept grains est rapidement détaillée, avec une attention particulière sur le rapport Ag/Te. En effet, la proportion d'argent contenu dans le grain est une information non fournie par le fabricant et pourtant nécessaire aux simulations Monte-Carlo. Afin d'en évaluer l'importance relative par rapport à l'iode, le rapport  $X_{k\alpha}(\text{Ag})/X_{k\alpha}(\text{Te})$  est mesuré par spectrométrie. Alors que ce rapport influence les grandeurs dosimétriques, une certaine variabilité dans ce rapport a pu être observée depuis plusieurs années, ce qui rend le suivi de cette grandeur nécessaire. Face aux résultats obtenus, le modèle Monte-Carlo du grain source a été amélioré et vérifié (dimensions, choix des matériaux et des énergies émises), afin de pouvoir comparer le spectre incident aux spectres déconvolués déjà présentés au chapitre 4. Cette comparaison fait ressortir les avantages et les limites des différentes méthodes. La mesure du spectre réellement émis par les grains peut ensuite permettre de quantifier l'impact des variations du spectre sur les grandeurs dosimétriques (kerma dans l'air, constante de débit de dose, coefficients de passage de la chambre toroïdale...).

La seconde grande partie de cette thèse a consisté à étudier les faisceaux issus de générateurs de rayons X. Les mesures spectrométriques sont très riches en informations. Tout d'abord, le banc motorisé permet non seulement de trouver l'alignement optimal, mais aussi de mesurer les profils de nos faisceaux. Une fois le problème des hauts taux de comptage et donc des empilements résolu, il est alors possible de déterminer l'énergie maximale du spectre, et de façon indirecte de vérifier la haute tension fournie par le générateur. De plus, la présence de discontinuités ou de raies de fluorescence peut apporter des informations supplémentaires sur les constituants du tube. Enfin, la connaissance de la distribution énergétique des photons est la meilleure caractérisation possible d'un faisceau. Bien plus qu'une mesure intégrale comme la CDA ou l'énergie moyenne, le spectre émis peut être utilisé pour caractériser de façon univoque le faisceau et comparer deux faisceaux de tubes X différents. Comme détaillé au chapitre 4, le spectre obtenu par mesure doit être déconvolué de la réponse du détecteur, et trois méthodes différentes ont été utilisées pour chaque faisceau, afin de s'affranchir de tout problème lié à la déconvolution. La comparaison de ces méthodes a été effectuée pour quatre faisceaux. Parmi les données bibliographiques, le rapport Dos-34 du PTB fournit un certain nombre de spectres, également corrigés des artefacts de détection, en particulier selon les normes ISO et CEI, ce qui nous permet une comparaison de certains faisceaux. Finalement, les spectres obtenus sur nos faisceaux, dits « de référence » peuvent être confrontés aux spectres obtenus par calculs déterministes (logiciels XCOMP5R, SpekCalc, SRS78 et TASMICS) ou par simulations Monte-Carlo (principalement PENELOPE). Afin d'estimer l'impact de la forme (et de la méthode d'obtention) du spectre sur les grandeurs dosimétriques, des calculs Monte-Carlo ont été effectués. En effet, ces spectres sont utilisés non seulement dans le calcul de facteurs correctifs des références au LNHB, mais également pour calculer les coefficients de passage entre le kerma dans l'air  $K_{\text{air}}$  (grandeur de référence) et les grandeurs opérationnelles de radioprotection ( $H_p(3)$ ,  $H^*(10)$ ...). Selon l'origine du spectre utilisé, des écarts importants sur ces grandeurs ont pu être mis en évidence et seront présentés ici. Enfin, les perspectives de ce projet seront discutées. Les résultats de cette étude sont prometteurs et de nombreuses applications sont envisagées.

## 5.1 Spectres de grain d'iode mesuré et corrigé

Pour la curiethérapie à l'iode 125, une étude poussée a été menée sur la source 12SAC00056, avec et sans filtre d'aluminium, afin de bien comprendre l'origine de toutes les composantes du spectre. Tout d'abord, le modèle établi pour les spectres mesurés sans le filtre est détaillé. Puis, le modèle à 7 pics, établi pour le grain filtré au chapitre 4, est brièvement rappelé. La troisième partie compare le spectre émis par 6 grains différents, ainsi que les variations du rapport  $X_{K\alpha}(\text{Ag})/X_{K\alpha}(\text{Te})$ . Pour obtenir les dimensions utilisées en simulation Monte-Carlo, les sources ont été radiographiées. L'énergie déposée dans le germanium est comparée aux spectres mesurés afin de valider le modèle de source (matériaux, dimensions) et d'obtenir le spectre incident simulé. Celui-ci est ensuite comparé aux spectres déconvolués obtenus à partir des outils décrits au chapitre précédent: *stripping* sous LABVIEW, *model-fitting* sous ROOT, et inférence Bayésienne avec SINBAD. Par ailleurs, des études ont montré l'importance de la mesure, aussi bien pour évaluer le rapport  $X_{K\alpha}(\text{Ag})/X_{K\alpha}(\text{Te})$  que pour calculer des facteurs correctifs. Par conséquent, les facteurs de conversion utilisés en curiethérapie, calculés pour différentes valeurs du rapport argent sur tellure, sont donnés, et le traitement des énergies inférieures à 5 keV discuté.

### 5.1.1 Spectre obtenu pour la source 12SAC00056 sans filtration

La figure 5-1 présente le spectre obtenu avec ARPEGE, à 131 mm, sans le filtre Al.

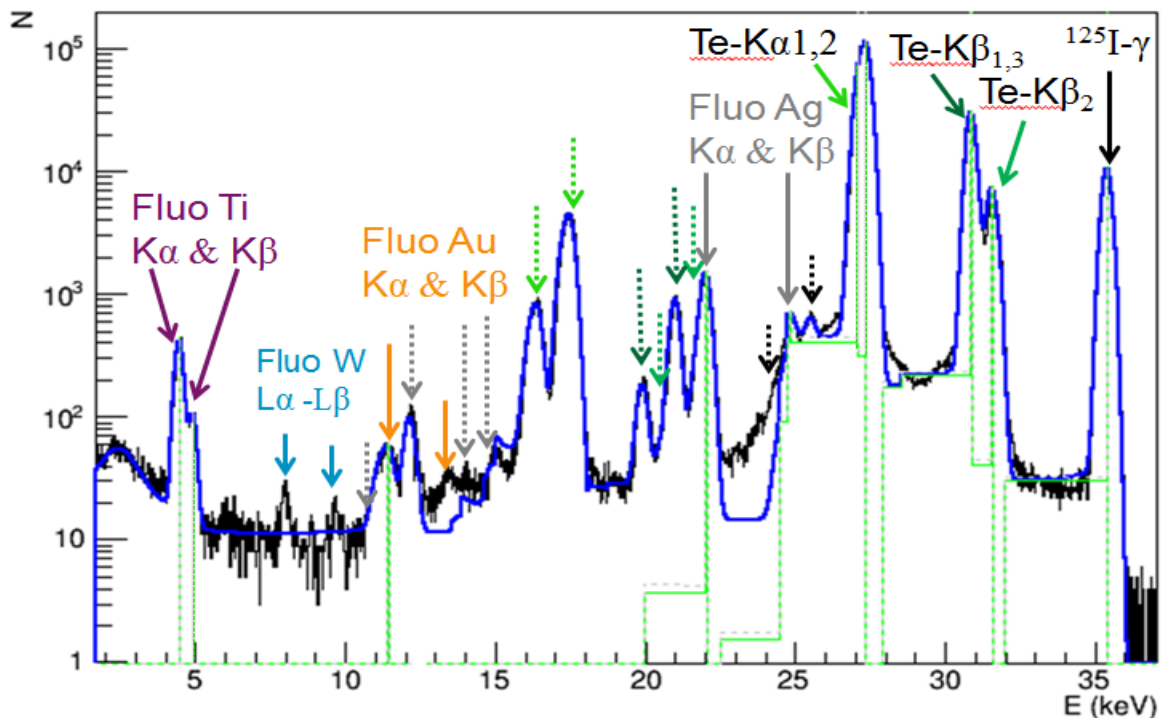


Figure 5-1: Spectre mesuré (en noir) pour le grain 12SAC00056, à 131mm, sans filtre, reconstruit (en bleu) sous ROOT avec 10 fonctions de réponses (en vert clair).

En plus des raies  $X_K$  du tellure issu de désintégration de l'iode (flèches vertes), un certain nombre de raies de fluorescence sont visibles : l'argent (flèches pleines grises), l'or (flèches pleines orange) et le titane (flèches pleines violettes) de la source, ainsi que les raies  $X_L$  du tungstène du collimateur (en bleu). Les flèches en pointillés indiquent les pics d'échappement, et leur couleur fait référence à leur



origine. Un modèle de spectre émis avec 10 raies et plateaux a donc été développé sous ROOT pour corriger ces spectres par *model-fitting*, avec 5 raies de l'iode et du tellure, et les raies de fluorescence (2 d'argent, 2 de titane et 1 pour l'or). Seuls 7 plateaux Compton ont été considérés du fait des faibles amplitudes des raies de fluorescence autres que l'argent. Le modèle {10 raies & 7 plateaux} est ainsi convolué par les réponses analytiques de type M2, et le spectre reconstruit (en bleu) montre un bon accord avec la mesure (en noir). Le léger écart observé à 13 keV correspond à la fluorescence de l'or de la source. Elle n'a pas été prise en compte dans le programme dédié à l'iode au vu de sa faible amplitude. Dans le cas où le grain d'iode n'est pas filtré, les deux pics de fluorescence du titane (enveloppe de la source), autour de 4 keV, sont problématiques pour la comparaison des mesures entre laboratoires. Selon la distance dans l'air, ou la filtration choisie, les mesures ionométriques peuvent donner des résultats sensiblement différents, influant sur les mesures de constante de débit de dose  $\Lambda$ . Une mesure dans le vide, en négligeant les raies autres que l'iode, donne une valeur de  $\Lambda$  de 0,826 contre 1,010 cGy.h<sup>-1</sup>.U<sup>-1</sup> avec les raies du titane. Ces photons de basse énergie ne participant pas à la dose déposée dans l'eau à 1 cm [74], ils peuvent donc être supprimés par ajout d'un filtre d'aluminium d'épaisseur adéquate (de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$ ). Il a donc été convenu d'homogénéiser les conditions de mesures entre laboratoires soit en filtrant numériquement les simulations (seuil à 5 keV), soit en ajoutant un filtre d'aluminium pour les calculs selon le formalisme du TG-43. Ainsi les mesures du PTB sont effectuées avec un filtre de 100  $\mu\text{m}$ , celles du NIST et de l'UW avec 86  $\mu\text{m}$ . Le LNHB possède deux filtres d'épaisseur 108  $\mu\text{m}$  et 295  $\mu\text{m}$  ( $\pm 10\%$ ).

### 5.1.2 Spectre obtenu pour la source 12SAC00056 avec le filtre Al

Le filtre en aluminium est placé autour du support en kapton, tel que détaillé en annexe 2, et son influence sur la forme du spectre émis par le grain d'iode est étudiée ici. Le graphique 5-2 présente les spectres obtenus pour la même source sans filtre (en bleu), avec le filtre de 108  $\mu\text{m}$  (en rouge) et avec celui de 295  $\mu\text{m}$  (en vert).

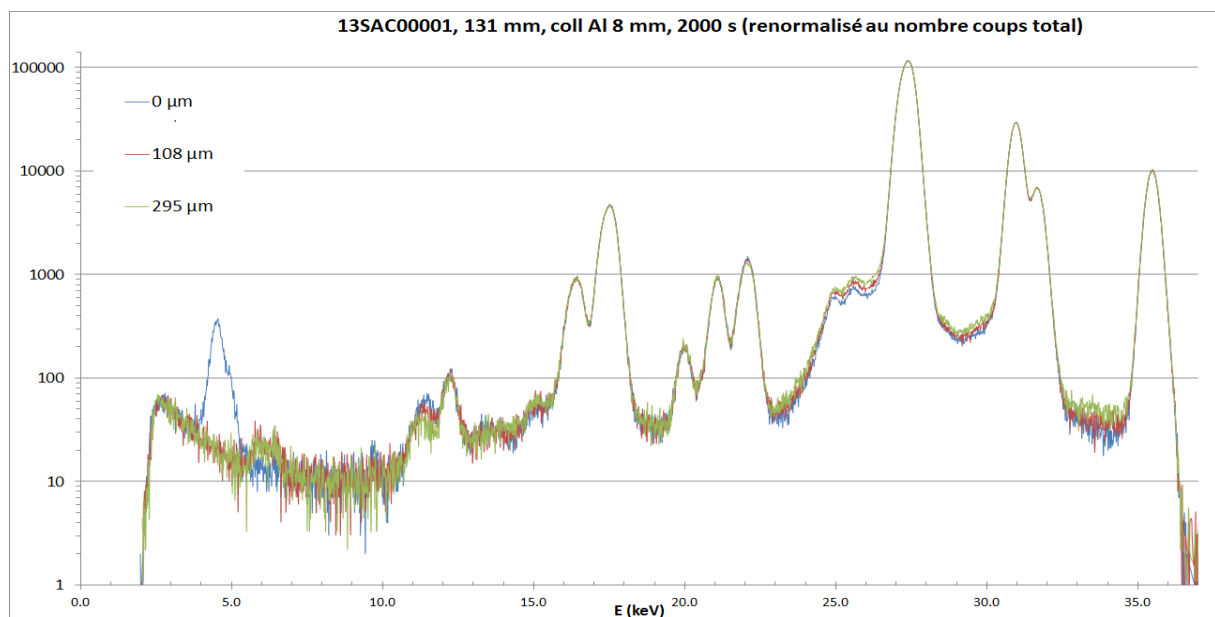


Figure 5-2: Spectre mesuré à 131 mm, avec le collimateur Al de 8 mm pour la source 13SAC00001 sans filtre Al (en bleu), avec filtre Al de 108  $\mu\text{m}$  (en rouge) ou de 295  $\mu\text{m}$  (en vert).

Ces spectres montrent que l'utilisation de l'un ou l'autre des filtres permet bien de faire disparaître les raies de fluorescence du titane (entre 4 et 5 keV), dont les légendes sont barrées en figure 5-3. De plus, le fait que le fond à basse énergie ne diminue pas malgré la filtration confirme le fait que cette zone est un artefact de détection. Par contre, l'amplitude des bosses de diffusion, à gauche de chacun des pics principaux, augmente légèrement du fait des diffusions dans le filtre en aluminium et deux raies autour de 6 keV apparaissent. Ce sont les raies XL du fer, provenant du filtre qui n'est pas composé d'aluminium pur mais de duraluminium. Ainsi, des traces d'autres matériaux présents dans le duraluminium (Si, Fe, Cu, Mn, Mg...) peuvent être visibles sur une mesure spectrométrique suivant leur teneur dans l'alliage utilisé. Ici, l'hypothèse a été faite que le matériau est comparable à l'alliage 7050 de PENELOPE ( $\rho = 2,70 \text{ g.cm}^{-2}$ ).

D'après le graphique 5-3, le modèle à 7 raies (détaillé au 4.3), permet d'obtenir un bon accord entre la mesure et le spectre reconstruit. Pour rappel, les raies du fer ne sont pas prises en compte dans le modèle, car ce ne sont pas des raies émises par la source mais issues des artefacts de filtration. Quant aux raies de l'or, elles sont négligées au vu de leur faible amplitude. Comme dans le cas « grain non filtré », la seule zone présentant des écarts entre reconstruction et mesure est la zone entre 22 et 24,5 keV, qui peut s'expliquer par la présence de diffusions multiples au sein même du grain d'iode.

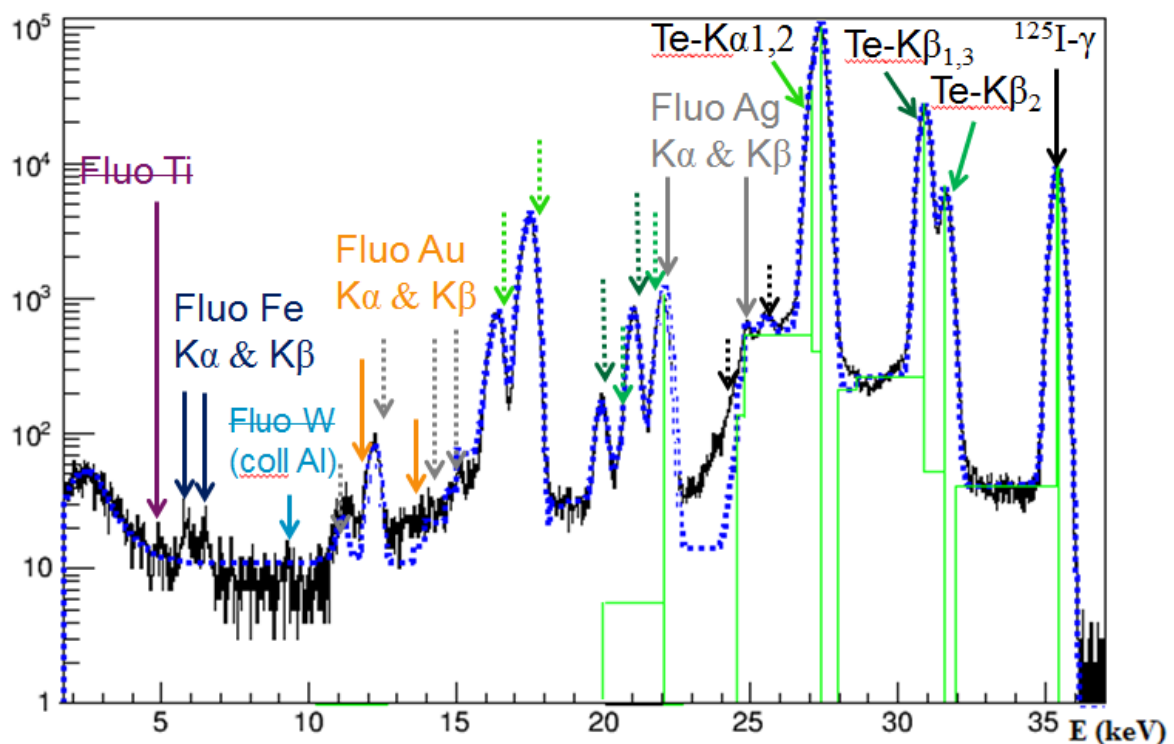


Figure 5-3: Spectre mesuré (en noir) pour le grain 12SAC00056, à 131mm, avec filtre 108  $\mu\text{m}$ , et reconstruit par *model-fitting* (en bleu) sous ROOT avec 7 fonctions de réponses (en vert clair).

### 5.1.3 Comparaison de plusieurs grains

Durant plusieurs années, dans le cadre du développement des méthodes de caractérisation des grains d'iode au LNHB, plusieurs lots de deux grains ont été acquis annuellement. Des mesures spectrométriques ont été réalisées sur chacun de ces grains, avec le détecteur silicium puis avec le germanium. L'anisotropie longitudinale et équatoriale des sources a été évaluée [104], elle ne

dépasse pas 6 % sur le plan équatorial, ce qui confirme que le grain est relativement symétrique. La forme des spectres observés est la même, excepté de légères variations du rapport argent/tellure. Ce rapport a par conséquent été évalué pour chacune des sources.

### 5.1.3.1 Forme du spectre

Six sources ont été mesurées dans les mêmes conditions : distance source-détecteur : 131 mm, avec le collimateur Al de diamètre 8 mm et sans filtre Al. La figure 5-4 compare les spectres mesurés ne met pas en évidence de différence particulière sur la forme des spectres, hors bruit poissonnier.

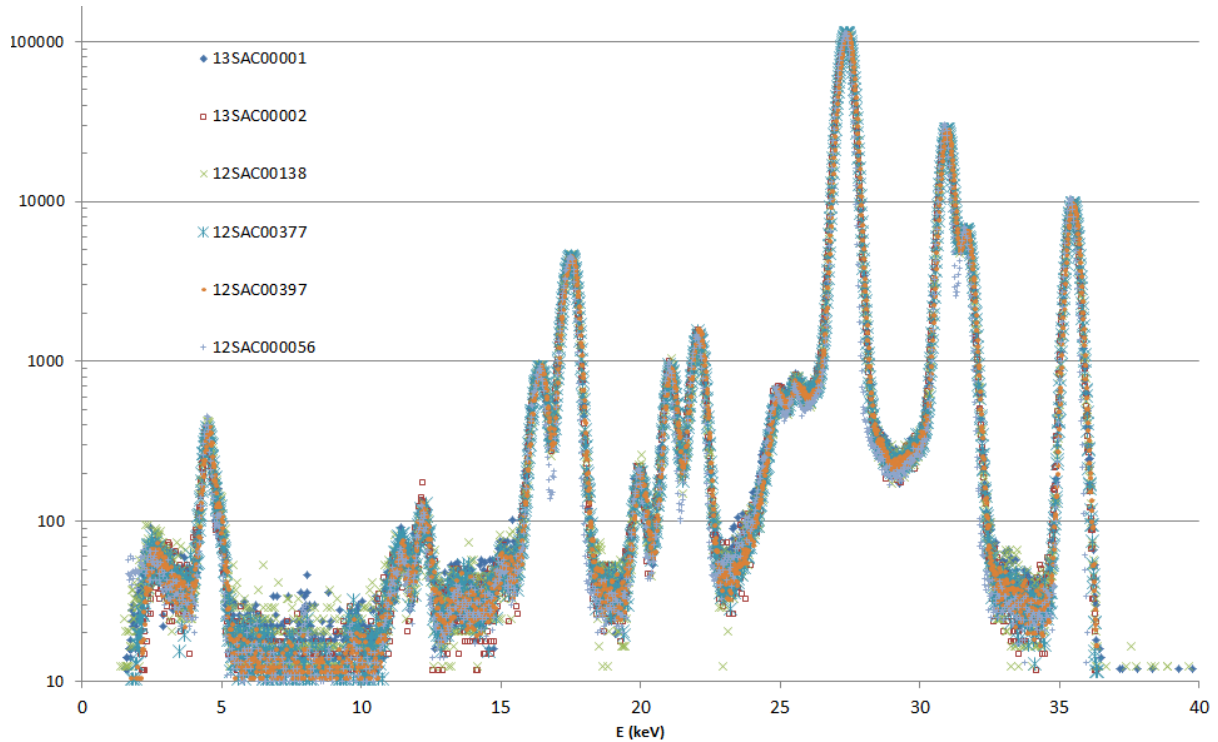


Figure 5-4: Comparaison du spectre de 6 grains d'iode différents.

Cependant, de légères variations du rapport Ag/Te sont observées selon les sources (cf. figure 5-5). Ce ratio a donc été systématiquement évalué, à l'aide du modèle ROOT à 10 pics, présenté au 4.1.1.

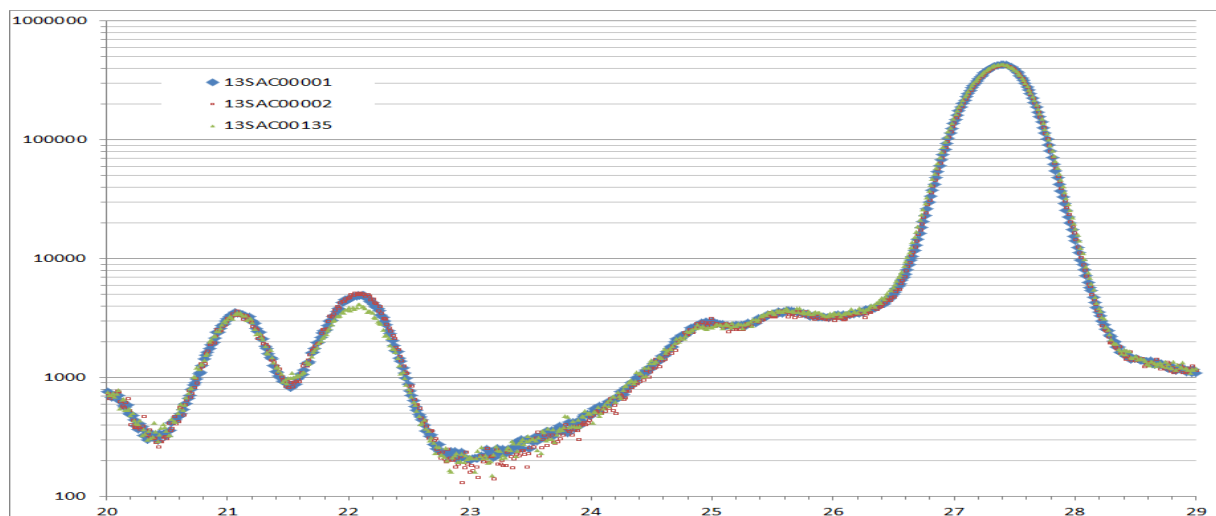
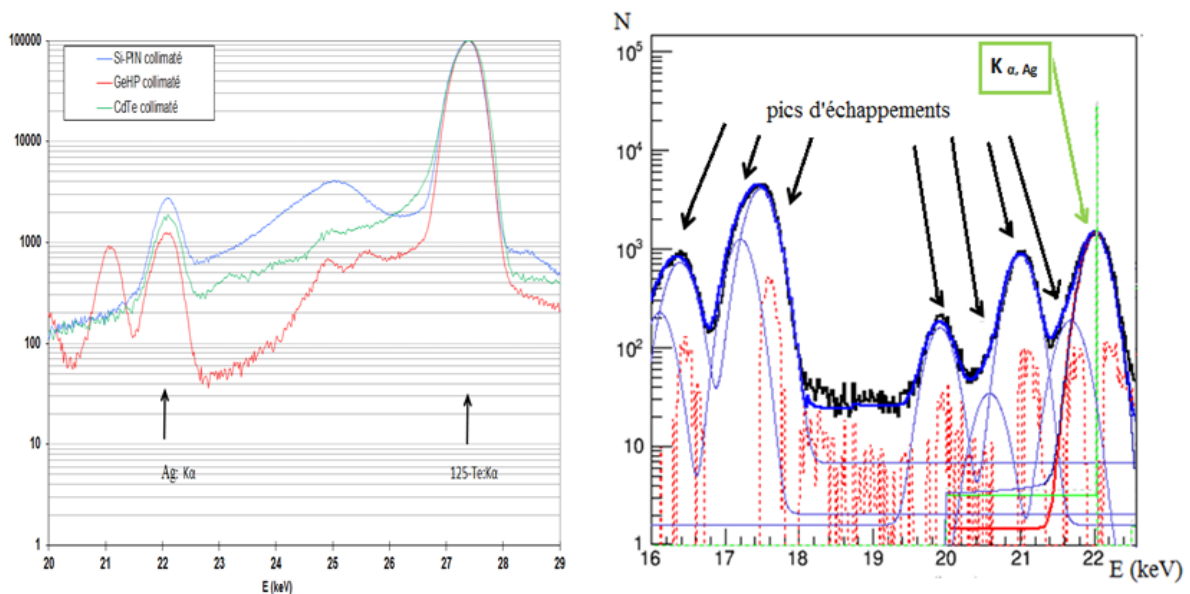


Figure 5-5: Comparaison de 3 grains 2013, zoom sur la région [20-29 keV].

### 5.1.3.2 Evaluation du rapport argent/tellure

Comme évoqué au chapitre 4, le rapport argent sur tellure  $X_{K\alpha}(Ag)/X_{K\alpha}(Te)$  est difficile à déterminer du fait du chevauchement du pic d'intérêt  $X_{K\alpha}(Ag)$  avec certains pics d'échappements. La figure 5-6 de gauche compare cette région d'intérêt [20-29 keV] mesurée avec nos 3 détecteurs (cf. 2.1.1.5). Le CdTe présente une forte traîne à gauche des pics, et le Si d'importantes bosses de diffusion. L'épaisseur de sa zone de détection étant très fine (500  $\mu\text{m}$ ), son rendement est inférieur à 10 % dès 30 keV, et de nombreux photons interagissent alors dans les structures à l'arrière du cristal (étage Peltier, support du cristal). Cela se traduit par de fortes déformations à gauche des pics d'absorption totale. Malgré le problème des pics d'échappement, le germanium présente le meilleur rapport signal pic/fond pour le pic  $K\alpha$  de l'argent. Le calcul des 6 fonctions de réponse des pics d'iode/tellure et du pic  $K\beta$  de l'argent (en bleu clair) pour un spectre de germanium est représenté à droite. La courbe d'ajustement du pic  $K\alpha$  est tracé en rouge continu, le spectre incident correspondant est en vert et les résidus sont en pointillés rouges.



**Figure 5-6: Comparaison de 3 détecteurs (Si en bleu, Ge en rouge, et CdTe en vert) pour le calcul du ratio Ag/Te (à gauche) et ajustement du pic  $K\alpha$  sous ROOT après soustraction des 6 autres fonctions de réponse (à droite)**

Les mesures sont réalisées sans filtre d'aluminium. Le programme ROOT détaillé au 5.1.1 (modèle à 10 pics) permet d'extraire du spectre les aires des pics  $X_{K\alpha}(Ag)$  et  $X_{K\alpha}(Te)$ , et de les corriger du rendement ( $k_{rdmt}$ ). Comme précisé au chapitre 3, l'incertitude sur le fit du rendement est considérée inférieure à 2,2 % sur toute la gamme. Le pic  $X_{K\alpha}(Te)$  est le plus intense du spectre (amplitude > 100 000 coups) et son incertitude est inférieure à 0,1 %. Pour le pic  $X_{K\alpha}(Ag)$ , moins bien défini, une aire de quelques milliers de coups permet d'obtenir une incertitude statistique de 0,8 %, et 1,4 % d'incertitude pour le surfacage de ce pic. Ce spectre étant mesuré à une certaine distance  $d$ , il convient de corriger de l'atténuation de l'air ( $k_{att}$ ) afin d'avoir le ratio Ag/Te au contact du grain, nécessaire pour en déduire le ratio Ag/Te dans la source. L'incertitude sur le coefficient d'atténuation linéique  $\mu$  sera prise égale à 1 % et celle sur le terme  $k_{att}$  est considérée inférieure à 1,5 % dans notre gamme de distances et pour les deux énergies correspondant aux pics  $X_{K\alpha}(Ag)$  et  $X_{K\alpha}(Te)$ . L'incertitude obtenue est de 4,5 % sur le ratio Ag/Te, à 131 mm, défini tel que :

$$\frac{X_{K\alpha}(Ag)}{X_{K\alpha}(Te)} = \frac{N_{22.1 \text{ keV}} \times k_{att,air}(d, 22.1) \times k_{rdmt}(22.1)}{(N_{27.2 \text{ keV}} + N_{27.5 \text{ keV}}) \times k_{att,air}(d, 27.4) \times k_{rdmt}(27.4)}$$

La figure 5-7 représente ce ratio, mesuré selon différentes méthodes, avec les détecteurs DEXION (Si) ou ARPEGE (Ge). Les valeurs obtenues avec ROOT sont légèrement inférieures car le programme soustrait les plateaux des autres fonctions de réponse avant de calculer les aires des pics. L'écart observé peut s'expliquer par un changement du procédé de fabrication des grains. Avant le saut (en 2012), les valeurs sont très dispersées, avec une moyenne à  $6,51 \% \pm 0,56 \%$ . Après le saut, les écarts sont réduits et la valeur moyenne devient  $1,06 \% \pm 0,11 \%$ . Dans certaines publications, l'argent est négligé [74], mais Chen&Nath [17] et Usher Moga et al. [134] ont trouvé des valeurs de 1,11 % et 0,68 % avant 2008.

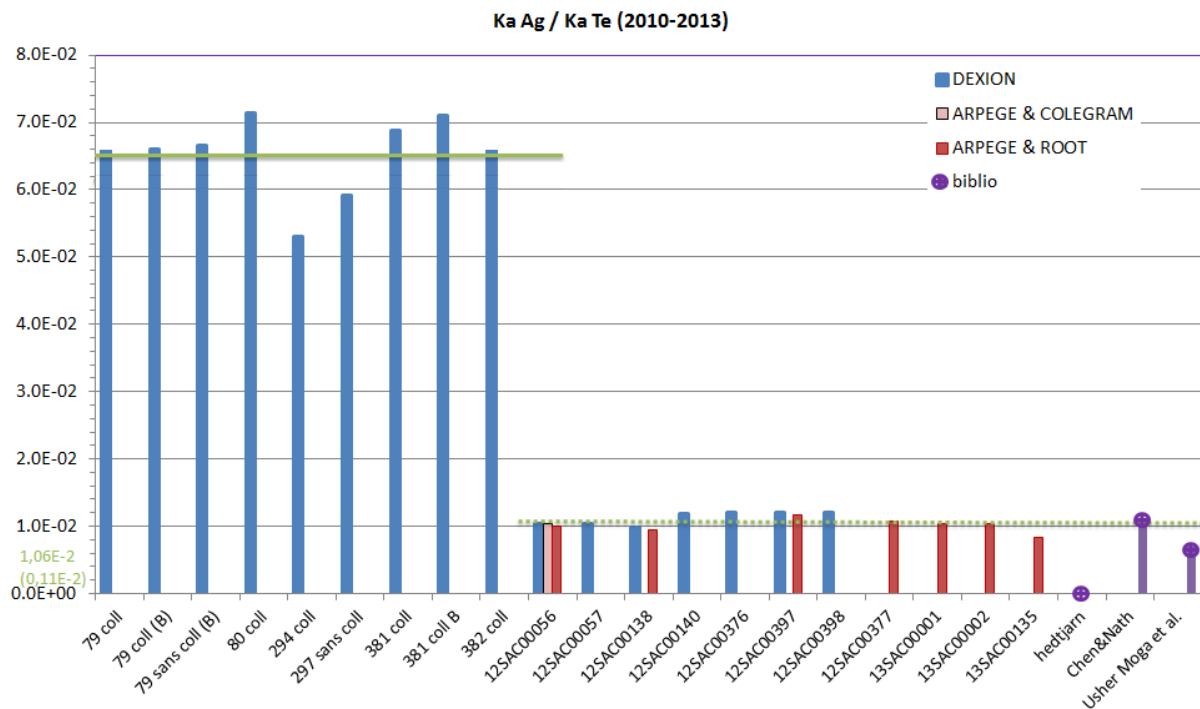


Figure 5-7 : Evolution du rapport  $X_{k\alpha}(Ag)/X_{k\alpha}(Te)$  pour différents grains de curiethérapie de la société Bebig livrés entre 2010 (gauche) et 2013 (à droite), et comparaison avec des valeurs publiées (à droite).

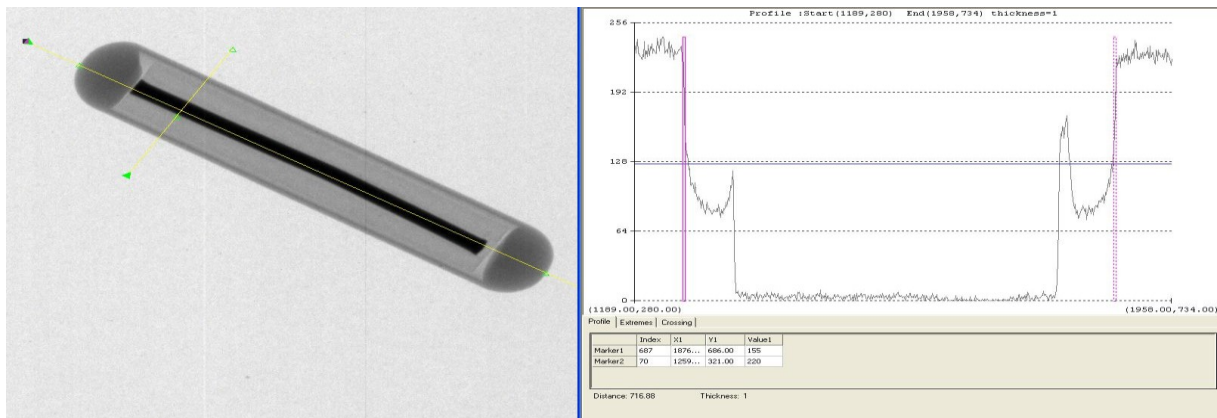
### 5.1.4 Ajustement du modèle de source

L'un des objectifs de cette étude était de vérifier et de valider le modèle de grain-source utilisé dans les simulations Monte-Carlo. La géométrie étant déjà détaillée au chapitre 2, seules les modifications apportées au modèle initial (dimensions, énergie des raies) après radiographie et évaluation du rapport Ag/Te sont discutées ici. Une fois convolué, le spectre calculé avec un *energy deposition detector* peut être comparé aux spectres mesurés. Un très bon accord est observé, et les hypothèses simplificatrices utilisées permettent d'expliquer les différences restantes entre les spectres simulés et mesurés. Par conséquent, notre modèle de source a pu être validé après quelques modifications détaillées ici.

#### 5.1.4.1 Etude dimensionnelle

Comme détaillé au 2.1.2.5, les dimensions d'une dizaine de grains d'iode ont été mesurées au laboratoire avant cette étude. Les nouvelles sources, dont le grain 12SAC00056, ont été mesurées afin de valider ou d'ajuster les paramètres de simulation. Les sources ne sont pas parfaitement symétriques, notamment le barreau d'or, contrairement au modèle de simulation. Les radiographies

des grains, réalisées avec l'installation présentée au 3.1.1, sont traitées à l'aide du logiciel Matrox inspector, afin d'en déduire les dimensions, tel qu'illustré en figure 5-8.



**Figure 5-8: Radiographie du grain 12SAC00056 et mesure du diamètre extérieur.**

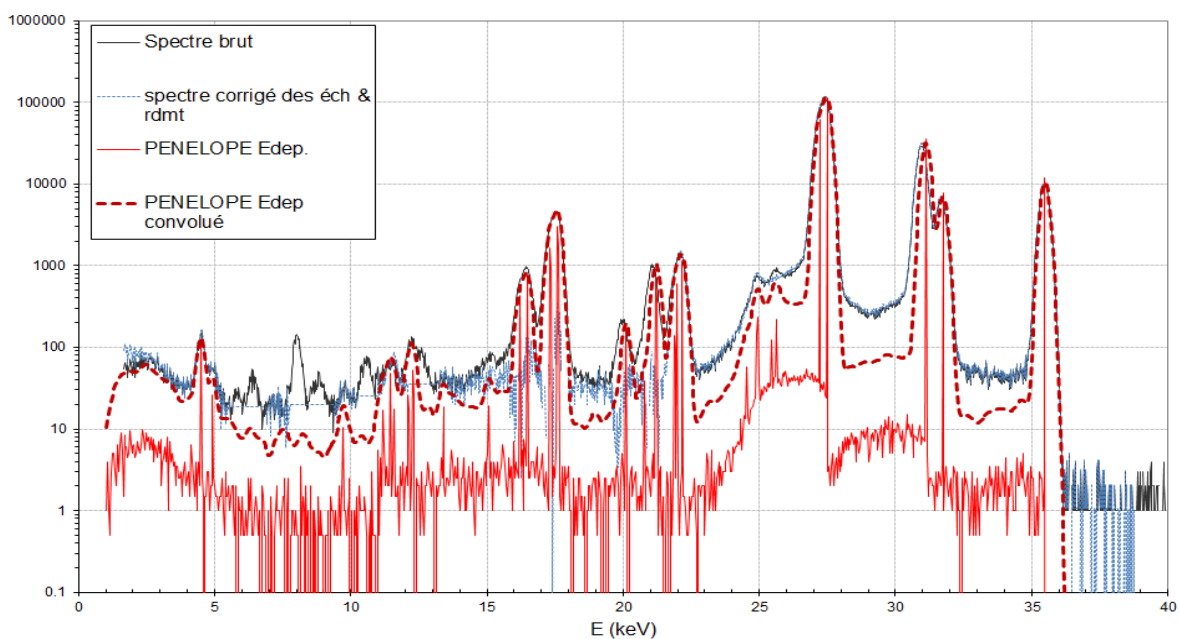
Les radiographies de la source 12SAC00056, ont montré un bon accord avec le grain « moyen », considéré au 2.1.2.5. L'épaisseur de titane semble être plus proche de 60  $\mu\text{m}$  que de 50  $\mu\text{m}$ . De ce fait, des simulations ont été menées pour diverses épaisseurs de titane 50, 60 et 70  $\mu\text{m}$ .

#### 5.1.4.2 Ajustement de l'intensité des raies d'argent

Comme explicité au 4.3, le rapport Ag/Te à 131 mm peut être déterminé à partir des mesures, puis corrigé de l'atténuation de l'air pour se placer au contact. La valeur retenue est alors de 0,97 % pour notre source de référence (12SAC00056), ce qui permet de recalculer l'intensité relative des raies de l'argent par rapport à celles du tellure dans la source.

#### 5.1.4.3 Ajustement des énergies des raies

Le graphique 5-9 compare les premières simulations Monte-Carlo et les mesures.



**Figure 5-9: Premières simulations de l'énergie déposée dans le Ge (en rouge vif) et du spectre (après convolution gaussienne, en rouge sombre) et comparaison au spectre mesuré (en noir) et corrigé des échappements (en bleu).**



Un bon accord est observé entre le spectre d'énergie déposée dans le germanium simulé avec PENELOPE et le spectre corrigé des échappements (en bleu), notamment au niveau des raies de l'or (10-12 keV). C'est un résultat important car il prouve que les spectres mesurés par le GeHP correspondent bien aux photons directement émis par le grain d'iode, n'ayant subi aucune déformation due, entre autres, aux diffusions dans le collimateur. Enfin, les résultats de ces premières simulations montrent que le doublet K $\beta$  du tellure est trop décalé vers les hautes énergies. Les deux raies K $\beta$  de désexcitation du tellure, initialement fixées à 31,10 et 31,76 keV ont été ajustées dans le fichier ursce.f, suivant le tableau 5-1, avant de recompiler le code PENELOPE.

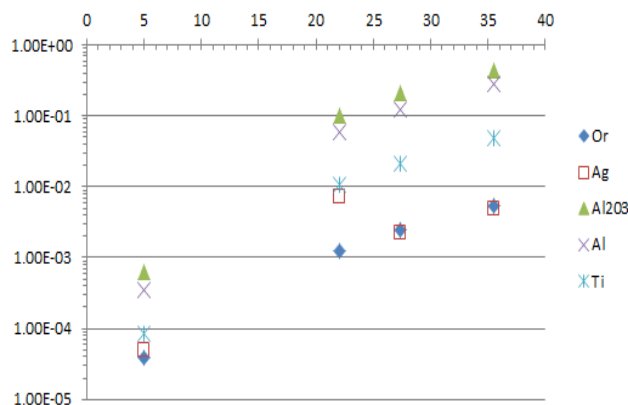
**Tableau 5-1 : Ajustement de l'énergie des raies de désexcitation de l'iode et de fluorescence de l'argent.**

E (keV)	4.14	21.99	22.16	24.91	24.94	25.46	27.202	27.472	31.10	31.76	35.49
Prob.	0.09 155	0.00296	0.00658	0.00051	0.00014	0.00043	0.24146	0.4497	0.12841	0.02789	0.04098

En échelle logarithmique, les différences de fond ressortent. Le spectre simulé puis convolué (en rouge pointillé) présente un fond légèrement inférieur à celui du spectre mesuré (en noir) entre 0 et 16 keV. Les différences de fond sont plus marquées entre 23 et 35 keV, zone correspondant aux photons détectés après diffusion dans la source (et non dans le détecteur comme défini au 3.5.6). Bien que la forme et les domaines d'énergie de ces bosses de diffusions simulées et mesurées soient identiques, leur amplitude est sous-estimée par simulation. Afin de trouver l'origine de cette différence d'amplitude, des essais de modification des dimensions et des densités des matériaux composant le grain d'iode ont été réalisés.

#### 5.1.4.4 Etude des bosses de diffusion

Une étude d'optimisation de la composition a été effectuée pour ajuster les spectres simulés aux spectres mesurés. La proportion d'interactions Compton par rapport aux effets photoélectriques,



selon le matériau, a été déduite des données d'atténuation massique de XCOM. Présenté en figure 5-10, ce ratio est, comme attendu, plus grand pour les matériaux de faible numéro atomique (Z), comme l'aluminium du filtre, l'alumine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ou encore le titane. Tout d'abord, les dimensions ont été modifiées dans la gamme de valeurs obtenues par radiographie, puis l'effet d'une variation de leur masse volumique a été étudié.

**Figure 5-10 : Importance relative des diffusions par rapport au PAT pour les matériaux de la source aux énergies des raies de l'iode et de l'argent.**

Pour l'or, les variations de diamètre de  $\pm 0,01$  cm, et de pureté (18 ou 24 carats) considérées n'ont que très peu d'influence sur l'amplitude des bosses de diffusion. La diffusion dans l'aluminium n'est pas non plus à l'origine de l'écart observé comme le démontre expérimentalement la figure 5-2. Pour le titane, des épaisseurs entre 50  $\mu$ m et 70  $\mu$ m ont été envisagées, avec plus ou moins d'air entre l'alumine et le titane. La figure 5-11 illustre les résultats obtenus selon les variations de modèle (en haut selon l'épaisseur de titane, au milieu selon la pureté de l'or, en bas selon la masse volumique de la céramique ou alumine) et les compare au spectre mesuré associé (à 331 mm avec filtre Al).



Pour rappel, le matériau contenant l'iodure d'argent radioactif est supposé homogène : il s'agit d'une céramique poreuse, en alumine  $Al_2O_3$ . La distribution d'iodure d'argent est supposée homogène et l'influence des atomes d'argent est supposée négligeable dans notre modèle.

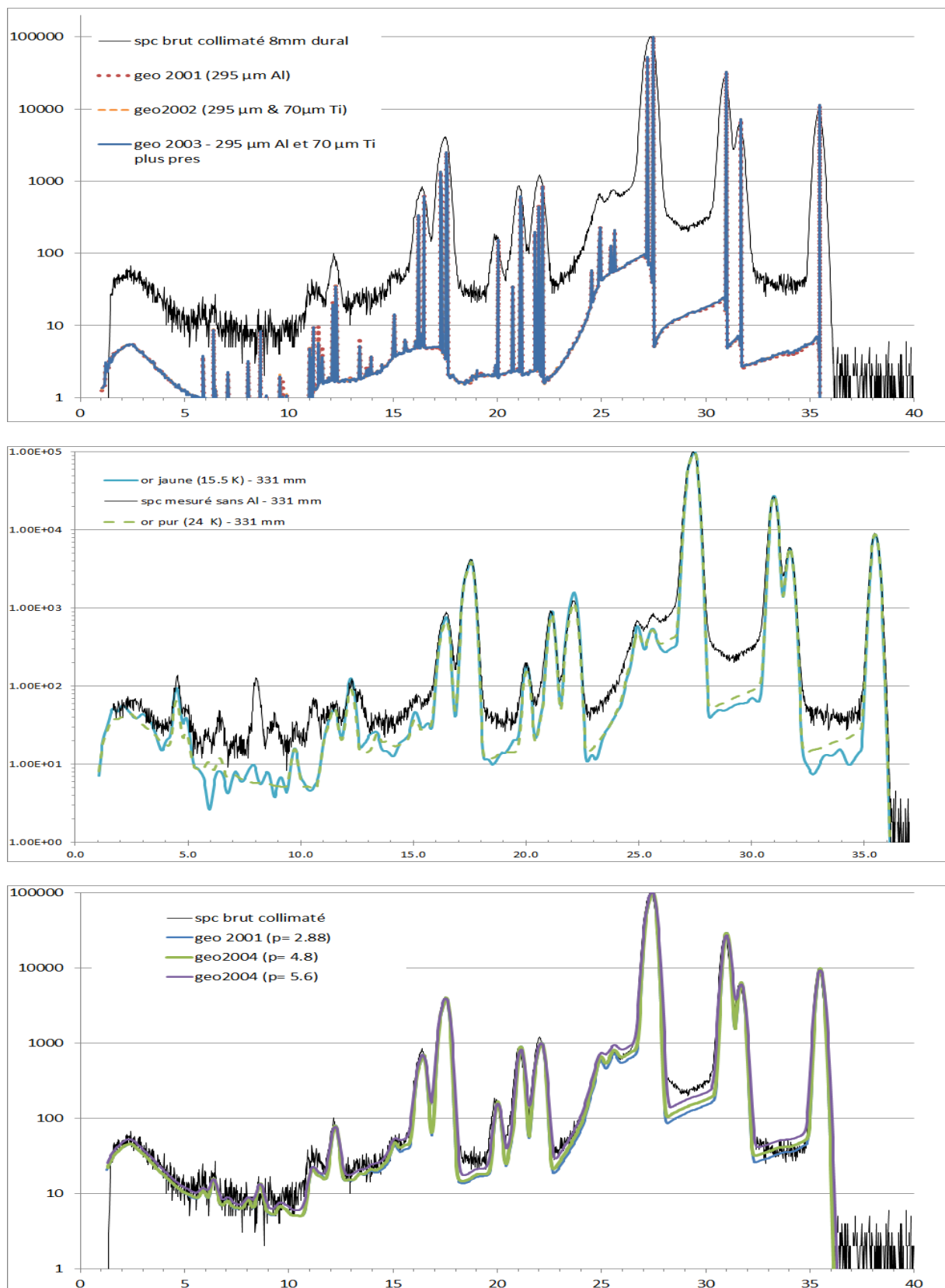


Figure 5-11: Evolution du spectre simulé avec des variations de géométrie ou de matériau (en haut le titane ; au milieu : l'or ; en bas : l'alumine).

La figure 5-11 du bas montre que le spectre simulé est sensible aux variations de masse volumique de l'alumine. Celle-ci contenant de l'iodure d'argent, sa masse volumique doit être un peu plus élevée que pour l'alumine pure ( $2,88 \text{ g.cm}^{-3}$ ). Or si la masse volumique est trop grande, la bosse entre 30 et 35 keV est bien ajustée mais pas celle entre 27 et 30 keV. Les variations d'amplitude des bosses de diffusion ne peuvent donc pas uniquement s'expliquer par des éventuelles variations de composition ou densité de l'alumine. N'ayant pas plus d'information sur la composition réelle de chaque grain, la masse volumique moyenne de  $2,88 \text{ g.cm}^{-3}$  a donc été gardée pour l'alumine.

#### 5.1.4.5 Limitations de la simulation

La modification des paramètres de modélisation du grain source n'expliquant pas les écarts entre spectres mesuré et simulé, le problème peut venir de la prise en compte de la réponse du détecteur.

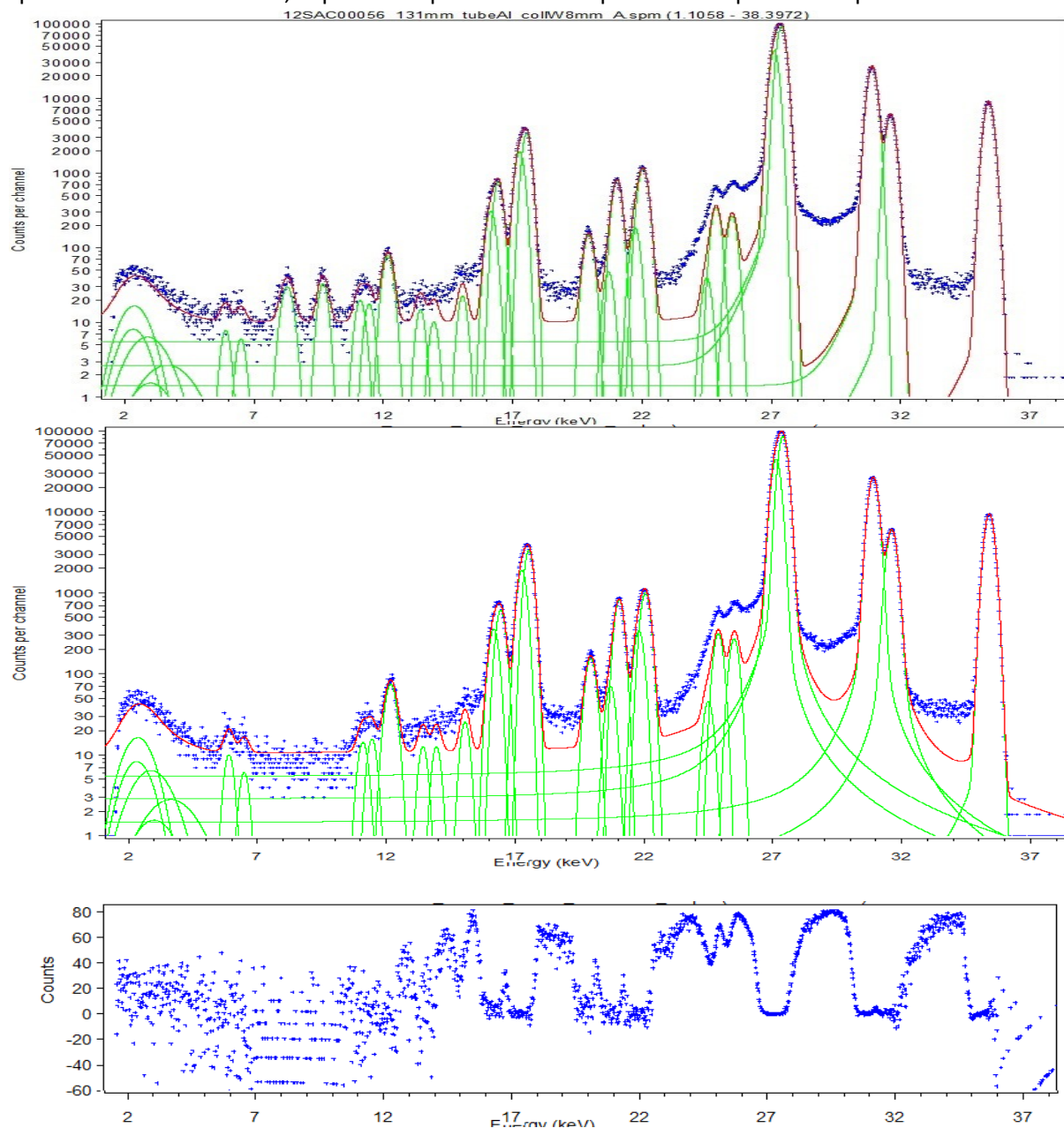


Figure 5-12: Reconstruction sous COLEGRAM de la forme en "U" des bosses de diffusion (en haut, influence de la traîne; en bas: utilisation de 4 fonctions Voigt et une gaussienne pour les pics de l'iode et résidus correspondants).

D'une part, la traîne n'est pas prise en compte dans la simulation, ce qui fausse les zones à gauche des pics. Sur les formes de diffusion, en « U », la traîne modélisée avec COLEGREM ajuste bien la partie droite du « U » sur le 1<sup>er</sup> graphe de la figure 5-12. D'autre part, la réponse du détecteur à des raies  $X_L$  et  $X_K$ , de largeur intrinsèque  $\Gamma$ , n'est pas une gaussienne, mais une Voigt, i.e. le produit de convolution d'une gaussienne de largeur FWHM et d'une lorentzienne de largeur  $\Gamma$ . Une Voigt est plus « étalée » qu'une gaussienne, ce qui explique la pente à gauche des pics  $X_K$ , non observée sur la raie gamma. Les fonctions Voigt, calculées avec COLEGRAM, sont représentées sur le spectre du milieu de la figure 5-12. Le graphe de résidus entre le modèle {4 Voigt et 1 gaussienne} et la mesure montre que la zone entre 22 et 35 keV peut alors être prise en compte par 3 plateaux. Si les zones de diffusions et leurs échappements sont pris en compte, il est alors possible d'expliquer toutes les différences entre simulation et mesure. Les photons non pris en compte par la simulation convoluée par une gaussienne ne représentent qu'une très petite partie du PAT. Comme la fonction Voigt est beaucoup plus lourde à calculer, elle n'a pas été implémentée dans nos programmes, et le spectre simulé et convolué de la figure 5-11 est finalement considéré suffisamment proche du spectre mesuré pour valider le modèle de source.

### 5.1.5 Comparaison des différents spectres incidents obtenus

Deux types de distributions énergétiques peuvent être calculés par Monte-Carlo avec PENELOPE: l'énergie déposée par les photons dans le détecteur (*energy deposition detector*, noté E dep) et l'énergie incidente (*impact detector*, noté Imp.). La première se mesure dans le volume actif de germanium et la seconde dans l'air juste avant le collimateur, tel que représenté en figure 5-13. Les modèles MC du détecteur et de la source ayant été successivement validés par comparaison des résultats de simulation (cf. 3.7 et 5.1.4), il est dorénavant possible de comparer le spectre incident simulé à ceux obtenus par les différentes méthodes de déconvolution du spectre mesuré.

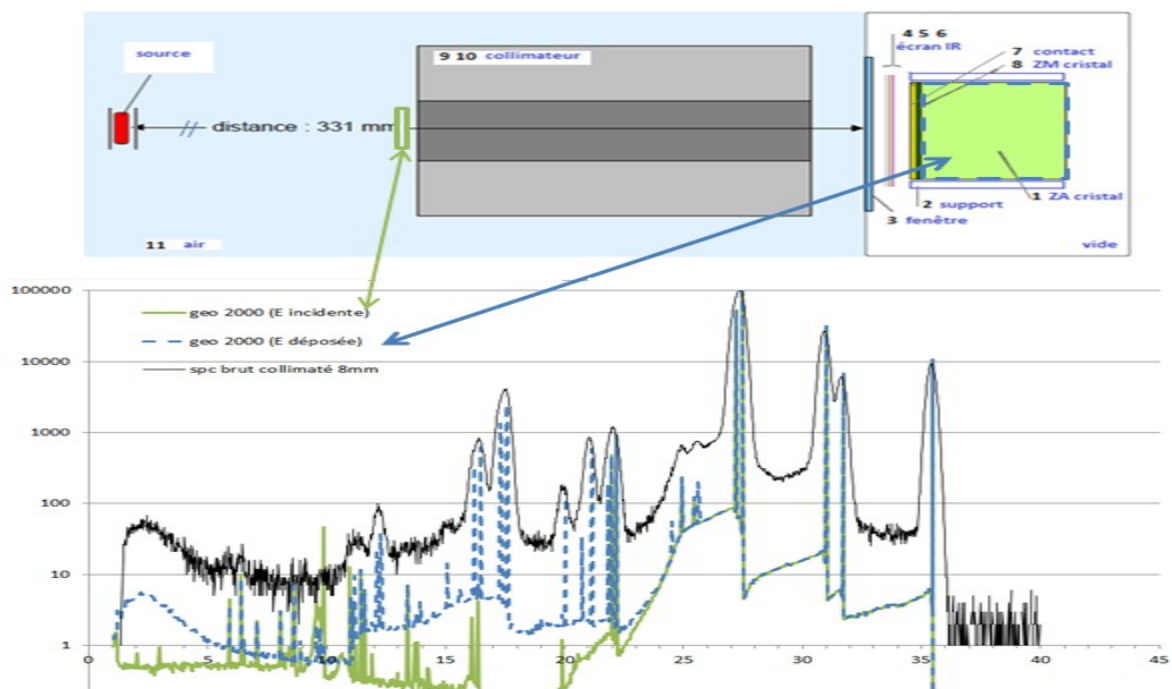
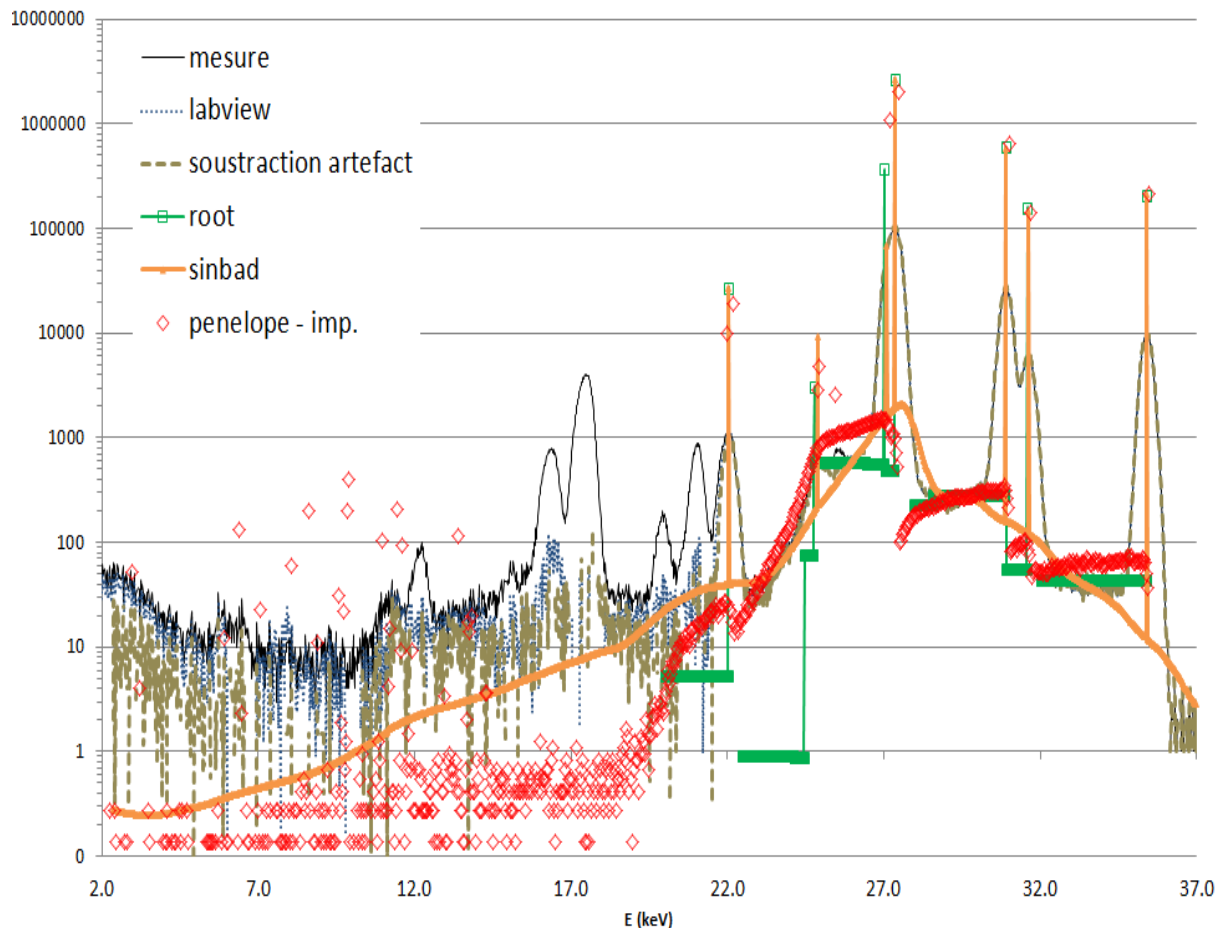


Figure 5-13: Comparaison de l'énergie des photons incidents sur le détecteur (en vert) et de l'énergie déposée dans le cristal de Ge (en bleu), normalisés par rapport à la mesure (en noir).

La figure 5-14 présente la comparaison du spectre incident calculé avec PENELOPE avec les spectres incidents obtenus par déconvolution de la mesure. Pour comparaison avec la mesure, il est normalisé en aire. En plus des 3 méthodes de corrections détaillées au chapitre 4, LABVIEW (en bleu), SINBAD (en orange) et ROOT (en vert), le graphe obtenu par soustraction des artefacts déduits des mesures ESRF (cf. figure 4-8) est présenté en tirets marron. Du fait de la faible statistique, le spectre marron oscille autour de zéro entre 1 et 20 keV.



**Figure 5-14: Comparaison du spectre incident simulé (en rouge) et obtenu par diverses méthodes de déconvolution : stripping (en bleu), soustraction d'artefacts (en marron), model-fitting sous ROOT (en vert), et inférence Bayésienne (en orange).**

Bien qu'un assez bon accord soit obtenu sur les bosses de diffusion entre 27 et 35 keV, la zone entre 22 et 26 keV est plus délicate à traiter et aucune méthode n'offre un résultat proche de la simulation. De plus, le fond entre 1 et 18 keV, difficile à estimer du fait de la faible statistique de comptage, est surestimé par toutes les méthodes, dont SINBAD. C'est tout de même SINBAD qui offre la meilleure gestion de ce fond complexe, en particulier à basse énergie. Le tableau 5-2 permet de comparer les énergies moyennes des différents spectres.

**Tableau 5-2: Comparaison des énergies moyennes des spectres de la figure 5-14.**

	Mesure brute	LABVIEW	Soustraction artéfacts	ROOT	SINBAD	PENELOPE
Emoyenne (keV)	27,79	28,33	28,41	28,37	28,41	28,43

Il convient de noter que la soustraction d'échappements est la source principale de la diminution de l'énergie moyenne. Pour trois de ces méthodes (soustraction des artéfacts, PENELOPE et SINBAD),

l'énergie moyenne obtenue est très proche de l'énergie moyenne de l'iode 125 pure (28,37 keV). A titre de comparaison, les valeurs publiées de spectres d'iode sont 28,36 keV (Chen & Nath [17]) et 28,45 keV (Usher-Moga et al. [134]). Cependant, la comparaison des énergies moyennes seules ne permet pas d'évaluer la qualité de la reconstruction. Un bon accord est obtenu, malgré des différences dans les méthodes de correction. Celle d'Usher-Moga et al. est une approche matricielle avec une matrice de fonction de réponse calculée par Monte-Carlo alors que celle de Chen et Nath consiste à soustraire les artéfacts par comparaison des spectres du grain d'iode et de l'iode 125 pur.

## 5.1.6 Impact dosimétrique

Au vu des variations d'énergie moyenne des spectres, il est évident que le choix du spectre utilisé influencera les grandeurs dosimétriques calculées à partir de ce dernier. Ce paragraphe vise à quantifier l'influence des variations du rapport Ag/Te, ainsi que de la méthode de correction sur les grandeurs dosimétriques (facteur de conversion, kerma dans l'air..).

### 5.1.6.1 Impact dosimétrique du rapport Ag/Te

Comme démontré entres autres par Chen et Nath [16, 17] , il est important de développer des mesures spectrométriques des grains d'iode, en particulier du fait du rapport  $X_{K\alpha}(Ag)/ X_{K\alpha}(Te)$ ,

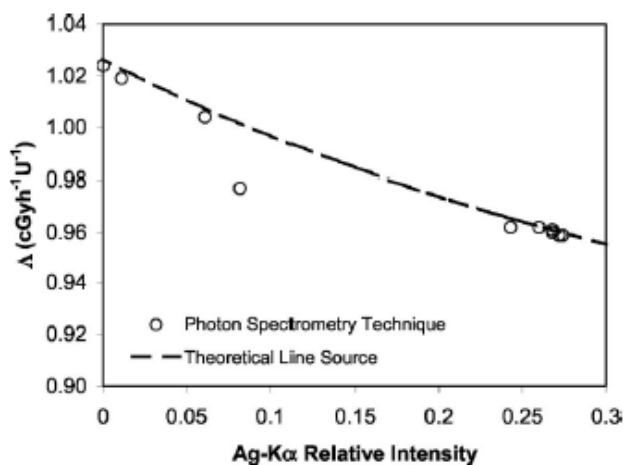
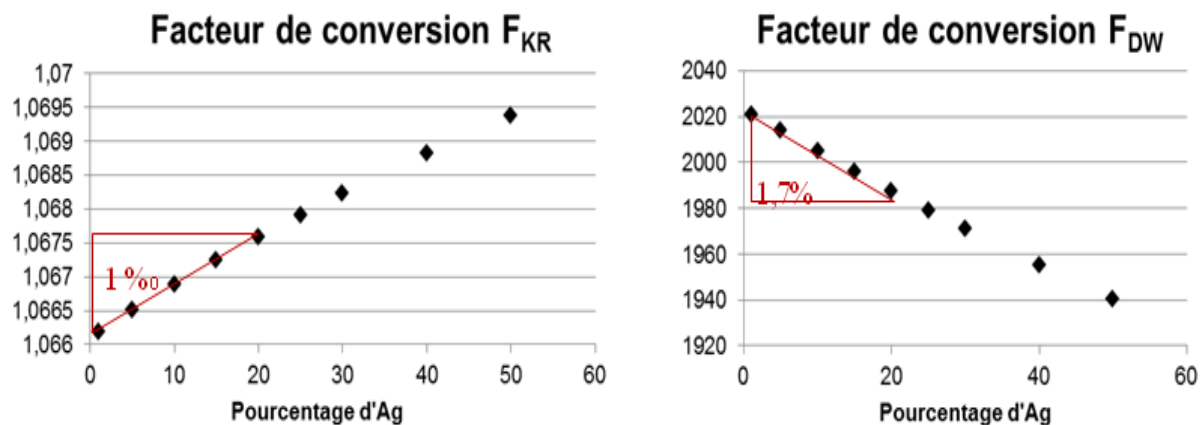


Figure 5-15: Evaluation de  $\Delta$  selon le rapport Ag/Te [16]

généralement non fourni par le fabricant. Chen et Nath ont également montré qu'il était possible d'évaluer  $\Delta$  par une nouvelle technique, appelée PST (détaillée en annexe 24) et basée sur la mesure spectrométrique du grain. Pour les principales sources sur le marché américain, ce rapport peut varier entre 0 et 0,27, ce qui se traduit par des variations importantes de la valeur de constante de débit de dose  $\Delta$  (entre 0,959 et 1,018 cGy.(h.U)<sup>-1</sup>), comme illustré en figure 5-15. Il est important d'évaluer ce rapport Ag/Te, afin de le prendre en compte dans les simulations Monte-Carlo et dans les évaluations de  $\Delta$ ,

valeur utilisée pour le calcul de dose dans le patient. Actuellement, le TG-43 préconise la combinaison de mesures et de simulations Monte-Carlo pour établir une valeur consensuelle de  $\Delta$ , et la possibilité d'une troisième approche est intéressante. Cependant cette nouvelle approche nécessite un banc de spectrométrie et une bonne connaissance des artéfacts de détection, seuls quelques laboratoires, dont le NIST et le LNHB, sont actuellement capables de fournir le ratio Ag/Te par mesure. Comme souligné par Usher-Moga et al. [134], la connaissance du spectre permet alors de calculer les facteurs correctifs associés à la mesure. Le calcul du facteur d'atténuation  $k_{att}$  est délicat. Une coupure à 5 keV (couramment admise en Monte Carlo comme équivalente à la filtration Al) entraîne une diminution du  $k_{att}$  de 12,4 % avec Al et de 11 % sans filtre Al, à 131 mm. Le traitement de la zone en deçà de 5 keV est très sensible du fait de l'augmentation très importante des  $\mu/p$ . Selon la méthode choisie, le nombre de ces facteurs correctifs varie. Au LNHB, le calcul d'un facteur global par Monte-Carlo est la méthode retenue (cf. annexe 2) pour l'établissement des

références en curiethérapie. Or, pour les premières sources, la figure 5-7 révélait une grande variabilité du rapport Ag/Te. Par conséquent, les facteurs de conversion « courant mesuré/dose dans l'eau » ou « courant mesuré/kerma dans l'air », avaient été calculés pour différentes valeurs de ce rapport, et sont présentés sur la figure 5-16.



**Figure 5-16: Influence du ratio Ag/I sur les facteurs de conversion pour la chambre toroïdale (à droite pour le kerma dans l'air et à gauche pour la dose dans l'eau).**

Pour le kerma dans l'air, la variation associée à une variation des émissions de fluorescence de l'argent de  $\pm 5\%$  ne représente que 0,05 %. En revanche, pour la dose dans l'eau, la même variation résulterait en des écarts de 0,85 %. Il est par conséquent important de bien connaître le ratio Ag/I des sources à étalonner pour diminuer l'incertitude sur ce coefficient.

### 5.1.6.2 Influence de la méthode de correction

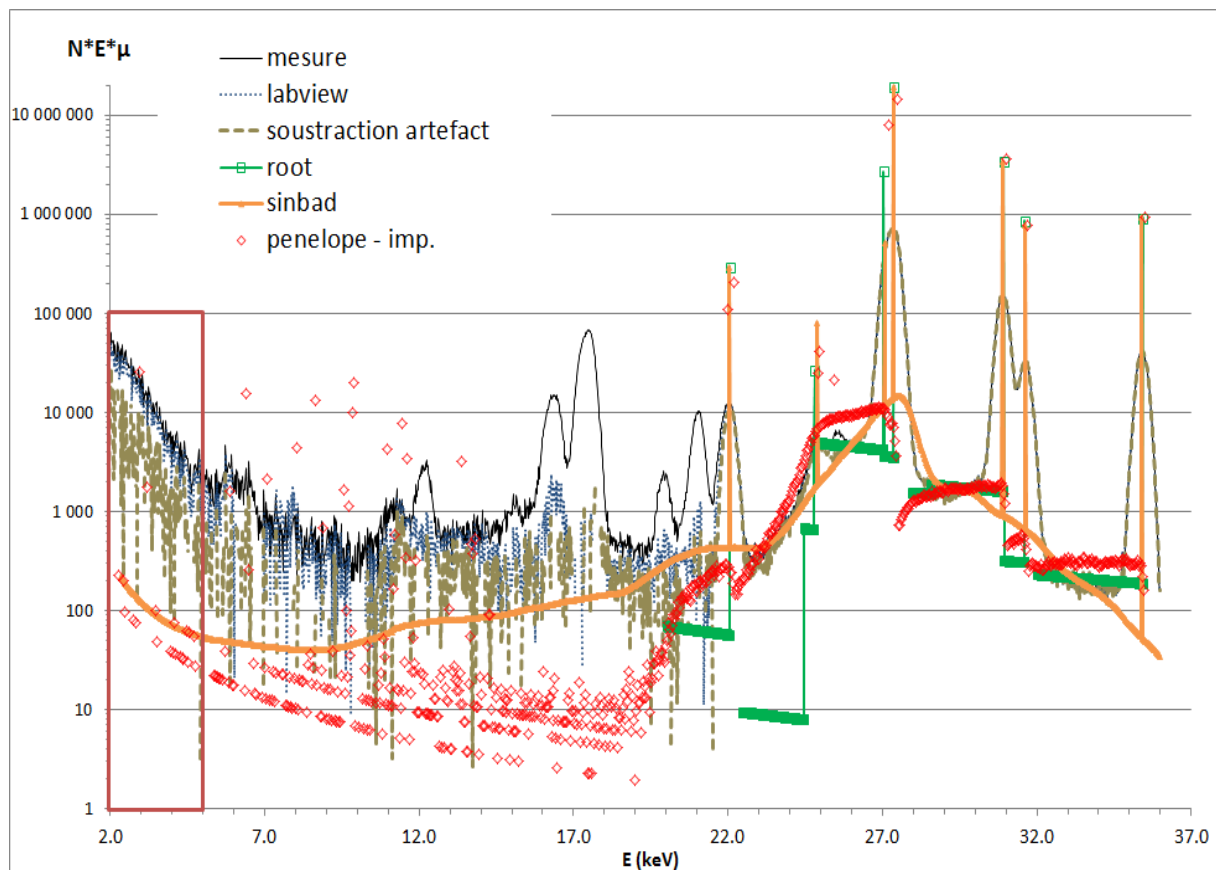
Connaissant le spectre émis par le grain source, il est possible, sous certaines hypothèses, de calculer un pseudo-kerma par pondération du spectre par le facteur  $E \times \mu_{en}$ , où les  $\mu_{en}$  sont tirés de la base XAAMD1[5]. Ce calcul effectué pour tous les spectres de la figure 5-14 est représenté en figure 5-17. Les résultats de ce calcul de pseudo kerma pour les différents spectres (présentés au 5-14) sont présentés dans le tableau 5-3. Les kerma calculés entre 2 et 36 keV sont comparés au spectre de référence (PENELOPE). Des écarts de plusieurs pourcents sont observés par stripping, mais sont plus faibles que le pourcent avec SINBAD ou ROOT.

**Tableau 5-3: Comparaison des énergies moyennes et des kerma obtenus par différentes méthodes pour la source 12SCA00056, avec tube Al, à 131 mm.**

	Mesure brute	Stripping LABVIEW	Model-fitting ROOT	Bayésien SINBAD	PENELOPE
pas (eV)	21	21	21	21	39
$\frac{\text{kerma}[2-36]}{\text{kerma}[2-36]_{\text{penelope}}}$	1,135	1,056	1,004	1,003	1
$\frac{\text{kerma}[1-5]}{\text{kerma}[1-36]}$	5,211 %	4,600 %	0 %	0,046 %	0,010 %



Le fort impact des faibles énergies ( $E < 5$  keV) sur le pseudo-kerma dans l'encadré rouge, est quantifié en 2<sup>ème</sup> ligne du tableau. Le pourcentage du kerma total qui est du à la composante du spectre entre 2 et 5 keV passe de 5,2 % pour la mesure brute à 0,05 % après correction sous SINBAD. Pour les simulations numériques, il est généralement admis qu'il faut fixer une énergie de coupure de 5 keV, selon les recommandations de l'AAPM. L'ajout du filtre Al autour du grain source, bien que supprimant les raies du titane, n'a pas le même effet, car il reste en basse énergie des canaux non nuls, liés aux déformations induites par le processus de détection et induisant une surestimation du kerma de plusieurs pourcents.



**Figure 5-17: Comparaison des distributions spectrales de kerma obtenues par pondération des spectres obtenu avec PENELOPE (en rouge), stripping (en bleu), soustraction d'artefacts (en marron), model-fitting sous ROOT (en vert), et inférence Bayésienne (en orange).**

### 5.1.7 Conclusion et perspectives

Au LMD, un banc de mesure spectrométrique a été mis en place pour les grains d'iode 125 utilisés en curiethérapie ophtalmique et prostatique. Il permet, outre les mesures de spectres et du rapport  $X_{k\alpha}(\text{Ag})/X_{k\alpha}(\text{Te})$ , des mesures de l'anisotropie longitudinale et équatoriale, à différentes distances.

Dans le cadre de cette thèse, la comparaison des spectres d'iode acquis avec nos trois détecteurs a permis de mettre en avant les artéfacts de détection de chacun des systèmes, et le germanium, bien que présentant des pics d'échappement, est le détecteur le plus adapté. En effet, le silicium présente d'importantes bosses de diffusion et le CdTe de grandes traînes ainsi que des pics d'échappement.



Les différentes composantes des spectres mesurés avec ARPEGE, déjà abordées au chapitre 4, ont été étudiées afin de séparer les artéfacts des photons réellement incidents sur le détecteur. Une simple correction des échappements, bien que permettant de soustraire un certain nombre de pics, ne suffit pas ici. Le spectre mesuré doit être corrigé de toute la fonction de réponse du détecteur, en particulier des bosses de diffusion, pour les calculs dosimétriques. Il a été montré au chapitre 4 qu'il est possible de reconstruire en grande partie le spectre détecté (sans filtre Al) à partir de 7 réponses impulsionnelles, correspondant aux pics de désexcitation de l'iode et de fluorescence de l'argent. Il est alors possible de soustraire les artéfacts liés à chacun des pics et de ne conserver que les zones spectrales représentatives des photons émis par le grain d'iode. Il en résulte que très peu de photons sont émis en dessous de 10 keV, car le fond et la bosse observés sont des déformations induites par le détecteur. Pour le spectre non filtré, la même approche est appliquée, mais avec un modèle a priori comprenant 10 raies. Deux autres méthodes ont été appliquées : l'ajustement d'un modèle ou model-fitting, réalisé dans un premier temps sous COLEGRAM, puis automatisé sous ROOT, ajuste un modèle à 7 raies (si filtre Al) ou 10 raies (non filtré), ainsi que des plateaux Compton, et renvoie le rapport Ag/I calculé à partir des pics à 22 et 27 keV. En effet, ce rapport influence directement les propriétés dosimétriques de la source, à commencer par sa constante de débit de dose. Cette seconde méthode donne de bons résultats avec des fonds Compton continus et de taille finie, mais elle ne prend pas en compte les diffusions multiples dans la source, ce qui entraîne une sous-estimation du spectre reconstruit entre 22 et 24 keV. La dernière méthode employée est l'inférence bayésienne non paramétrique, telle qu'implémentée dans le logiciel SINBAD. Bien que conçu pour des fonds continus, le bruit important en dessous de 15 keV rend difficile la détermination des zones de faible amplitude.

Ces trois méthodes ont été comparées aux résultats issus de simulations utilisant le code Monte-Carlo PENELOPE. Après ajustement d'un certain nombre de paramètres du modèle, la comparaison de la simulation de l'énergie déposée dans le germanium, convoluée par une gaussienne, est considérée suffisamment proche du spectre mesuré pour valider le modèle de source.

Cette validation permet de comparer le spectre incident calculé et les spectres déconvolués, en termes d'énergie moyenne tout d'abord, puis en termes de kerma. Des écarts sur les kerma calculés de plusieurs pourcent sont alors observés selon les méthodes, et selon leur gestion des basses énergies ( $E < 5$  keV).

## 5.2 Spectres émis par les tubes à rayons X

L'étape suivante a consisté à étendre cette approche de correction des spectres (via la connaissance des réponses impulsionnelles) à des faisceaux issus de tubes à rayons X. Ceux-ci comportent une composante continue, qui est la composante majoritaire du spectre (hors mammographie), et parfois des raies caractéristiques. La méthode la plus complète pour caractériser un faisceau de rayons X est la détermination de sa fluence énergétique (spectre), par calcul ou mesure. Au vu de la méconnaissance des composants internes du tube, la mesure a été préférée dans cette étude. L'acquisition de mesures dans de bonnes conditions a nécessité le développement d'un banc automatisé, qui permet en outre la mesure de profils.

Après une caractérisation complète du système de détection ARPEGE & LYNX, les artéfacts liés à ce détecteur ont pu être identifiés, quantifiés, et corrigés selon différentes méthodes de déconvolution (développées au chapitre 4). Une fois les spectres de tubes à rayons X corrigés de l'empilement, il faut encore les déconvoluer de la réponse du détecteur. Trois méthodes ont été envisagées : la correction d'échappements par stripping avec un programme Labview, le model-fitting sous ROOT, et l'inférence bayésienne avec SINBAD. Les résultats de ces trois méthodes seront appliqués à des faisceaux de haute tension comprise entre 10 et 150 kV. Les résultats obtenus seront également comparés à ceux obtenus pour les deux autres détecteurs du laboratoire, à savoir un Si-PiN et un CdTe, car les artéfacts de détection de ces détecteurs ne sont pas les mêmes.

Une fois les spectres corrigés à la fois de la réponse de forme et du rendement, il devient alors possible de les comparer aux spectres obtenus par simulations Monte-Carlo et par calculs déterministes.

La connaissance des spectres étant nécessaire à la comparaison de qualité de faisceaux, et donc au bon fonctionnement de la chaîne métrologique, nos spectres seront comparés aux spectres publiés par le laboratoire allemand PTB. En effet, deux tubes différents émettent des photons d'énergies différentes pour un même couple (kV, mA). L'angle d'anode et son matériau (pureté), les filtrations inhérentes, ou même l'âge du tube sont des facteurs qui influencent la forme du spectre émis. Seule une partie des faisceaux utilisés est décrite par les diverses normes internationales. De plus, ces spectres étant nécessaires au calcul des coefficients de passage entre les grandeurs physiques comme le kerma dans l'air et opérationnelles comme l'équivalent de dose, la sensibilité de ces facteurs à la forme du spectre a été évaluée.

La faisabilité de cette étude a été démontrée pour des faisceaux issus des tubes X continus, et pour quelques faisceaux pulsés du mammographe. Les limitations de cette étude seront discutées, ainsi que les perspectives.

## 5.2.1 Connaissance de la source

Parmi les facteurs limitants des simulations Monte-Carlo, nous avons vu que la connaissance de la géométrie faisait souvent défaut pour les tubes à rayons X. Un certain nombre d'informations peuvent être déduites du spectre mesuré, avant même les corrections de forme et de rendement. En premier lieu, les mesures spectrométriques nous renseignent non seulement sur l'énergie des photons émis par le tube, mais aussi sur l'homogénéité du champ de rayonnement. Le banc automatisé mis en place pour les mesures de tubes à rayons X permet de trouver l'alignement optimal en tout point du champ [20x20 cm<sup>2</sup>] et ainsi de mesurer un profil radial. De plus, des indications sur la filtration inhérente ou les composants du tube peuvent être déduits de l'apparition de raies caractéristiques ou de discontinuités sur le spectre. Enfin, après correction de la réponse du détecteur, il est possible de calculer l'énergie maximum du spectre notée kVp, et ainsi vérifier la valeur de la haute tension du générateur pour un contrôle qualité.

### 5.2.1.1 Profils et effet talon

Dans la littérature, de nombreux articles évoquent une asymétrie du profil radial (parallèle à l'axe anode-cathode), appelé « effet talon d'anode » (heel effect). L'intensité du faisceau de rayons X émergent du tube n'est en effet pas uniforme sur toute la largeur du faisceau. Du côté de la cathode, le faisceau de photons produit au cœur de l'anode est plus près de la surface, donc la

trajectoire dans le tungstène est plus courte. Le faisceau émis du côté de l'anode est donc plus atténué et moins intense, tel que décrit en figure 5-18.

Notons que ce phénomène est atténué par la diffusion des photons dans l'anode ou dans la filtration additionnelle et que son évolution en fonction de l'énergie est donc complexe.

P. Sievers a montré que pour un tube à anode tournante d'angle 9°, et une haute tension de 40 kV, le kerma dans l'air variait de 16 % à -22 % et l'énergie moyenne de  $\pm 1$  % sur  $\pm 3,5^\circ$ . Cet effet est cependant atténué pour un faisceau filtré (N40), qui présente alors des variations de kerma de [-16 % ; 6 %] et ont l'énergie moyenne varie alors de moins de 1 % [135]. Pour nos tubes, une asymétrie maximale de 7 % a été obtenue (pour le N120 du tube 320 kV) sur une zone [-4 ; +4 cm] du centre [31]. Pour le tube 160 kV, cet effet devrait être plus important, en particulier pour des faisceaux peu filtrés et de basse énergie. L'étude de ce phénomène est donc souhaitable aux basses énergies.

Des écarts sur le nombre de coups total du spectre sont en effet observés entre les extrémités du profil (entre 9 et 13 % pour les faisceaux 25, 60 et 80 kV non filtrés). Il est alors intéressant de regarder l'évolution des spectres sur un profil. La figure 5-19 de gauche représente la variation du nombre de coups total pour le profil horizontal du faisceau CCRI25 du tube 160 kV, et celle de droite les spectres associés.

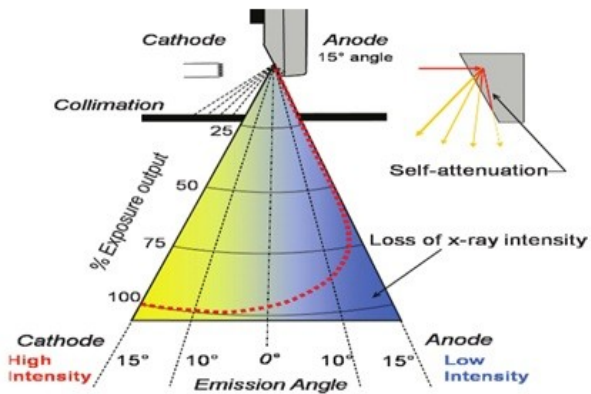


Figure 5-18 : Schéma de principe de l'effet talon

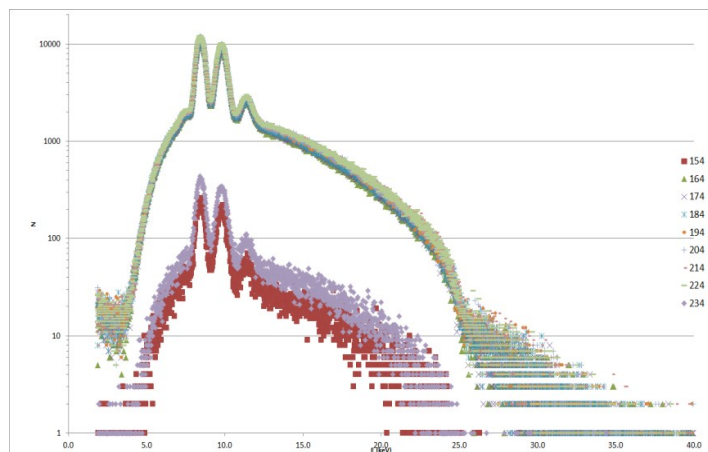
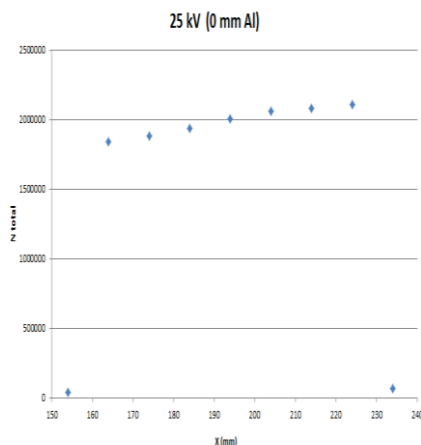


Figure 5-19: Mise en évidence de l'effet talon sur le faisceau CCRI25 et évolution du spectre sur ce profil.

Sur la figure de droite, aucune modification majeure de la forme du spectre n'est observée. L'écart sur les spectres entre les deux extrémités du profil ne permet pas de comparer ce phénomène à une atténuation dans le tungstène, car celle-ci filtrerait préférentiellement les basses énergies.

### 5.2.1.2 Connaissance de l'anode

Les anodes modernes sont souvent composées d'un alliage de tungstène et de rhénium, permettant d'améliorer la tenue thermique de l'anode. Le pourcentage de rhénium varie entre 0 et 10 %. La mesure spectrométrique permet de vérifier la présence ou non de rhénium. Malgré leurs numéros atomiques voisins, les raies  $X_K$  du tungstène et du rhénium (cf. tableau 5-4) sont suffisamment

éloignées pour être séparées avec ARPEGE. Il est ainsi possible d'identifier et surtout de quantifier les raies du rhénium, pour les hautes tensions supérieures au seuil K du rhénium (à partir de 70 kV). Pour les énergies inférieures, il faut regarder les raies  $X_L$  (entre 8 et 12 keV). Malgré leur plus faible écart avec les raies du tungstène, une étude par simulation Monte-Carlo a permis de montrer que des concentrations de rhénium de quelques pourcents seulement étaient détectables par spectrométrie.

**Tableau 5-4 : Raies de fluorescence (en keV) des matériaux d'anode : le tungstène et le rhénium [105]**

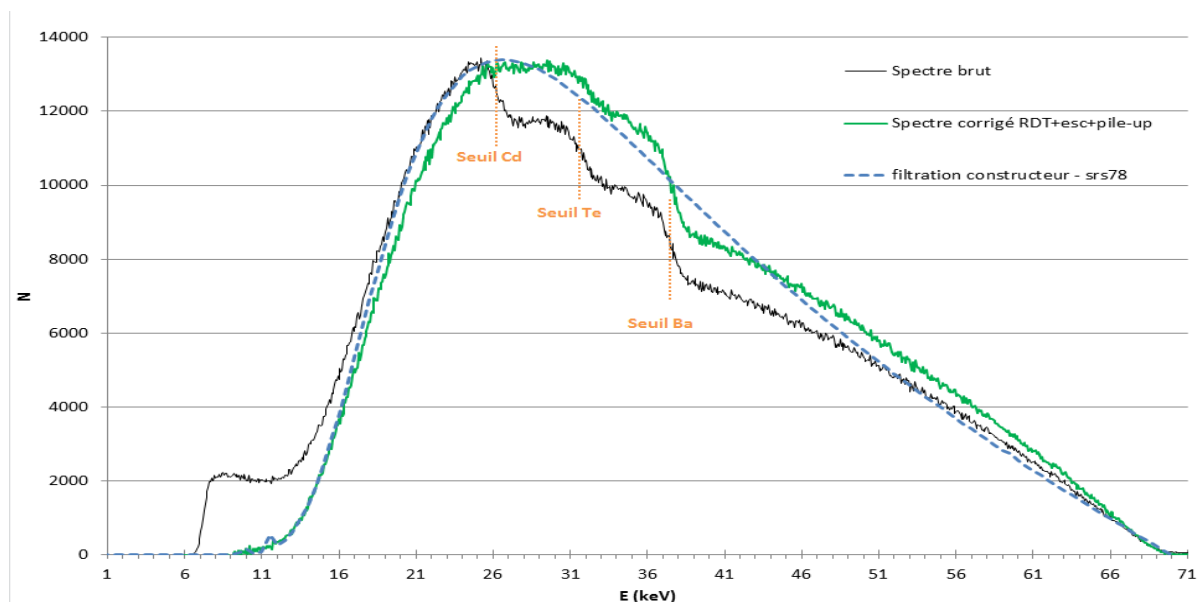
	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$K\beta$	$L\alpha_1$	$L\alpha_2$	$L\beta_1$	$L\beta_2$	$L\gamma$
W (74)	59,318	57,982	67,244	8,398	8,335	9,672	9,961	1,775
Re (75)	61,140	59,718	8,653	8,586	10,010	10,275	11,685	1,843

Cependant, aucune des raies du rhénium n'est observée ni sur le tube 160 kV, ni sur le tube 320 kV. L'anode de ces deux tubes est donc considérée comme du tungstène pur, ce qui est fréquent sur les anciens tubes, à anode fixe.

L'angle d'anode peut aussi être vérifié à l'aide du spectre mesuré, et par comparaison aux modèles théoriques. En effet, un angle plus faible induit plus de hautes énergies. Mais cet effet est peu marqué et difficile à estimer, même avec des faisceaux non filtrés. L'angle considéré dans nos simulations, de 20°, semble donner un bon accord avec les formes théoriques, et sera conservé pour les simulations.

### 5.2.1.3 Mise en évidence de matériaux non spécifiés

Pour le service de radiobiologie de l'IGR, une mesure *in situ* de leur tube à rayons X a été réalisée [88]. Du fait du faible espace disponible, le détecteur CdTe (présenté au 2.2.1.5) a été utilisé. La figure 5-20 représente un spectre à 70 kV acquis sans filtration additionnelle.

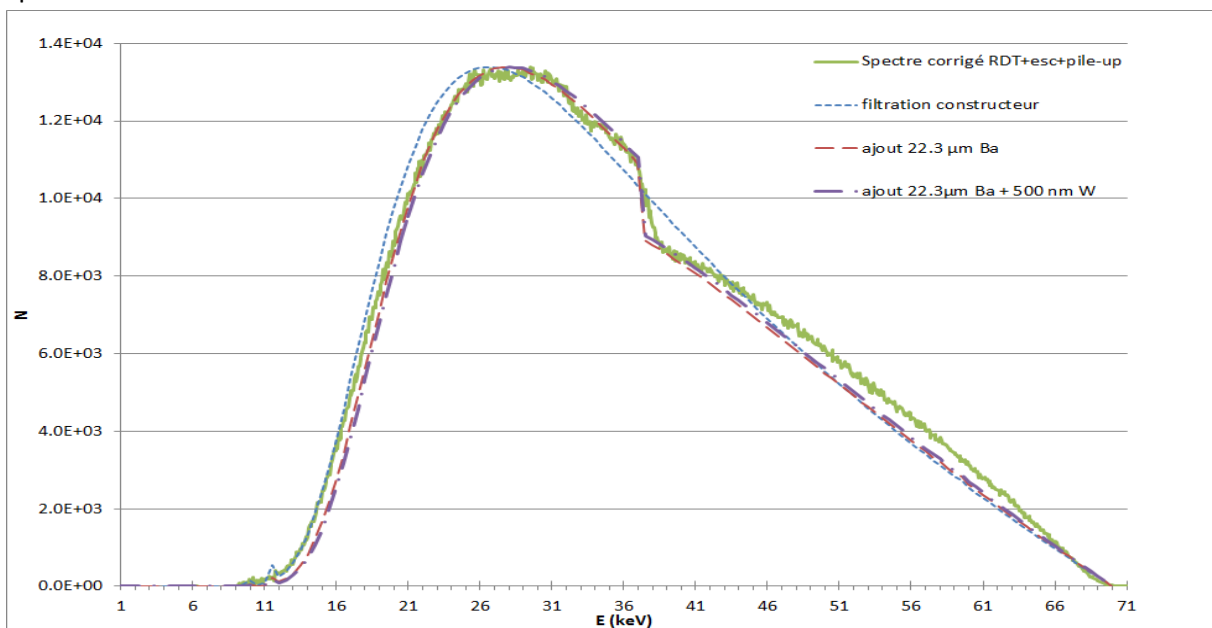


**Figure 5-20: Spectre mesuré avec le CdTe à l'IGR (en noir : le spectre brut, en vert : le spectre corrigé des artefacts de détection, et en bleu : le spectre calculé avec SRS78 à partir des données constructeur).**

Comme le germanium, un détecteur au CdTe va présenter des pics d'échappement, mais au nombre de 4 (2 du Cd, 2 du Te), ainsi que des traînes à gauche importantes. D'après les données du constructeur, la filtration inhérente est de 0,8 mm de béryllium et de 1 mm d'aluminium, avec un

angle d'anode de 30°. En plus des deux discontinuités attendues aux seuils K du Cd (26.7 keV) et du Te (31.8 keV), une troisième discontinuité est observée autour de 37,4 keV. Cette énergie correspond au seuil K du baryum, matériau classiquement utilisé pour piéger les atomes résiduels lors de la mise sous vide. Ce matériau n'est généralement pas mentionné par les fabricants de tubes à rayons X, mais agit comme un filtre et induit des déformations spectrales. Lorsque le spectre mesuré (en noir) est corrigé des principaux artefacts de détection, à savoir les empilements, les échappements, et le rendement, le spectre en vert obtenu ne présente plus qu'une discontinuité. Il convient de noter que seul le logiciel déterministe SRS78 permet de prendre en compte une épaisseur de baryum. Une première approche peut consister à jouer sur l'épaisseur de baryum avec SRS78 pour ajuster le spectre calculé au spectre mesuré (et corrigé).

Une autre approche, plus précise, a été retenue ici. Comme évoqué en annexe 16 pour l'épaisseur de la zone partiellement active de germanium d'ARPEGE, il est possible à l'aide de l'amplitude du seuil sur le spectre mesuré et des coefficients d'atténuation massique du baryum, de remonter à l'épaisseur de la couche traversée. Cette démarche, détaillée dans [103], a abouti à un résultat de  $22,3 \mu\text{m} \pm 1\mu\text{m}$ . Il a fallu de plus ajouter une couche supplémentaire de tungstène pour trouver un spectre calculé en bon accord avec le spectre mesuré et corrigé pour les énergies inférieures à 15 keV. La figure 5-21 présente ainsi la comparaison entre le spectre mesuré corrigé (en vert) et trois spectres calculés avec SRS78.

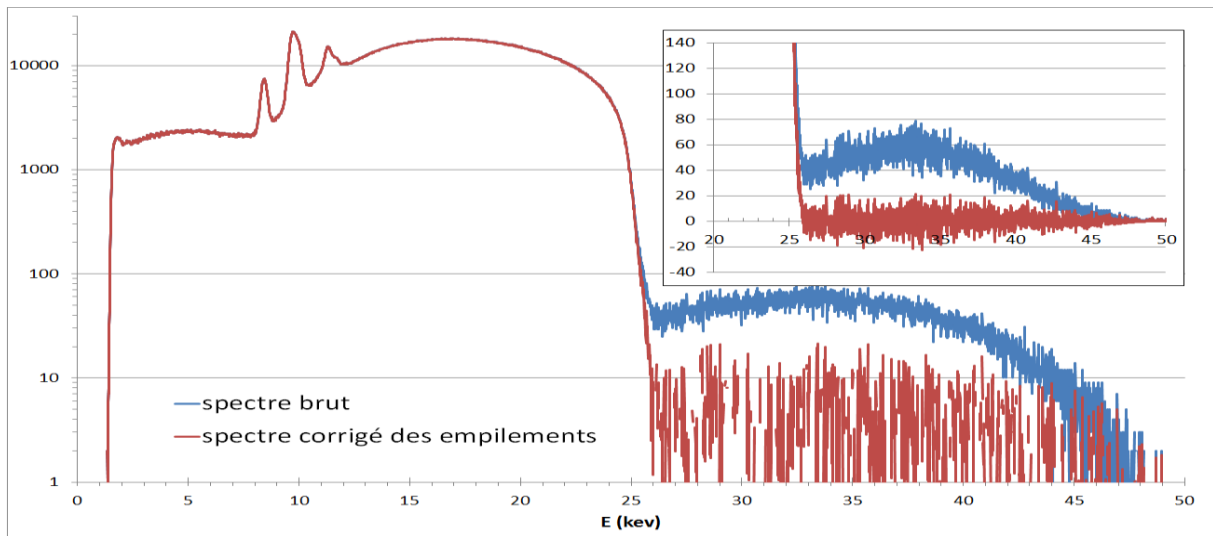


**Figure 5-21: Spectre mesuré corrigé (en vert) et 3 spectres calculés avec SRS78 : selon les données constructeur seules (en bleu), avec du baryum (en rouge) et du tungstène (en violet).**

Parmi les effets du vieillissement (cf. annexe 25), l'apparition de micro-craquelures sur la piste en tungstène (cf. 2.1.2.6) est connue, et ses effets ont été comparés à une atténuation par une couche de tungstène, allant jusqu'à 8 μm d'épaisseur [77]. L'utilisation des logiciels déterministes aide ainsi à remonter aux composants internes du tube, connaissant le spectre en sortie.

### 5.2.1.4 Contrôle du générateur haute-tension

L'une des autres utilisations de la mesure spectrométrique est le contrôle qualité des générateurs de haute-tension. La mesure du kiloVoltPeak, énergie maximale du spectre émis, est en effet l'un des indicateurs du contrôle-qualité envisagé sur les tubes médicaux. S'il n'est pas possible de réaliser une mesure directe sur le tube à l'aide d'un diviseur de tension, il est alors nécessaire d'utiliser un spectromètre ou un kVp-mètre. Si l'un des étages composant la haute tension ne fonctionne plus, cela se voit immédiatement sur le spectre, et le contrôle-qualité des tubes donne des écarts à ne pas dépasser. Les spectromètres permettent une mesure précise du kVp (à 0,1 keV près environ), à condition de bien traiter les empilements. Le traitement du spectre brut par l'algorithme détaillé au chapitre 3 est ainsi nécessaire pour évaluer le kVp, même sur des spectres peu empilés comme celui présenté en figure 5-22. Ce spectre est le spectre mesuré par ARPEGE pour le faisceau CCRI25.



**Figure 5-22: Spectre brut (en bleu) et corrigé des empilements (en rouge) pour le faisceau CCRI25.**

Après correction des échappements, on trouve avec le spectre rouge de la figure 5-22 un kVp de 25,1 keV. Les écarts les plus importants sont observés aux très basses tensions (e.g. 0,5 kV à 20 kV sur le tube 320 kV et 0,4 kV à 10 kV sur le tube 160 kV), pour lesquelles nos deux générateurs sont probablement moins stables.

### 5.2.2 Comparaison des faisceaux incidents

Comme évoqué pour les grains d'iode, les faisceaux de basses énergies sont particulièrement critiques, et ont donc été traités en priorité. Pour rappel, trois méthodes permettent de corriger de la réponse du détecteur, et seront comparées ici. Le premier programme, dit de *stripping*, a été implémenté en LABVIEW afin d'obtenir rapidement une première approximation du spectre incident. Le spectre corrigé des échappements, des empilements et du rendement, est une bonne approximation du spectre émis pour des faisceaux de haute tension comprise entre 10 kV et 70 kV. Au-delà de 70 keV, les bosses de diffusion deviennent problématiques, et le passage à des traitements plus complexes (ROOT et SINBAD), corrigeant de toute la fonction de réponse, est nécessaire. Cependant, ces méthodes présentent aussi des inconvénients, notamment pour les spectres de raies. Il est en effet difficile sous ROOT de reconstruire les pics avec un pas fixe. L'option retenue consiste donc à fixer l'énergie des raies à  $\pm 0,1$  keV. SINBAD est conçu pour un *a priori* sur le

fond continu, avec des raies discrètes, mais peut trouver trop de raies. Les avantages et inconvénients de ces méthodes seront discutés au cas par cas selon les faisceaux.

De plus, la comparaison entre les 3 détecteurs du laboratoire (cf. tableau 2-7) permet également de valider certaines approximations. Le rendement du Si chute rapidement du fait de sa faible épaisseur, pour des hautes tensions supérieures à 30 kV, seul le Ge et le CdTe seront utilisés. Au-delà de 30 keV, le rendement du Si est inférieur à 10 %, ce qui rend les corrections problématiques. Le CdTe présente pour sa part des échappements et d'importantes traînes (cf. figure 3-27), mais il est moins affecté par les bosses de diffusion du fait de son numéro atomique élevé. Il n'est corrigé que de ses échappements (d'après des mesures à l'ESRF) et de son rendement dans cette étude.

### 5.2.2.1 CCRI10

Sur le tube Gulmay 160 kV, la plus faible haute tension utilisable est 10 kV. Cette haute tension utilisée sans aucune filtration additionnelle, correspond au faisceau CCRI10. Il est à noter que ce faisceau est peu utilisé par la communauté scientifique. Son kVp est estimé à 10,4 kV. Lorsqu'un détecteur au germanium est utilisé pour mesurer ce type de faisceau, le phénomène d'échappement est inexistant car aucune énergie émise ne dépasse le seuil K du germanium (11,103 keV). De plus, la fonction de réponse, de type Hypermet, peut être approchée par une simple gaussienne. La principale correction à apporter aux spectres mesurés par notre détecteur au germanium ARPEGE est donc la correction de rendement. Pour valider cette approche, la comparaison avec les spectres mesurés par les deux autres détecteurs du laboratoire (Si-PIN et CdTe) a été effectuée. Comme les artefacts ne sont pas les mêmes selon le détecteur, cette comparaison permet d'avoir une première idée des composantes réellement émises par la source. Le détecteur Si, qui n'est pas affecté par le phénomène d'échappement, est corrigé uniquement de son rendement, mesuré au laboratoire. Le CdTe est ici corrigé uniquement de son rendement, d'après les données constructeur.

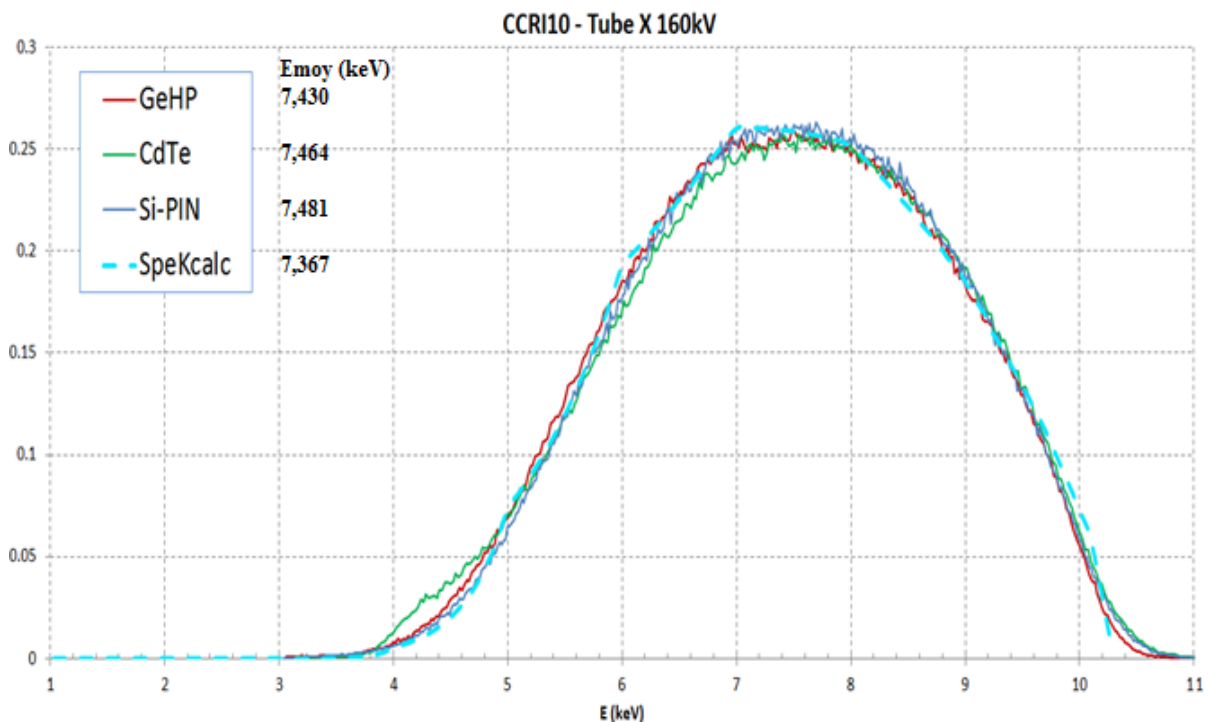


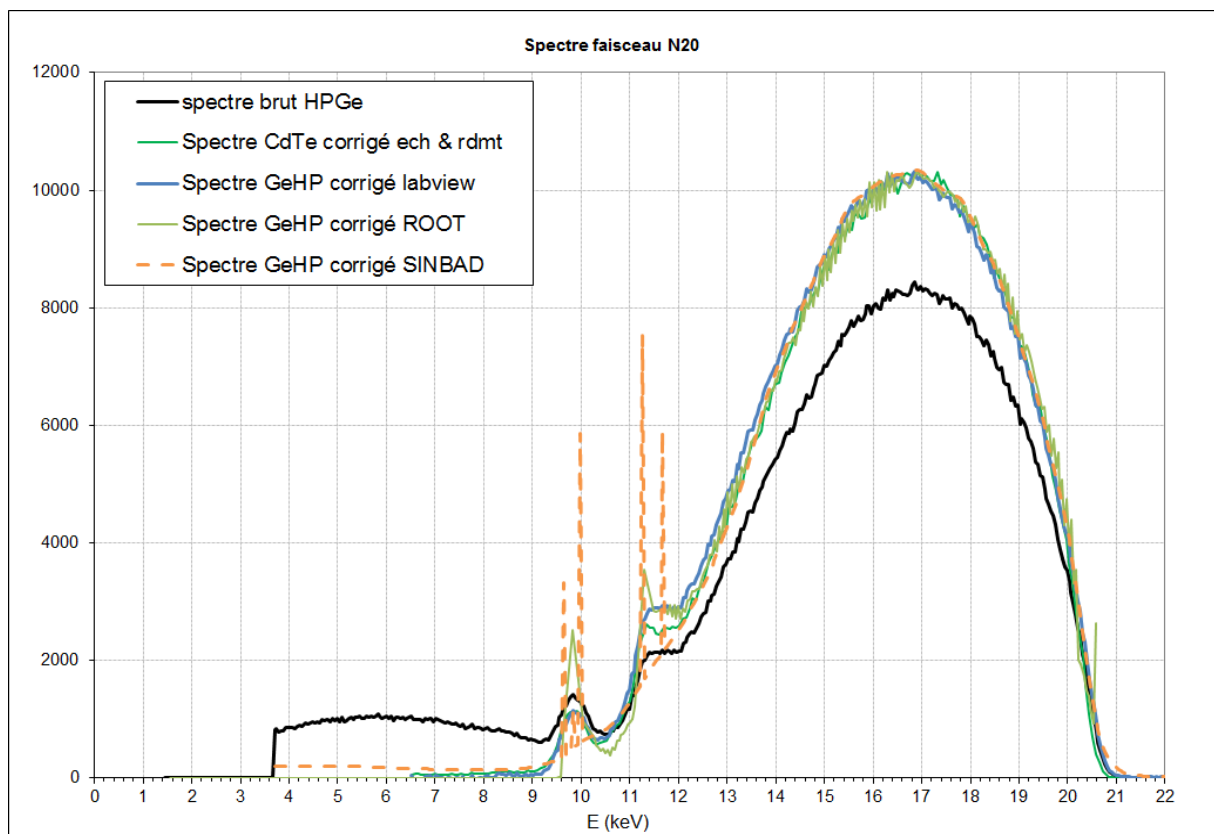
Figure 5-23: Spectres du faisceau CCRI 10, mesuré à 50 cm avec le GeHP (ARPEGE, en rouge), avec le CdTe (en vert), avec le Si (en bleu foncé) et calculé avec SpekCalc (en bleu clair).



Les trois spectres mesurés (et ainsi corrigés) sont présentés en figure 5-23, et comparés au spectre calculé par SpekCalc, qui est le seul logiciel déterministe à fonctionner à aussi basse énergie. Un très bon accord est observé entre les 3 spectres de la figure 5-23, ce qui valide ces corrections. Entre 9 et 10,4 keV, le très léger écart de pente observé est lié aux différences de résolution des détecteurs, alors qu'à basse énergie, les traînes de Ge et surtout du CdTe élargissent un peu le spectre. Le spectre issu de SpekCalc est très proche des spectres mesurés, bien qu'il présente une cassure de pente autour de 10 keV. Les énergies moyennes (notées sur la figure) reflètent ce bon accord et diffèrent de moins de 1 %. Le spectre d'ARPEGE, corrigé de son rendement, sera considéré comme le spectre de référence pour ce faisceau. Au vu de la faible importance relative des autres corrections, cette approximation semble suffisante.

### 5.2.2.2 N20

Le faisceau de plus faible haute tension mesurable sur le tube X Seifert 320 kV est le faisceau N20, de la norme ISO 40-37. Pour rappel, ce type de faisceau dit N pour « Narrow beam » est très filtré (0,665 mm Al), et la distance de référence sur le tube 320 kV est de 120 cm. La figure 5-24 représente le spectre brut mesuré par ARPEGE, puis les spectres corrigés du rendement et de la forme : par stripping sous LABVIEW (en bleu), model-fitting sous ROOT (en vert clair) ou inférence bayésienne sous SINBAD (en orange).



**Figure 5-24 : Spectre du faisceau N20 mesuré avec ARPEGE et corrigé sous Labview (en bleu), ROOT (en vert clair) et SINBAD (en orange). Le spectre mesuré avec le CdTe et corrigé du rendement, est en vert foncé.**

Le spectre du CdTe, corrigé du rendement (en vert foncé), est donné pour comparaison. En effet, pour ce faisceau, le germanium présente d'importants échappements pour toutes les énergies supérieures à 11,1 keV, alors qu'aucun phénomène d'échappement n'a lieu dans le CdTe à ces

énergies. Ce phénomène se traduit spectralement par un report des coups aux basses énergies (ici les coups compris dans le plateau entre 3,5 et 9 keV) vers les hautes énergies. La présence de coups dans cette zone de plateau est un artéfact de détection comme le montre la comparaison avec le spectre mesuré à l'aide du CdTe. En effet, après correction du rendement, le spectre du CdTe, peu déformé et donc assez proche du spectre réellement émis, ne présente pas ce plateau.

Bien qu'un bon accord soit observé sur le fond entre les 3 méthodes de déconvolution, le traitement des raies varie radicalement, comme le montre le rapport des aires de raies caractéristiques sur le bremsstrahlung, noté C/B. Toutefois, les énergies moyennes sont assez proches, comme détaillé dans le tableau 5-5, hormis celle obtenue avec ROOT (calculée avec un pas de reconstruction plus grand),

**Tableau 5-5 : Caractéristiques des 5 spectres obtenus pour le faisceau N20.**

	Ge (brut)	Ge-LABVIEW	Ge-ROOT	Ge-SINBAD	CdTe-LABVIEW
$E_{\text{moyenne}}$ (keV)	15,247	16,047	16,264	15,994	16,076
C/B (%)	0,78	0,74	1,3	0,83	1,0

### 5.2.2.3 CCRI25

Le faisceau CCRI25, du tube X 160 kV, présente des raies caractéristiques importantes (raies  $X_L$  du tungstène). En haut de la figure 5-25 (A), la comparaison du Ge (en rouge) et du CdTe (en vert) révèle un bon accord sur le fond, mais à nouveau des écarts sur les raies, dus aux différences de résolution. Le CdTe ne présentant toujours pas d'échappements, ce bon accord est la preuve du fonctionnement de l'algorithme de correction des échappements du Ge. Le spectre du Si semble surestimé, probablement du fait des importantes corrections de rendement. Les résultats des 3 méthodes de déconvolution sont tracés en figure 5-25, en échelle linéaire (B) puis logarithmique (C). En effet, le très bon accord observé sur le fond en échelle linéaire ne permet pas de conclure sur l'efficacité des méthodes. La principale différence de traitement est visible sur les artéfacts entre 3 et 7 keV, plus visible sur le graphe C, en échelle logarithmique. Seul SINBAD arrive à corriger totalement de ce plateau, Labview et ROOT présentant des oscillations dues au fait de la faible statistique dans cette zone. Ces oscillations ont toutefois une faible valeur moyenne, ce qui montre bien que le plateau observé sur le spectre brut avant 7 keV est dû en grande partie au phénomène d'échappement. Il convient de noter que le spectre du Ge, corrigé de ses échappements sous LABVIEW, correspond à la fois au spectre rouge de la figure A (Ge) et aux spectres bleus des figures B et C (LABVIEW).

Enfin, le tableau 5-6 donne quelques éléments de comparaison entre ces spectres. Un bon accord est à nouveau observé sur l'énergie moyenne, et le traitement des raies diffère à nouveau.

**Tableau 5-6: Caractéristiques des 6 spectres obtenus pour le faisceau CCRI25.**

	Ge-brut	Ge-LABVIEW	Ge-ROOT	Ge-SINBAD	CdTe (corrigé rdmt)	Si (corrigé rdmt)
$E_{\text{moyenne}}$ (keV)	15,70	16,60	16,58	16,60	16,55	16,72
C/B (%)	6,2	4,9	3,8	6,5	3,9	2,4

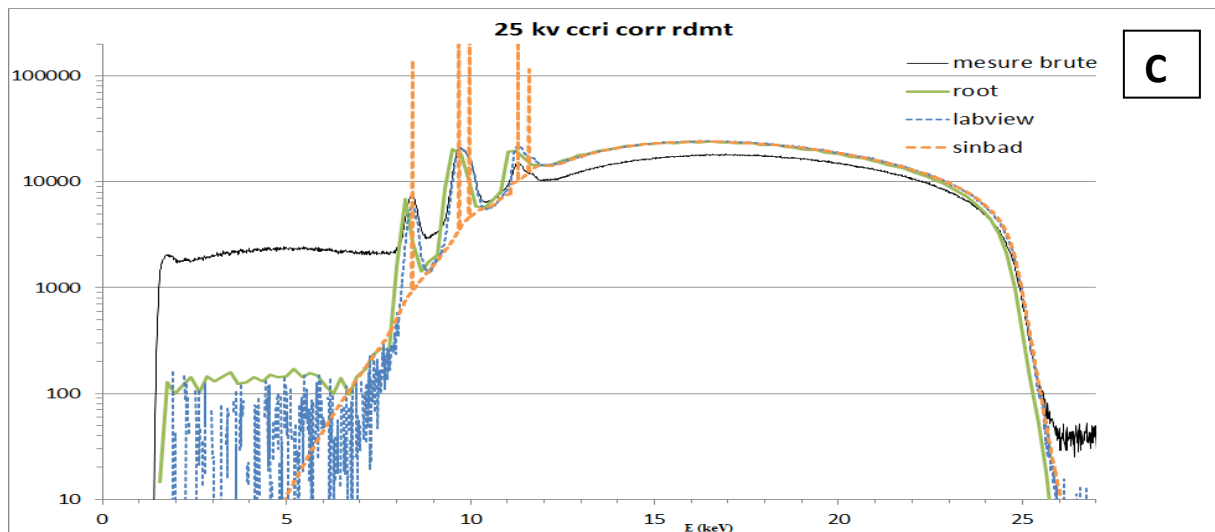
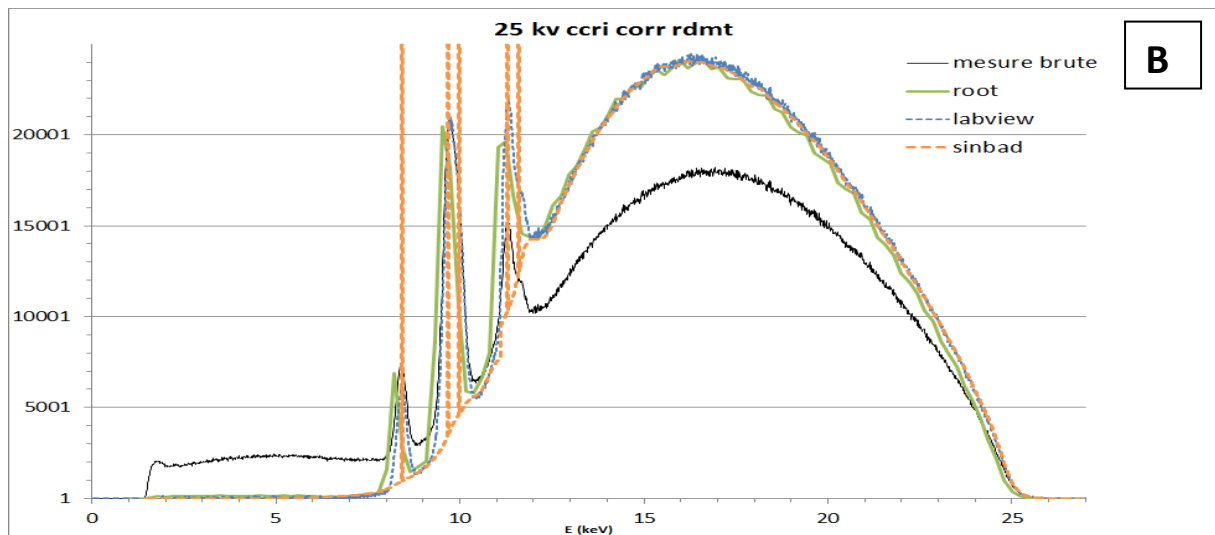
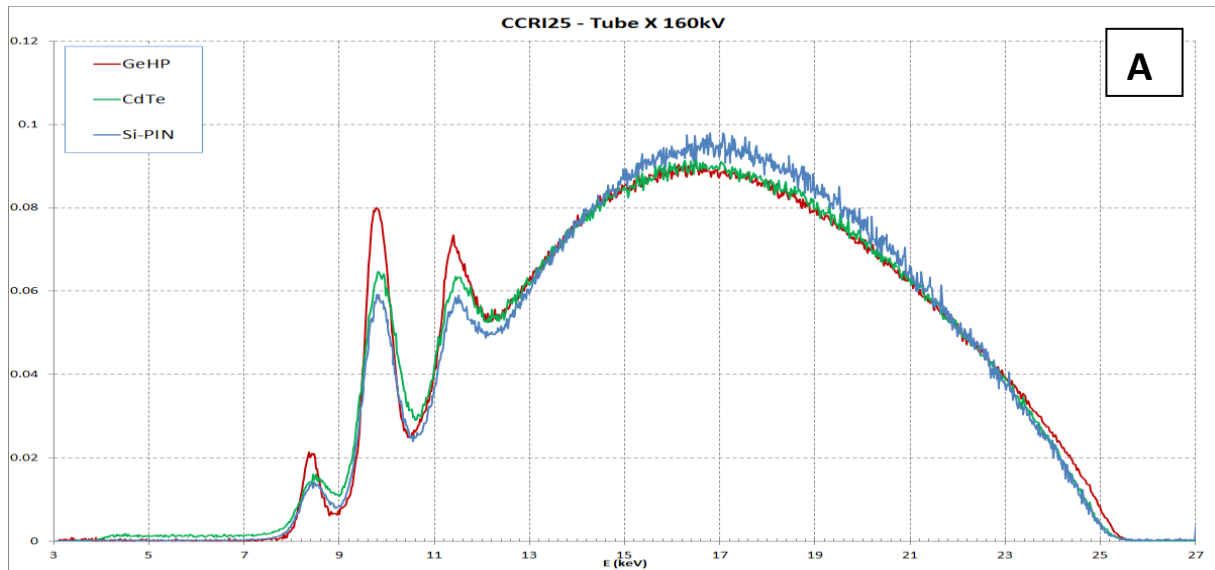
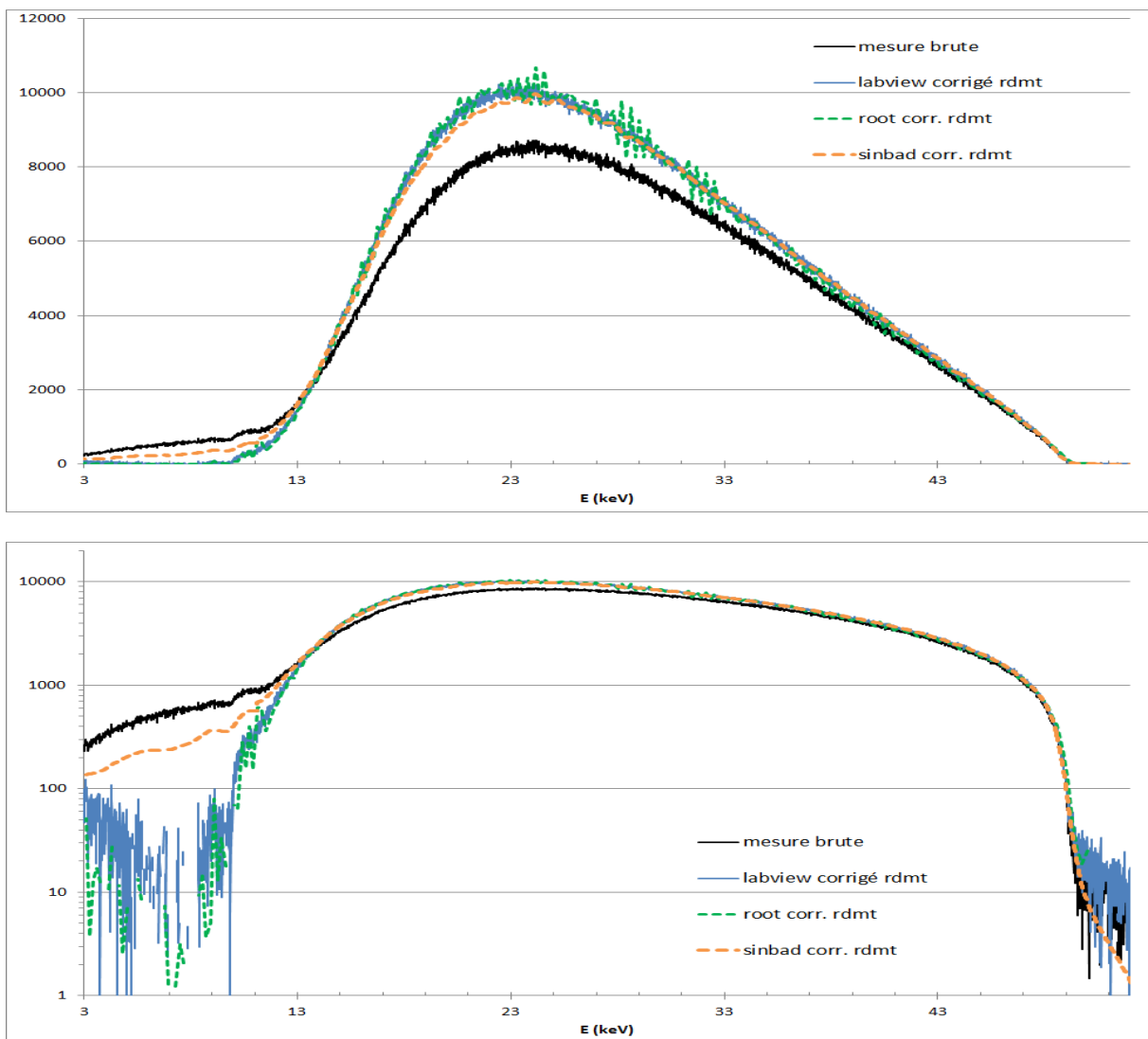


Figure 5-25 : Faisceau CCR125 du tube X 160 kV, mesuré avec nos 3 détecteurs (A), puis mesuré avec ARPEGE et déconvolué sous LABVIEW, ROOT et représenté en échelle linéaire (B) et logarithmique (C).

### 5.2.2.4 CCRI50B

Le faisceau suivant est un faisceau de la norme CCRI, appelé CCRI 50 B, peu filtré (0,991 mm Al), et particulièrement étudié au laboratoire du fait de sa ressemblance avec les nouveaux faisceaux de radiothérapie de contact [36]. Bien que n'étant pas comparable en termes de débits de fluence particulaire, l'impact de la forme du spectre et tous les facteurs présentant une dépendance en énergie peuvent tout de même être évalués sur ce faisceau. Du fait de sa haute tension (50 kV), le silicium ne peut être utilisé ici, et le CdTe présentera lui aussi des échappements importants. Par conséquent, le germanium étant le détecteur le moins déformé, il est le seul considéré pour ce faisceau. La figure 5-26 présente ainsi le spectre brut (en noir), et les 3 spectres corrigés, en échelles linéaire et logarithmique.



**Figure 5-26 : Faisceau CCRI50B du tube 160 kV, mesuré avec ARPEGE, et déconvolué selon 3 méthodes différentes : stripping sous LABVIEW (en bleu), model-fitting sous ROOT (en vert) et inférence bayésienne sous SINBAD (en orange), en échelle linéaire (en haut) et log. (en bas).**

La première constatation est que ce spectre ne présente pas de raies. En effet, l'énergie de coupure semble se trouver en-deca de 10 keV, ce qui signifie que seul le multiplet autour de 11,3 keV serait visible, mais il reste peu intense. La composante due aux échappements est toujours présente à basse énergie, et l'on constate que SINBAD ne la corrige ici pas entièrement. Comme expliqué au 4.1,

la réponse de forme utilisée par SINBAD est reconstruite à partir des réponses impulsionnelles mesurées à SOLEX et à l'ESRF. Du fait de l'absence de mesure autour de 22 keV, toute l'approche sous SINBAD sera plus sensible aux erreurs autour de 20 keV, ce qui peut expliquer le fond résiduel à basses énergies observé sous SINBAD. Malgré quelques oscillations, le fond reconstruit sous ROOT est comparable à celui reconstruit sous LABVIEW, et correspond au fond incident le plus bas, car l'algorithme ne corrige pas seulement des échappements, mais aussi de la traîne, du plateau et des bosses de diffusion. L'algorithme sous LABVIEW donne encore une bonne approximation du spectre mesuré, bien que le spectre en échelle logarithmique présente une remontée à basse énergie ( $E < 6$  keV), typique des phénomènes de diffusion. Cette bosse ne représente que 1,5 % des coups du spectre. Une approximation consistant à fixer un seuil en énergie sur le spectre reconstruit (à 6 keV ici), peut alors suffire à de nombreuses applications (calcul d'énergie moyenne, comparaison avec des logiciels déterministes...). Cette figure illustre bien la compatibilité des 3 approches, ainsi que leur degré de précision qui diffère selon la gamme en énergie. Le tableau 5-7 donne les énergies moyennes ainsi obtenues.

**Tableau 5-7: Caractéristiques des 4 spectres obtenus pour le faisceau CCRI50B.**

	Ge-brut	Ge-LABVIEW	Ge-ROOT	Ge-SINBAD
$E_{\text{moyenne}}$ (keV)	27,51	28,47	27,33	28,00

### 5.2.2.5 RQR10

Pour les faisceaux de plus hautes énergies, la problématique est différente. Tout d'abord, les spectres calculés semblent mieux converger, et il existe un nombre plus important de publications sur le sujet. Toutefois, les spectres mesurés sont plus difficiles à traiter. En effet, la réponse de forme se complexifie au point que les modèles analytiques sont limités dès 100 keV. Cependant des approches plus classiques avec un pas supérieur à la FWHM peuvent alors s'appliquer. Seul le faisceau RQR10 de la norme CEI sera détaillé ici, et a été mesuré avec le Ge et le CdTe. La figure 5-27 (A) illustre les spectres bruts mesurés avec ces deux détecteurs, puis ceux obtenus après leur prise en compte des corrections des échappements et du rendement (B). Le spectre brut du CdTe présente encore plus de coups aux basses énergies, dus aux échappements dans le détecteur. Le bon accord observé après corrections permet de valider l'algorithme de correction employé pour le CdTe. Du fait de son numéro atomique plus élevé, il présente moins d'artefacts de diffusion et donc le fond à basse énergie est plus faible sur le CdTe après correction (cf. B). En effet, l'énergie de coupure semble se trouver en-deçà de 10 keV, ce qui signifie que seul le multiplet autour de 11,3 keV serait visible, mais il reste peu intense. En revanche, le CdTe présente de fortes traînes, bien visibles sur les raies  $X_K$  de l'anode. La méthode par stripping (sous Labview) utilisée peut ensuite être comparée aux model-fitting (sous ROOT) et à l'inférence bayésienne (sous SINBAD) (C). ROOT ne présente plus d'oscillation et reconstruit bien la forme de bremsstrahlung, mais ne corrige pas suffisamment bien des bosses de diffusion à basse énergie. SINBAD en revanche, corrige très bien des artefacts à basse énergie, et le spectre orange sera le spectre de référence pour les hautes énergies. Seuls ROOT et SINBAD permettent de corriger de l'élargissement gaussien, ce qui se traduit par un kVp un peu plus faible.

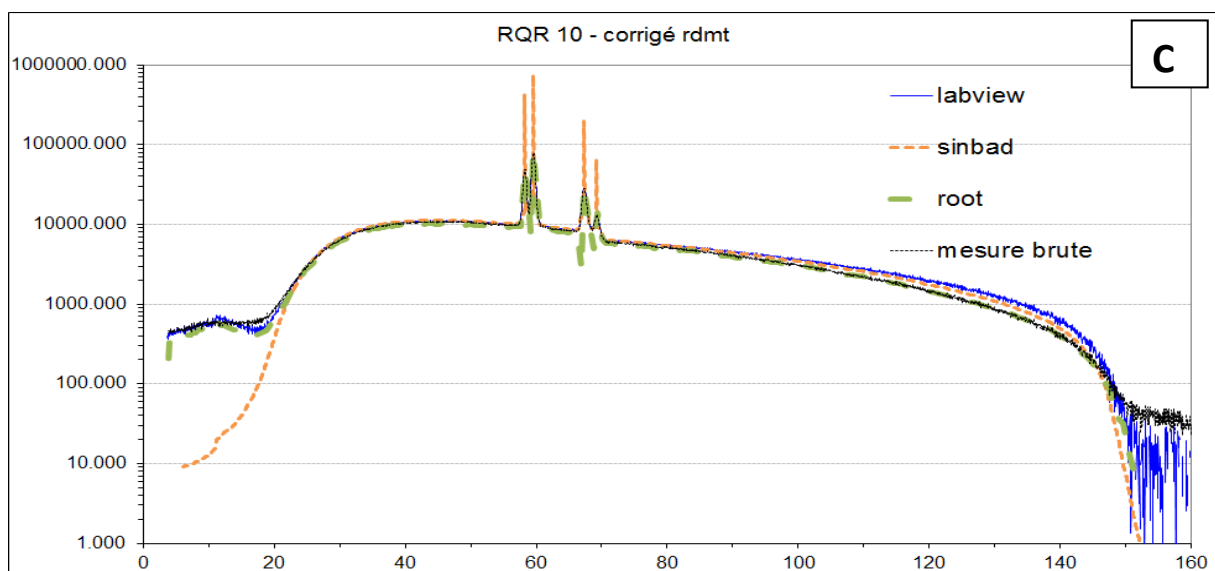
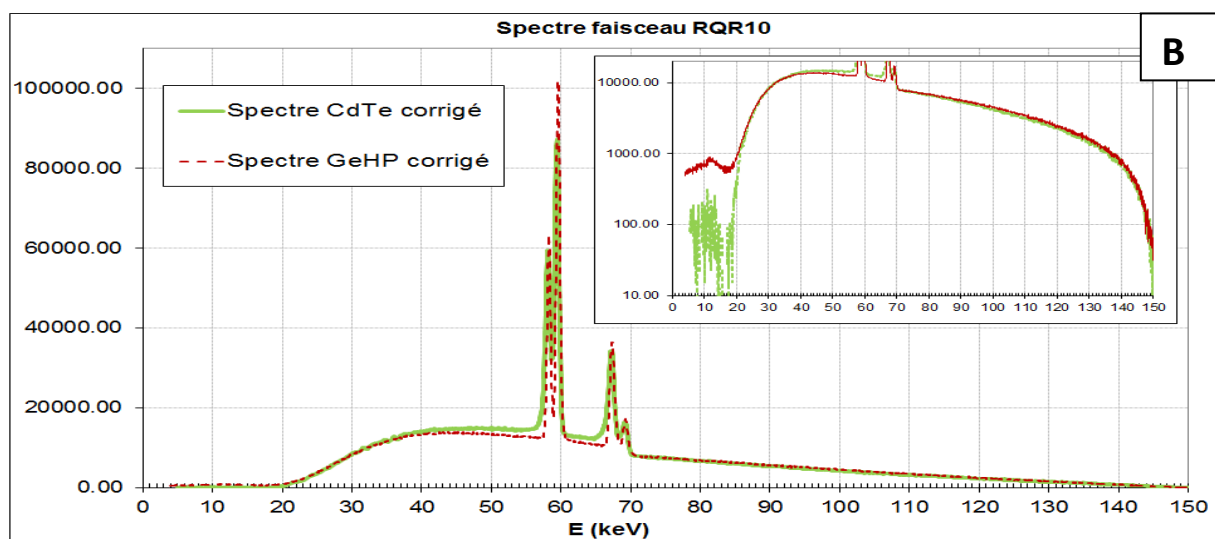
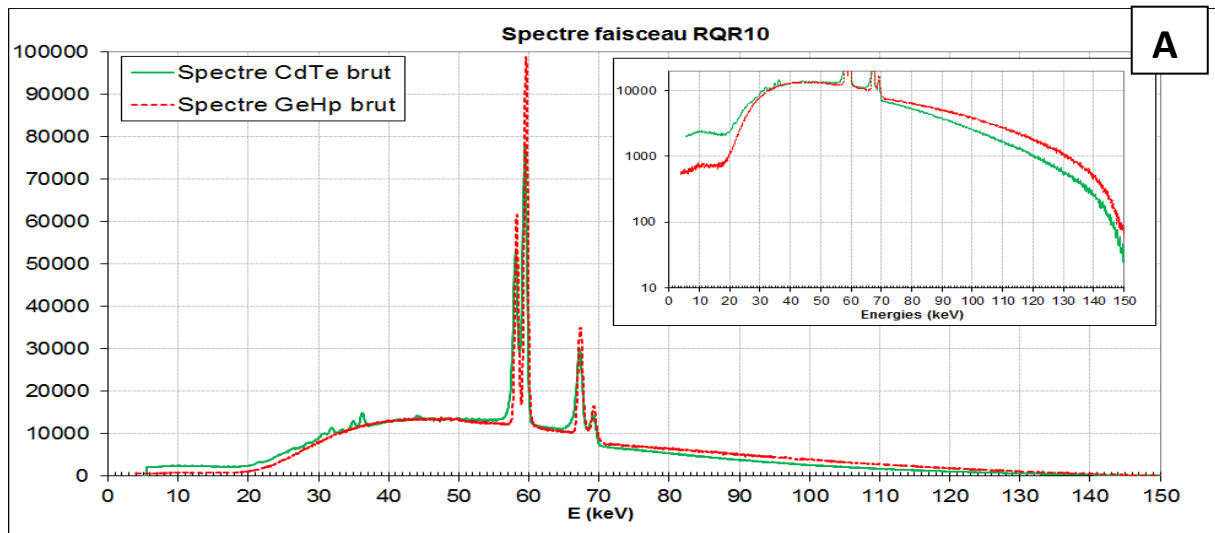


Figure 5-27 : Spectres du faisceau RQR10 du tube X 320 kV: A/ CdTe et Ge bruts; B/ CdTe et Ge corrigés des échappements et du rendement; C/ Spectre du Ge corrigé de 3 façons différentes.

Le tableau 5-8 donne les énergies moyennes des spectres de la figure 5-27.

**Tableau 5-8: Caractéristiques des 6 spectres obtenus pour le faisceau RQR10.**

	Ge-brut	Ge-LABVIEW	Ge-ROOT	Ge-SINBAD	CdTe (corrigé rdmt)
$E_{moyenne}$ (keV)	62,13	63,79	62,00	63,54	63,30

### 5.2.2.6 Conclusion sur les méthodes de déconvolution

En dessous du seuil K du Ge (11,103 keV), le modèle analytique M0 ajuste parfaitement les données, et aucune correction d'échappement n'est nécessaire. Une simple correction du rendement donne de bons résultats pour des spectres de haute tension inférieure à 11 kV. Pour des énergies supérieures au seuil K du Ge, la correction d'échappement est critique, et a donc été validée par comparaison aux deux autres détecteurs en notre possession. Tant que l'artéfact dominant du spectre mesuré est le phénomène d'échappement, le programme LABVIEW donne de très bons résultats. Cependant, dès 50 keV, les phénomènes de diffusion à basse énergie commencent à apparaître. Tant que ce phénomène est minoritaire, et bien séparé de la bosse de bremsstrahlung, il est possible en première approximation de négliger cet artéfact en imposant un seuil bas en énergie. En effet, physiquement, la transmission des photons de 3 keV est bien trop faible pour être observée. Au-delà de 70 keV, il convient de les prendre en compte, ce qui ne peut être fait que sous SINBAD et ROOT.

Par ailleurs, le problème du mélange entre raies et fond s'est révélé difficile à résoudre sous ROOT, et des oscillations ont pu être observées sur certains spectres, en fonction du pas de reconstruction choisi. Plus l'énergie du faisceau augmente et plus ROOT est intéressant, mais plus les temps de calculs sont longs.

Enfin, seul SINBAD permet de prendre en compte des raies discrètes sans problème de grille. De plus, SINBAD reconstruit bien les spectres de haute énergie, en particulier au niveau de la chute du spectre (correspondant au kVp). L'inconvénient de cette méthode est que SINBAD peut trouver un certain nombre de raies (non physiques) si l'utilisateur ne limite pas leur nombre ou ne donne pas d'indications sur leur énergie. Un certain degré d'expertise est donc nécessaire pour adapter au mieux les réglages de SINBAD.

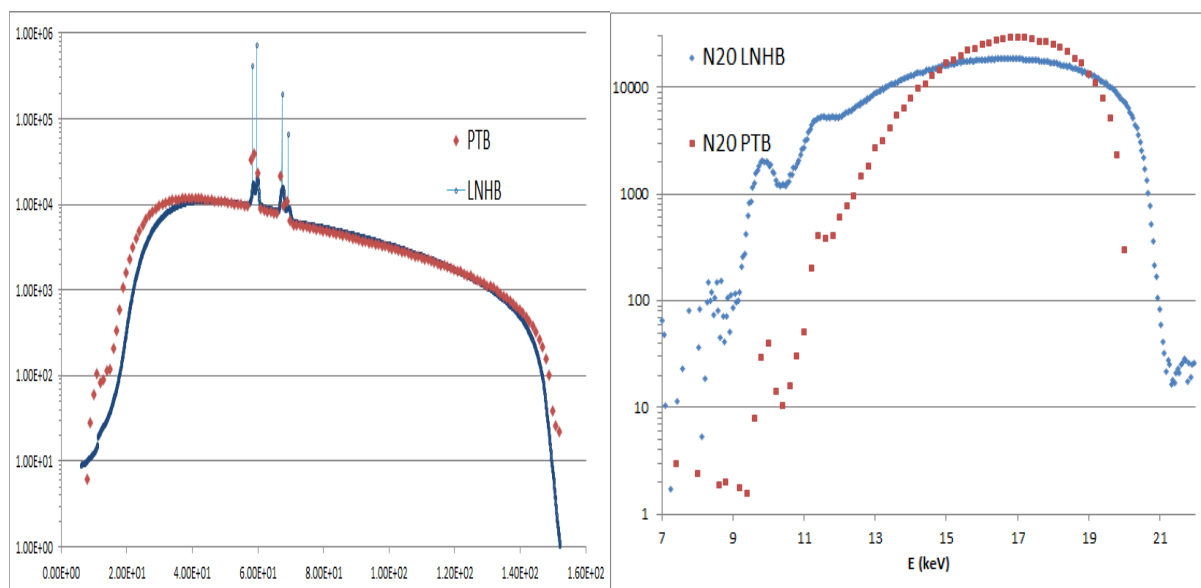
Pour conclure, les trois méthodes détaillées au chapitre 4, à savoir le stripping, le model-fitting et l'inférence bayésienne, ont été évaluées sur un certain nombre de faisceaux. La connaissance a priori du spectre attendu nous permet de comparer ces méthodes et de retenir, selon la gamme d'énergie, le résultat le plus adapté pour évaluer les spectres calculés (par Monte-Carlo et logiciels déterministes).

### 5.2.3 Comparaison avec les spectres du PTB

Le laboratoire primaire allemand, la PTB, a publié un certain nombre de spectres selon les normes CEI, DIN et ISO [136]. Les mesures, effectuées avec le Ge, ont été corrigées de sa fonction de réponse [137]. Il a donc été choisi de comparer les faisceaux N20 (20 kV, norme ISO) et RQR10 (150 kV, norme CEI) du LMD et du PTB. Au LNHB, la mesure du N20 se fait à 120 cm contre 100 cm au PTB, donc l'atténuation des 20 cm d'air supplémentaires a été ajoutée pour se rapporter à une distance de 120 cm. Le graphique 5-28 présente, en échelle logarithmique, la comparaison des faisceaux N20 et RQR10 à 120 cm pour deux tubes différents (en bleu les mesures corrigées du LNHB, et en rouge les mesures corrigées du PTB).



Pour les deux faisceaux du LNHB, le même tube est employé : un Seifert Isovolt 320 kV et pour la PTB : AEG 121/1 pour le N20 et AEG 420/1 pour le RQR10. Ces trois tubes ont des anodes en tungstène de 20° mais les filtrations inhérentes sont différentes : respectivement 3 mm, 1 mm et 7 mm de béryllium.



**Figure 5-28 : Comparaison des faisceaux N20 et RQR10 du LNHB et du PTB à 120 cm.**

Le tableau 5-9 donne quelques éléments de comparaison, notamment l'énergie moyenne des faisceaux. Il est ainsi montré que deux faisceaux relativement proches au niveau de leur CDA et de leur haute tension, peuvent présenter des spectres très différents.

**Tableau 5-9 : Le tableau 5-8 donne les 1ères CDA de ces deux faisceaux, ainsi que les énergies moyennes et rapport C/B des 4 spectres (à 120 cm)**

	LNHB-N20	PTB-N20	LNHB-RQR10	PTB-RQR10
1 <sup>ère</sup> CDA (mm Al)	0,319	0,344	6,548	5,01
$E_{moy}$ (keV)	16,035	16,291	63,544	61,003
C/B (%)	1,3	0,05	17	12

Or la comparaison de deux faisceaux issus de deux tubes X différents repose sur la comparaison de la forme (distribution énergétique) et de l'intensité : même débit de fluence photonique (mesuré par spectrométrie ou de façon plus précise, à l'aide d'une chambre d'ionisation à parois d'air). A notre connaissance, à ce jour, le LNHB et le PTB sont les deux seuls laboratoires nationaux à être capables de fournir ce type de spectre, tel que conseillé dans la norme CEI 61267 (2005). « La spécification la plus exhaustive concernant les champs de rayonnement est donnée par la distribution spectrale de la fluence de photons »[27].

## 5.2.4 Comparaison avec logiciels déterministes : SpekCalc, SRS78, Xcomp5R et TASMICS

Comme détaillé au 2.1.1, les quatre logiciels étudiés ici appartiennent à deux catégories : XComp5R et SRS78 sont des logiciels déterministes basés sur le modèle de Birch et Marshall alors que SpekCalc et TASMICS sont semi-déterministes (basés sur des compilations de calculs Monte-Carlo d'interactions dans l'anode). Les logiciels fournissent souvent une valeur estimant l'intensité du faisceau (en  $\mu\text{Gy}/\text{mA}\cdot\text{s}$ ), mais ces valeurs étant très approximatives avec des variations de plusieurs dizaines de pourcents entre les codes [13], cette sous-partie ne présente pas l'évaluation de cette grandeur. La figure 2-3 révélait un bon accord sur le fond (ou bremsstrahlung) pour les faisceaux CCRI50B et CCRI100, avec des différences de prise en compte des raies caractéristiques de l'anode. Les figures 5-29 et 5-30 ci-dessous illustrent respectivement ces différences pour le faisceau RQR10 et pour 3 faisceaux de basse énergie (N20, CCRI25 et CCRI50B).

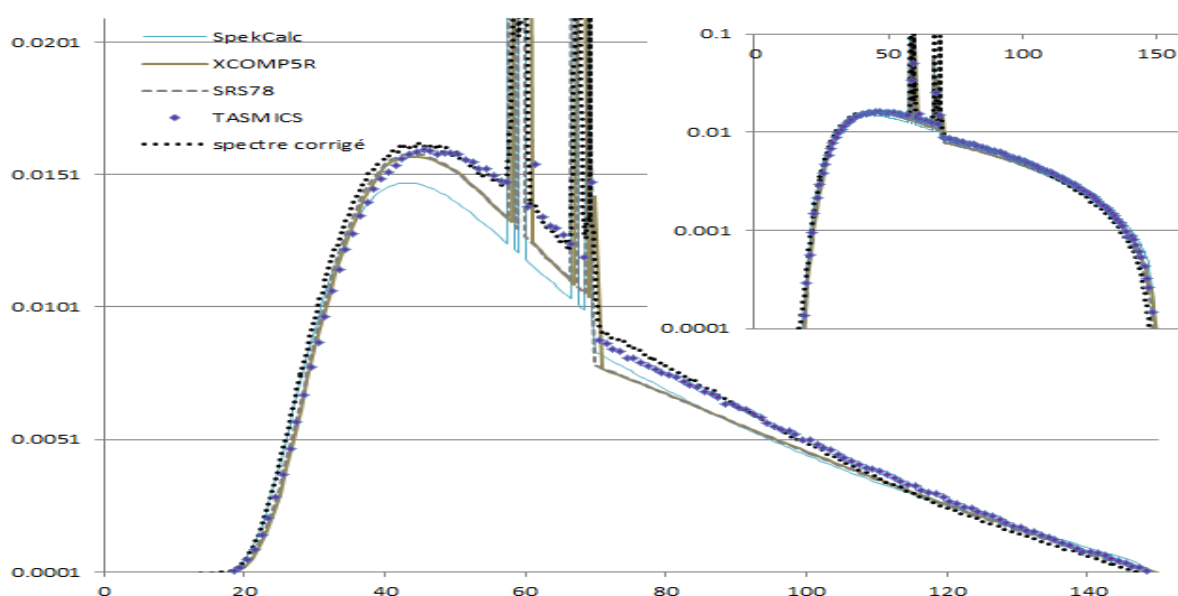


Figure 5-29 Comparaison des spectres obtenus avec XCOMP5R (en gris), SpekCalc (en bleu), SRS78 (en marron), et TASMICS (en violet) pour le faisceau RQR10 (HT=150 kV).

Le tableau 5-10 donne les énergies moyennes et les 1ères CDA du tube 160 kV.

Tableau 5-10: Energies moyennes (en keV) et 1ères CDA (en mm Al) calculées pour les faisceaux CCRI25 et CCRI50B du tube 160kV, et comparaison avec la mesure.

faisceau	CCRI25		CCRI50B	
	$E_{\text{moy}}$ (keV)	CDA (mm Al)	$E_{\text{moy}}$ (keV)	CDA (mm Al)
Mesure corrigée	16,58	0,243	28,47	1,022
SpekCalc	16,86	0,28	28,59	0,95
XCOMP5R	16,1	0,22	28,3	0,98
SRS78	N.A.	N.A.	28,32	0,98
TASMICS	16,79	0,27	29	1,02

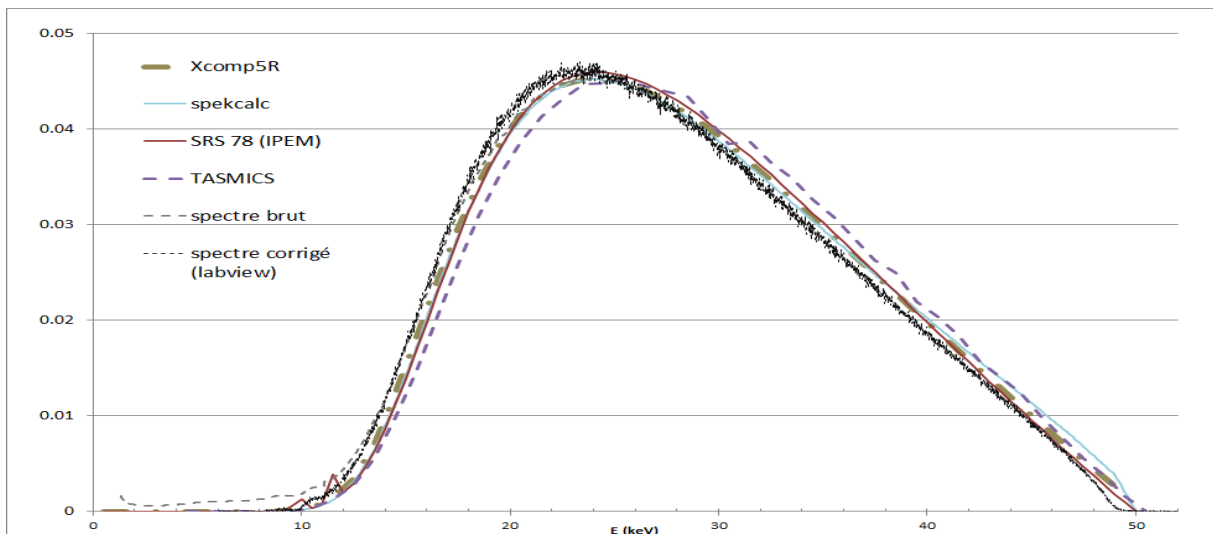
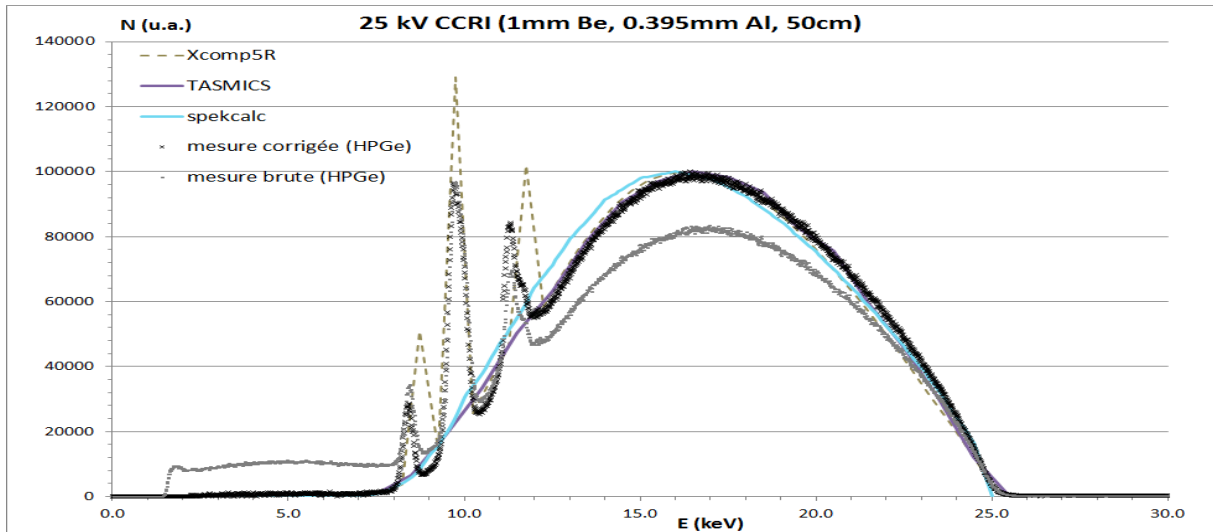
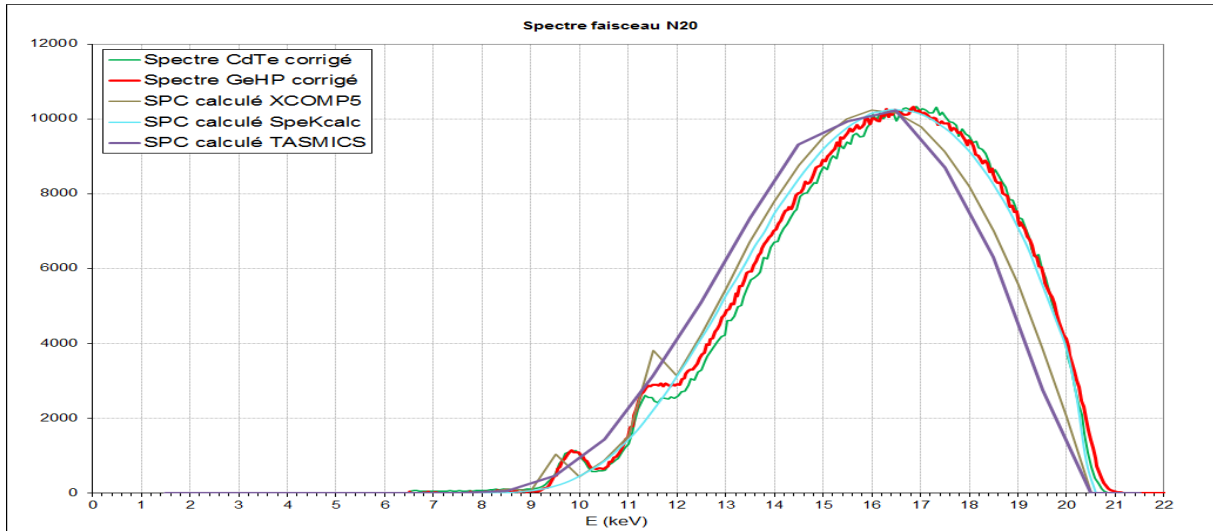


Figure 5-30: Comparaison des spectres obtenus avec XCOMP5R (en gris), SpekCalc (en bleu), SRS78 (en marron), et TASMICS (en violet) pour les faisceaux de haute tension HT<50 kV.

C'est à basse énergie que les écarts en énergie moyenne sont les plus importants en relatif, mais ils restent tout de même inférieurs à 5 %. Ces différences entre les spectres se reflètent aussi sur la CDA calculée, avec des écarts allant jusqu'à 20 %, comme présenté dans le tableau 5-11.

**Tableau 5-11: Energies moyennes (en keV) et 1ères CDA (en mm Al) calculées des faisceaux N20, CCRI100 et RQR10 du tube 320kV, et comparaison avec la mesure.**

faisceau	RQR10 (150 kV)		CCRI100		N20	
	$E_{moy}$ (keV)	CDA ( mm Al)	$E_{moy}$	$CDA_{Al}$	$E_{moy}$	$CDA_{Al}$
Mesure corrigée	63,54	6,548	50,78	4,016	16,05	0,319
SpekCalc	64,10	6,46	50,2	3,73	16,00	0,303
XCOMP5R	63,8	6,66	49,9	3,85	15,5	0,29
SRS78	63,8	6,58	51,2	3,79	N.A.	N.A.
TASMICS	65,04	6,85	50,44	3,92	15,37	0,28

Au vu des comparaisons précédentes, un certain nombre de points peuvent être soulignés :

- Spekcalc ne prend pas en compte les raies  $X_L$  du tungstène et semble sous-estimer le fond à haute énergie. Cependant, c'est un outil très flexible qui permet d'envisager de nombreuses filtrations et différents angles d'anode.
- SRS78 ne fonctionne que pour des hautes tensions supérieures à 30 kV pour des anodes en tungstène, et semble sous-estimer l'énergie moyenne. SRS78 permet, cependant, de prendre en compte des anodes en Mo et Rh (calculs à 75 cm, avec un pas de 0,5 keV).
- XCOMP5R est assez flexible, avec de nombreuses filtrations possibles, mais sa principale limitation est le pas de calcul, figé à 0,5 keV en dessous de 50 keV et à 1 keV au-delà. Pour les basses énergies, XCOMP5R fournit un spectre décalé vers la gauche, avec une énergie moyenne sous-estimée.
- TASMICS utilise un pas de 1 keV, ce qui est limitant à basse énergie, et ne fonctionne qu'au-delà de 20 kV. Ce logiciel n'inclut pas de filtration en béryllium (sauf 0,8 mm de filtration inhérente), et il est conçu pour une géométrie donnée : une anode en W(95%)-Re(5%), d'angle 12° et des calculs à 100 cm. Bien qu'il reproduise bien le fond à toutes les énergies, il ne prend pas en compte les raies  $X_L$ .

## 5.2.5 Comparaison avec les simulations Monte-Carlo

Pour le tube 320 kV, il s'agit uniquement de valider expérimentalement les résultats obtenus par simulation. Pour le tube 160 kV, des simulations ont été menées au cours de cette thèse, tout d'abord avec le code PENELOPE puis, au vu des écarts constatés, des simulations complémentaires sous MCNP5, EGS et GEANT4 ont été effectuées.

### 5.2.5.1 Validation des simulations antérieures (tube 320 kV)

Le tube à rayons X 320 kV ayant déjà été étudié au cours de thèses précédentes [31,33], comme présenté en figure 2-5, la comparaison avec nos mesures a permis de valider ces simulations. Pour

illustration, le faisceau RQR10 ici calculé sous PENELOPE est comparé aux mesures déconvoluées en figure 5-31. Le très bon accord observé entre le calcul et la mesure sous SINBAD permet de confirmer la fiabilité des simulations menées auparavant. La chute rapide observée sous PENELOPE à basse énergie confirme le bon fonctionnement de SINBAD à basse énergie, même si une chute encore plus rapide serait souhaitable.

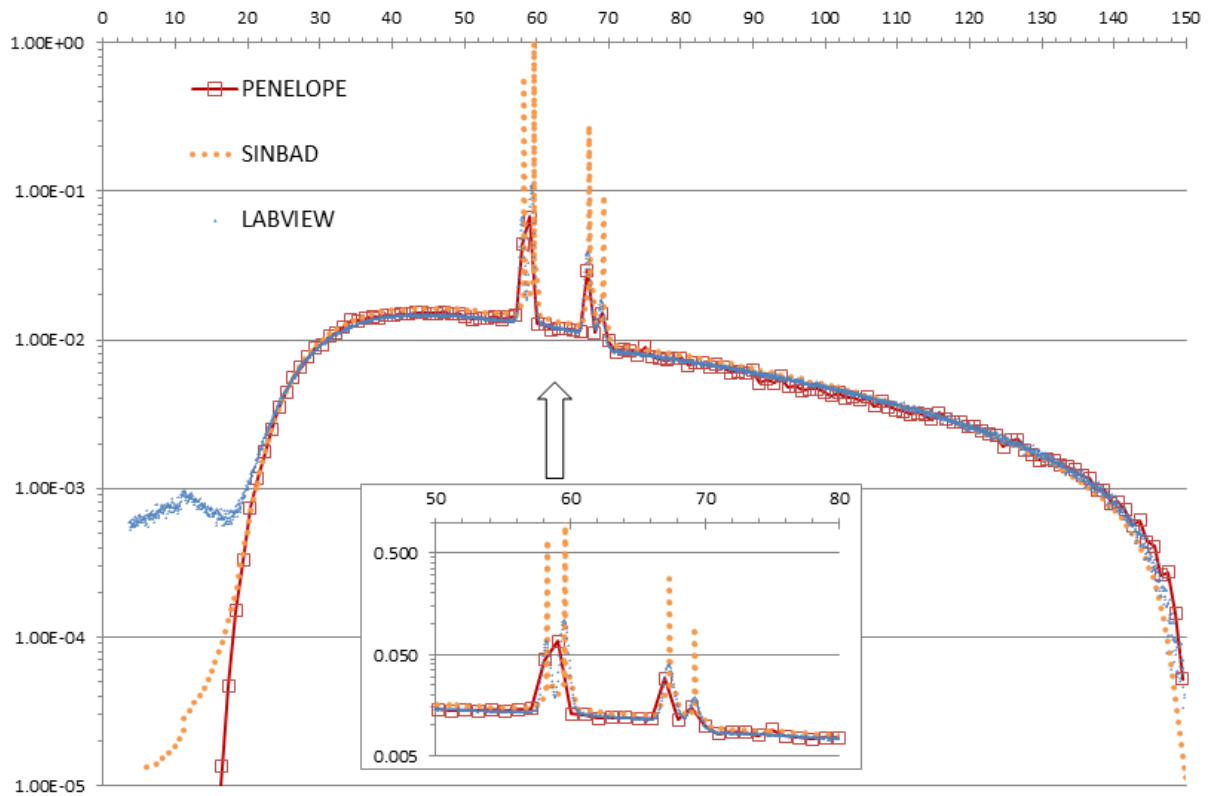
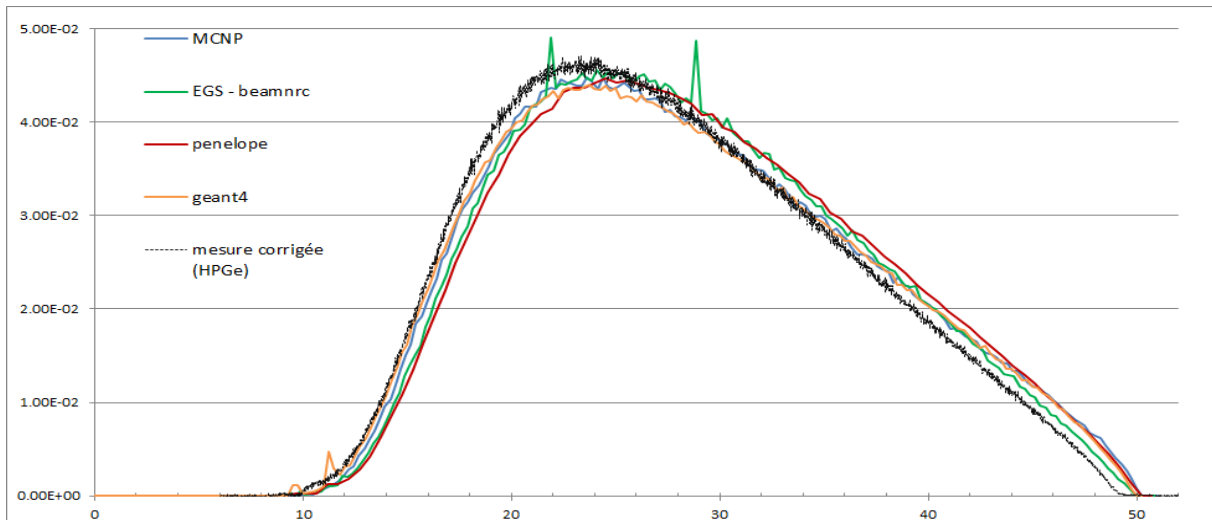


Figure 5-31: Validation des simulations Monte-Carlo sur le tube Seifert 320 kV (en rouge les calculs Monte Carlo, code PENELOPE; en orange la mesure corrigée sous SINBAD et en bleu celle corrigée sous LABVIEW).

### 5.2.5.2 Comparaison de 4 codes pour des faisceaux d'énergie inférieure à 50 keV (tube 160 kV)

Pour la majorité des faisceaux du tube X 160 kV, des calculs Monte-Carlo avec le code PENELOPE ont été effectués. Suite à des problèmes de cluster de calcul, seuls deux faisceaux de basse énergie seront présentés ici : le CCRI25 et le CCRI50 du tube X160 kV. Plus la haute tension est basse, plus le pas est fin et plus le calcul est gourmand en ressources. Avec l'aide de deux collègues du LNHB, ces deux faisceaux ont ensuite été simulés avec 3 autres codes Monte-Carlo, détaillés au chapitre 2.1.2.3. Le faisceau CCRI50B, mesuré à 50 cm, a une énergie minimum autour de 10 keV, et donc seule la raie à 11,3 keV peut être visible, mais elle est peu intense. Afin de comparer les formes de spectres, ils sont tous normalisés en aire. Les simulations Monte-Carlo nous fournissent le spectre photonique incident sur un détecteur de 2 cm placé à 50 cm. Le pas des simulations est d'environ 250 eV, contre 16 eV pour la mesure.



**Figure 5-32 : Comparaison des 4 codes (MCNP, EGS, PENELOPE, et GEANT4) et de la mesure pour le faisceau CCR150.**

L'objectif est d'évaluer les écarts de spectres entre les codes et de les comparer aux mesures. Tout d'abord, d'après la figure 5-32, le spectre calculé avec EGS présente 2 raies. Il convient de préciser que ces raies sont associées à des incertitudes très importantes (11 et 13 %), ce qui ne les rend pas significatives. Enfin, un certain décalage du maximum de bremsstrahlung est visible entre ces codes, ce qui se traduit par un décalage en énergie moyenne. Or, PENELOPE renvoie comme énergie le seuil bas du canal, alors que MCNPX et GEANT 4 le seuil haut et EGS le milieu du canal. Par conséquent, le décalage de PENELOPE s'explique ainsi. Par ailleurs, comme montré sur le spectre mesuré, le kVp n'est pas de 50 kV mais plutôt de 49,3 keV ce qui biaise la comparaison avec l'énergie moyenne mesurée.

**Tableau 5-12 : Comparaison des spectres du faisceau CCR150B obtenus avec les codes EGS, MCNP , GEANT4, et PENELOPE.**

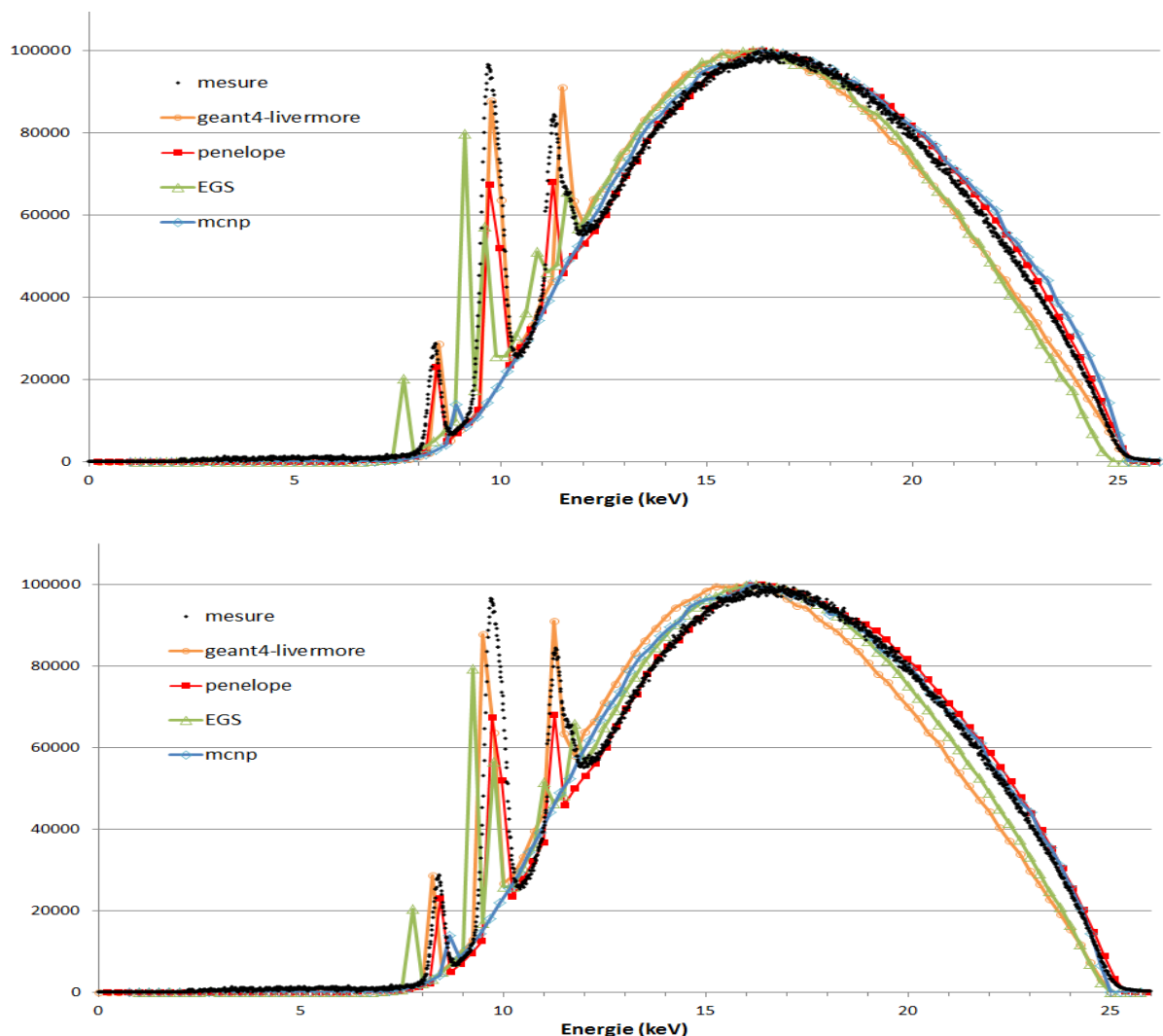
	Mesure	EGS	MCNP	GEANT4	PENELOPE
$E_{moyenne}$ (keV)	27,761	28,634	28,613	28,441	29,064

Le faisceau CCR125 a été retenu pour ses raies importantes, ce qui permet d'évaluer les codes sur la prise en compte des raies  $X_L$  en figure 5-33. En effet, les raies  $X_K$  de fluorescence sont bien connues, avec de faibles incertitudes, mais les données sur les raies  $X_L$  peuvent présenter des incertitudes de l'ordre de 10 % à 50 %. Nous avons même constaté que sur certains codes les raies  $X_L$  ne sont tout simplement pas prises en compte (MCNP4, MCNP5..).

**Tableau 5-13: Comparaison des spectres obtenus en termes d'énergie moyenne et de gestion des raies.**

	E moyenne (keV)	C/B (%)	Nombre de raies
mesure	16,52	4,9	4
EGS	16,54	3,8	5
MCNP	16,99	0,09	1
GEANT4	16,29	4,7	3
PENELOPE	16,64	4,5	3

Le décalage observé sur les raies vient à la fois des bases des données (intensité relative de raies) et de l'implémentation du code (pour le décalage en énergie). La figure du bas présente ces spectres recalés sur le seuil bas du canal. Le pas des simulations est de 250 eV, contre 12 eV pour la mesure.



**Figure 5-33: Comparaison des codes PENELOPE (en rouge), GEANT4 (en orange), EGS (en vert) et MCNP5 (en bleu) avec la mesure (en noir) ; figure du haut: données brutes; en bas: recalage en énergie**

A basse énergie, des différences sont observées à la fois en termes de fond (bremsstrahlung) et d'amplitude des raies  $X_L$ . A notre connaissance, il n'existe pas de comparaison de faisceaux de si basse énergie avec des mesures. Ces résultats nous paraissent intéressants, cette comparaison se poursuit à l'heure actuelle, et une publication est envisagée. Ces résultats soulignent également le fait que, bien que les incertitudes fournies par les codes soient inférieures au pour mille (pour peu que la puissance de calcul soit suffisante), elles n'incluent ni les incertitudes sur les bases de données de sections efficaces, ni les approximations dans le traitement des électrons.

### 5.2.6 Impact dosimétrique : $h_p(3)$ et $h^*(10)$

La connaissance du spectre est nécessaire pour le calcul d'un certain nombre de grandeurs dosimétriques: le kerma dans l'air  $K_{air}$ , l'équivalent de dose individuel  $H_p(3)$  et l'équivalent de dose ambiant  $H^*(10)$ . A partir de la grandeur physique (mesurable) qui est le kerma dans l'air, les



grandeurs opérationnelles sont obtenues à l'aide de coefficients de passage notés  $h_p(3)$  ou  $H_p(3)/K_{air}$  et  $h^*(10)$  ou  $H^*(10)/K_{air}$ , calculés sous MCNP5 au laboratoire, à partir de spectres simulés [136]. A partir de la connaissance de la fluence photonique, il est possible de déterminer le « coefficient de kerma », défini comme le kerma  $K$  divisé par la fluence photonique  $\Phi$ . Ainsi, ce coefficient, souvent exprimé en  $pGy.cm^2$ , ne dépend pas de l'intensité totale du faisceau mais uniquement de la forme du spectre. Au vu des différences possibles entre les calculs à basse énergie, il a été décidé d'évaluer les écarts obtenus selon la source du spectre. A titre d'exemple, la figure 5-34 présente ainsi l'impact de la source du spectre en termes d'énergie moyenne, du coefficient  $H_p(3)/K_{air}$  et du coefficient de kerma pour le faisceau CCRI25.

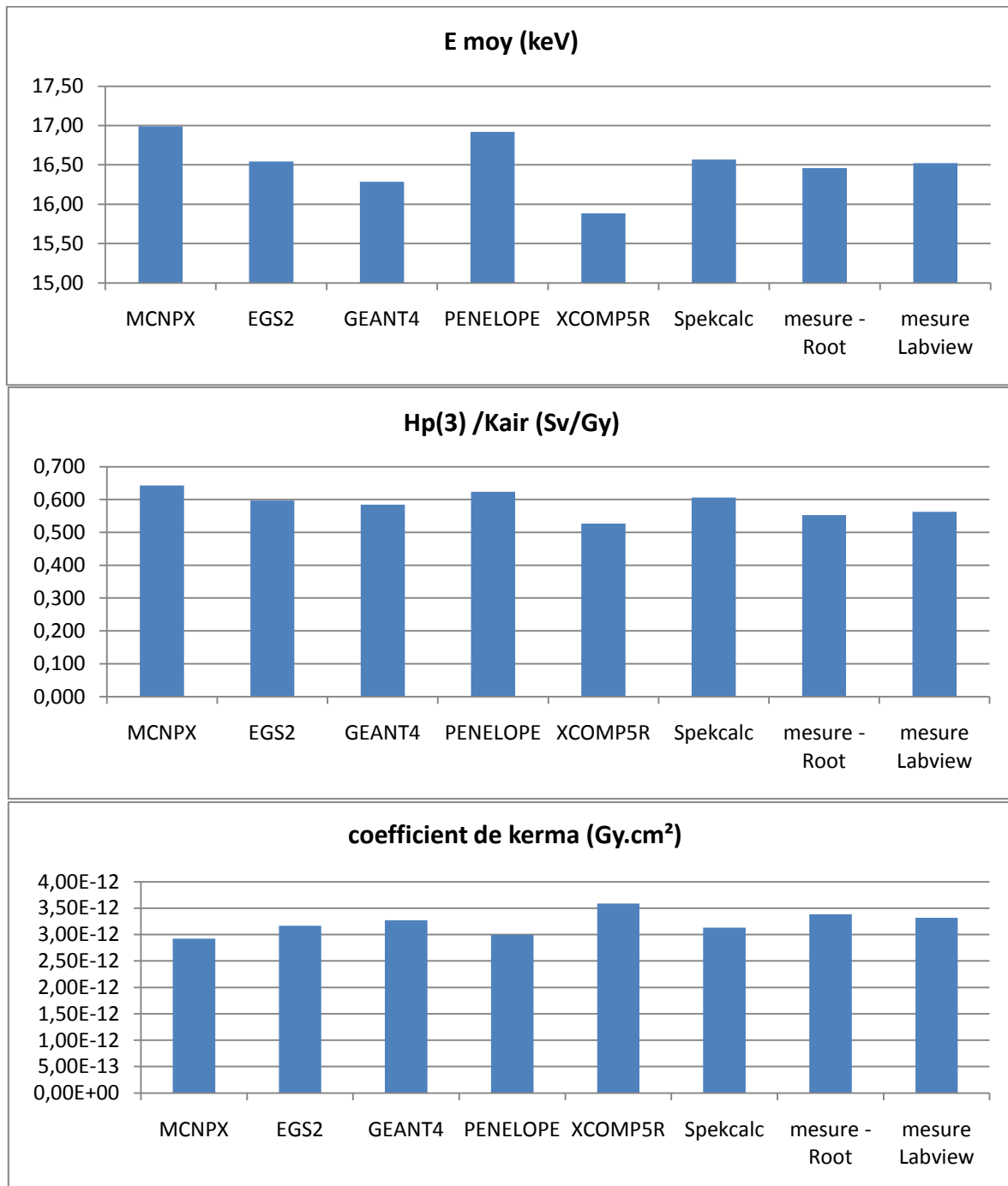


Figure 5-34: Impact dosimétrique de la source du spectre sur l'énergie moyenne, le coefficient de passage entre  $K_{air}$  vers  $H_p(3)$ , et le coefficient de kerma  $K_{air}/\Phi$  pour le faisceau CCRI25 du tube 160 kV.

Les graphiques ci-dessus démontrent l'importance pour un laboratoire de métrologie d'une bonne évaluation des spectres. La comparaison de la valeur de  $H_p(3)/K_{air}$  pour 13 faisceaux du LNHB a montré des variations allant jusqu'à 20 % (inférieures à 5 % au-delà de 30 kV).

Pour le coefficient de passage  $H^*(10)/K_{air}$ , les différences sont aussi très marquées à basse énergie. Pour le N20, des écarts jusqu'à 9 % peuvent être obtenus sur le N20 entre les calculs et les mesures, et des écarts jusqu'à 20 % par rapport à la norme ISO. En revanche, à plus haute énergie, les écarts se réduisent et sur le faisceau RQR10 (150 kV), les écarts entre les méthodes sont inférieurs à 2 % aussi bien pour le coefficient de passage  $H^*(10)/K_{air}$  que pour le coefficient de kerma  $K_{air}/\Phi$ . A. Ankerhold signalait également des écarts sur le coefficient de passage  $H_p(10)/K_{air}$  allant jusqu'à 88 % (faisceau N15) entre la norme ISO et ses mesures [137]. La connaissance des spectres et le calcul de ces coefficients sont donc importants, en particulier à basse énergie, dans le cadre de la réflexion sur les normes de certification d'appareils de radioprotection. Toutes ces valeurs, comparées aux valeurs des normes, seront publiées.

De plus, la connaissance des spectres permet de mieux évaluer les incertitudes sur les facteurs de correction à appliquer aux références ( $k_e$ ,  $k_{sc}$ ,  $k_a$ ), qui dépendent du spectre. Les spectres obtenus vont permettre de recalculer directement ces facteurs, qui sont obtenus par pondération de coefficients monoénergétiques. Enfin, M. Caon et al. ont étudié l'effet d'une variation de spectres sur les doses reçues en imagerie [138], et montré que la méconnaissance du tube pouvait entraîner des écarts de plusieurs pourcents sur la dose au patient.

### 5.2.7 Conclusion et perspectives :

Au cours de cette thèse, un système spectrométrique entier a été mis en place pour caractériser les tubes à rayons X. Ce système permet d'obtenir de nombreuses informations, comme le profil du faisceau, de façon automatisée. Pour les applications dosimétriques, l'objectif est de déterminer le spectre incident au point de référence, à 50 ou 120 cm du foyer, dans l'air. Il faut alors corriger de la réponse du détecteur pour passer du spectre mesuré au spectre incident. Pour cela, trois méthodes ont été développées. Selon l'énergie du faisceau, le choix de la méthode de déconvolution variera, car elles ont toutes des limites. La comparaison des spectres obtenus avec le Ge, le Si, et le CdTe a permis de comparer ces 3 méthodes.

Une fois le spectre incident, dit de référence, déterminé, il est possible d'estimer les écarts entre les spectres calculés avec les 4 logiciels déterministes en notre possession (XCOMP5R, SpekCalc, SRS78 et TASMICS) et les spectres mesurés avec notre détecteur ARPEGE, convenablement étalonné. Bien que de nombreux logiciels déterministes permettent de calculer le spectre émis par un tube à rayons X, nous avons montré que la qualité des calculs dépendait fortement de la connaissance des matériaux et de la géométrie du tube à rayons X, ainsi que de la connaissance précise du kiloVoltPeak. De plus, à basse énergie, ces calculs sont également affectés par les incertitudes sur les coefficients d'atténuation massiques et sur les intensités de fluorescence. Pour des hautes tensions supérieures à 50 kV, SpekCalc semble donner les meilleurs résultats. Pour les basses énergies, il surestime les hautes énergies et XCOMP5R lui sera donc préféré, malgré son pas figé de 0,5 keV. Il convient de retenir que ces logiciels déterministes sont capables de fournir une énergie moyenne à moins de 3 % des valeurs mesurées (et corrigées) au-delà de 50 kV.

De plus, malgré le très bon accord généralement observé pour des énergies supérieures à 50 kV pour les différents codes Monte-Carlo, cela est de moins en moins vrai au fur et à mesure que l'on descend en énergie. En effet, les incertitudes sur les données fondamentales augmentent, les calculs deviennent plus sensibles aux erreurs de géométrie, et les logiciels ont rarement été validés en dessous de 50 kV. Cette étude comparative des 4 codes sera étendue à d'autres faisceaux, mais le code PENELOPE semble un bon choix au vu des premiers résultats. La comparaison des logiciels déterministes et des codes Monte-Carlo fait alors ressortir les approximations des codes (non prise en compte des raies XL, formes de bremsstrahlung).

La forme du spectre n'intervient pas seulement dans l'établissement des références et sous forme de facteurs correctifs, mais également en radioprotection pour les coefficients de passage entre kerma dans l'air et équivalent de dose. A ce titre, une étude récente au laboratoire a permis de calculer le coefficient de passage  $h_p(3)$  pour le cristallin [136]. L'utilisation de différents spectres (calculés ou mesurés) a permis d'évaluer l'impact de la forme et de la précision du spectre sur le coefficient  $h_p(3)$  et, à plus haute énergie, sur le  $h^*(10)$ . Au vu des écarts rencontrés, l'accent a rapidement été mis sur les faisceaux de basses énergies, en particulier le CCRI25, le N20 et le CCRI 50B. Des écarts allant jusqu'à la dizaine de pourcents sont alors observables entre les coefficients mesurés et calculés, ce qui souligne l'importance de la mesure spectrométrique de nos faisceaux. Il reste à affiner l'étude de l'influence du rayonnement diffusé venant du tube X sur la mesure. En effet, la contribution des photons diffusés dans le spectre mesuré par la chambre de référence est sous-estimée du fait de la faible collimation de notre spectromètre.

Enfin, une réflexion sur l'utilisation d'un nouvel indice de qualité de faisceau est en cours depuis plusieurs années. Celui-ci doit être à la fois facile à mesurer et très sensible aux variations de forme des spectres. Des auteurs proposent d'utiliser, comme cela est fait en radiothérapie avec faisceaux mégavoltage, le rapport des doses dans l'eau à 2 et 5 cm. Aucun nouvel indice n'étant validé, la CDA reste l'indicateur privilégié en milieu hospitalier.

Pour conclure, l'expertise du LNHB en caractérisation spectrale peut être appliquée à de nombreux faisceaux (tubes à rayons X en développement pour l'imagerie et le contrôle non destructif, mais aussi utilisés en radiobiologie, et même pour la radiothérapie). Les méthodes de déconvolution développées ici seront donc utilisées sur les autres faisceaux du laboratoire (radiodiagnostic par exemple) ou des partenaires (scanner...). Enfin, du fait du renouveau de la radiothérapie per-opératoire [36,35], il est souhaitable d'étendre les possibilités de caractérisation aux faisceaux de basses énergie (< 50 keV) et de très haut flux, intermédiaires entre la curiethérapie et les faisceaux d'imagerie. En France, les deux principaux appareils de radiothérapie de contact rencontrés sont le Papillon 50, et l'Intrabeam [36]. Pour le premier, des mesures spectrométriques ont déjà eu lieu [35] et des campagnes de mesures sont prévues pour le second.



## CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans le domaine de la dosimétrie des rayonnements photoniques d'énergie inférieure à 150 keV, la connaissance de la distribution énergétique des photons émis par les sources constitue un paramètre important qu'il convient de connaître. Or, au fur et à mesure que la gamme de travail descend vers les faibles énergies, l'établissement des faisceaux de référence devient de plus en plus complexe du fait de l'augmentation des incertitudes sur un certain nombre de paramètres fondamentaux comme les sections efficaces d'interaction. De même, les simulations Monte-Carlo habituellement utilisées pour évaluer les facteurs correctifs non accessibles à la mesure, sont limitées du fait de la méconnaissance des composants internes des sources (grains de curiethérapie ou tubes à rayons X), et des temps de calculs qui augmentent très vite en basses énergies. Or, depuis quelques années, une tendance à l'abaissement des seuils de détection en énergie est observée afin de mieux estimer les doses en radiologie, et surtout en radiothérapie de basses énergies (<50 kV). Ce travail de thèse a donc consisté à développer des moyens expérimentaux de caractérisation précise des spectres émis par les sources de rayons X de basses et moyennes énergies du LNHB. Actuellement, la possibilité de caractériser les faisceaux continus à l'aide de détecteurs à semi-conducteur est étudiée par peu de laboratoires. En effet, ce type de mesure nécessite une grande expertise dans la mise en place de moyens de détection (étalonnage du détecteur en énergie, en rendement de détection et en réponse de forme) ainsi que dans l'exploitation des spectres mesurés (déconvolution complexe du fait du caractère *mal posé* du problème). Toutes ces opérations nécessitent un investissement humain et financier très important que peu de laboratoires peuvent se permettre malgré l'importance de la caractérisation des spectres du point de vue dosimétrique.

La première étape a donc consisté à mettre en place deux bancs de mesure adaptés aux sources à mesurer : d'un côté, des radionucléides étalons et des grains d'iode, et de l'autre, des tubes à rayons X. Ces derniers présentent des forts débits de fluence photonique, souvent considérés comme rédhibitoires pour la spectrométrie. Ce problème a été résolu par l'utilisation d'un système de collimation de très petit diamètre, afin de pouvoir mesurer tous les faisceaux du laboratoire avec des flux acceptables ( $< 10\,000\text{ s}^{-1}$ ) et par le développement d'un logiciel de post-traitement des empilements. Du fait des contraintes d'alignement occasionnées par l'utilisation d'un aussi petit collimateur, un banc motorisé permettant la recherche automatique de la position du détecteur sur l'axe du faisceau a été développé. Malgré la forte collimation, des empilements électroniques sont encore présents sur les spectres mesurés. Un logiciel de post-traitement des empilements a donc été développé afin de corriger ces empilements résiduels. L'étude préliminaire du système de détection (détecteur et électronique), à l'aide de faisceaux monochromatiques comme ceux de SOLEX ou de la ligne ID17 de l'ESRF, a permis à la fois d'optimiser les réglages électroniques et de modéliser la réponse du détecteur. Celle-ci a été décomposée en deux termes : la réponse de forme et la réponse en rendement, toutes deux modélisées par des fonctions mathématiques paramétriques.

Une fois les réponses de forme connues pour l'ensemble de la gamme d'énergies considérée, il est possible d'envisager différentes méthodes de correction des artéfacts liés au processus de détection. Vu la complexité du problème, des approches simples comme le stripping (implémenté sous LABVIEW) ou l'ajustement d'un modèle *a priori* du spectre incident (dit model-fitting, codé sous ROOT) ont été testées dans un premier temps. Si ces méthodes fonctionnent de façon satisfaisante en dessous de 50 keV, au-delà d'importantes déformations augmentent artificiellement le fond du spectre en basse énergie. Ces déformations, mal prises en compte par nos algorithmes de correction, induisent une surestimation du kerma dans l'air déduit de la mesure. Par conséquent, une approche mathématique plus rigoureuse, utilisant l'outil d'inférence bayésienne non paramétrique SINBAD, a ensuite été menée, en collaboration avec les concepteurs de cet outil (LM2S). Les premiers résultats obtenus ont montré que cette approche était satisfaisante à haute énergie.

La deuxième étape consistait à appliquer ces méthodes aux spectres des grains d'iode utilisés en curiethérapie. Les mesures d'un même grain avec trois détecteurs différents (Ge, Si, CdTe) ont permis de mettre en avant les artéfacts de détection de chacun des systèmes. Après analyse, le détecteur germanium (ARPEGE) a été retenu comme le plus adapté à notre problématique de mesure et de gamme d'énergies, malgré la présence de pics d'échappement. En effet, le détecteur silicium a un rendement de détection limité pour les énergies supérieures à 20 keV et d'importantes bosses de diffusion déforment ses spectres. Enfin, les défauts de collections de charges (faible durée de vie des porteurs) du détecteur CdTe induisent de grandes traînes à gauche, et il présente également des pics d'échappement. Les mesures de grain d'iode ont ainsi permis, dans un premier temps, d'étudier le système ARPEGE&LYNX et d'en optimiser les réglages. Dans un second temps, différentes méthodes permettant de déconvoluer le spectre mesuré (dans le germanium) pour obtenir le spectre incident sur le détecteur (dans l'air) ont été évaluées.

Afin de séparer les artéfacts liés au processus de détection des photons réellement incidents sur le détecteur, il a fallu décomposer les différentes composantes du spectre. Une simple correction des échappements, bien que permettant de soustraire un certain nombre de pics, ne suffit pas ici. Du fait de l'importance des basses énergies en dosimétrie, le spectre mesuré doit être corrigé de toute la fonction de réponse du détecteur. Or, l'étude de la réponse du détecteur a permis de mettre en évidence de nombreux phénomènes d'artéfacts induits par le processus de détection (pics d'échappement, traînes provoquées par des collections partielles des charges, bosses de diffusion Compton, pics de fluorescence, etc...) et de les modéliser. Il a ainsi été montré qu'il est possible de reconstruire en grande partie le spectre détecté pour un grain d'iode, avec filtre Al, à partir de seulement 7 réponses impulsionnelles, correspondant aux pics de désexcitation de l'iode/tellure et de fluorescence de l'argent. Pour le spectre non filtré, le modèle comprend 10 raies. Les formes correspondant aux photons émis directement par le grain d'iode et celles correspondant à des artéfacts liés aux processus de détection, une fois identifiées, sont quantifiées. Il est alors possible de soustraire ces artéfacts et de ne conserver que les zones spectrales représentatives des photons émis par le grain d'iode. Il en résulte que très peu de photons sont émis en dessous de 10 keV, et que le fond observé est un artéfact induit par le détecteur. Le model-fitting, réalisé dans un premier temps sous COLEGRAM, puis automatisé sous ROOT, a mis en évidence des bosses de diffusion correspondant à des photons « secondaires » ayant diffusé dans le grain avant d'atteindre le

détecteur. Ce programme ajuste un modèle à 7 raies (si filtre Al) ou 10 raies (non filtré), ainsi que des plateaux Compton, et calcule le rapport Ag/Te à partir des pics à 22 et 27 keV. En effet, ce rapport influence directement les propriétés dosimétriques de la source, à commencer par sa constante de débit de dose. La dernière méthode est basée sur le logiciel SINBAD, conçu pour traiter un mélange de raies discrètes et d'un fond continu. Les résultats obtenus avec ces trois méthodes ont été comparés à ceux obtenus par simulation (code Monte-Carlo PENELOPE). La comparaison du spectre incident calculé et des spectres déconvolués souligne la difficulté de la détermination des zones de basses énergies, du fait de leur faible amplitude. Ce spectre d'iode, considéré comme une étape intermédiaire dans la caractérisation de nos faisceaux, est finalement apparu particulièrement difficile à déconvoluer, du fait de la faible amplitude du fond et de ses discontinuités.

La troisième étape a porté sur l'application de toutes ces méthodes de calcul à un certain nombre de faisceaux émis par nos tubes à rayons X. Les problèmes d'empilement étant résolus, la mesure de faisceaux intenses comme ceux du mammographe est alors devenue possible. Les spectres obtenus avec le détecteur germanium pouvant varier sensiblement selon la méthode de correction retenue, une comparaison avec les spectres obtenus avec les détecteurs silicium et tellure de cadmium permet d'estimer le meilleur résultat. Une fois le spectre « de référence » obtenu par déconvolution, sa comparaison avec les spectres calculés (méthodes déterministes et Monte-Carlo) permet de quantifier les performances des différentes méthodes utilisées. Malgré un bon accord général sur la forme du spectre, de nettes différences sont observées selon la méthode de calcul pour les faisceaux de basses énergies (N20, CCRI25). La comparaison des simulations Monte-Carlo du tube à rayons X par 4 codes différents soulève la question des bases de données utilisées, surtout pour les raies  $X_L$  du tungstène : le code Monte-Carlo MCNP5 ne considère qu'une raie « moyenne » et les codes déterministes SpekCalc et TASMICS ne prennent tout simplement pas ces raies en compte. Cette approximation biaise le résultat des calculs de grandeurs dosimétriques, comme le kerma dans l'air, à partir du spectre. Ainsi, des écarts de l'ordre de la dizaine de pourcents ont été observés sur le calcul du kerma dans l'air pour le faisceau CCRI25 (présentant des raies  $X_L$  intenses), ce qui prouve bien que la détermination de la forme du spectre est critique pour la dosimétrie, en particulier en basses énergies. Pour les faisceaux de haute tension inférieure à 50 kV, la mesure par spectrométrie est fortement recommandée du fait des forts écarts observés entre les différents spectres calculés.

Dans le cas de rayonnements dits continus (tube à rayons X), la méthode standard de caractérisation de la qualité du faisceau correspond à la détermination expérimentale de valeurs de couches de demi-atténuation (CDA) au moyen de différents jeux de filtration additionnelle. Cependant, cet indicateur associé à la haute tension est limité en matière de précision. Il n'est en effet pas suffisant pour définir de manière univoque les faisceaux. Ainsi à une valeur de CDA et/ou d'énergie moyenne peut correspondre plusieurs faisceaux. De ce fait et pour lever toute ambiguïté, il s'avère important de pouvoir disposer d'une technique complémentaire, robuste et précise pour caractériser ces faisceaux. La mise en place au LNHB d'une nouvelle méthode basée sur les mesures spectrométriques conduira à une meilleure connaissance des incertitudes sur les faisceaux et à engager une réflexion sur de nouveaux indicateurs (ou indices) de qualité.



Ce travail a démontré la possibilité de mesurer expérimentalement des spectres de photons peu déformés jusqu'à 150 keV, et a permis d'améliorer et de valider les spectres d'iode obtenus par simulation Monte-Carlo. Dans ce contexte, le LNHB, très sollicité pour des prestations d'étalonnage avec des faisceaux de basses et moyennes énergies, réaffirme son expertise dans ce domaine. Les méthodes développées ici pour les sources du LNHB pourront être appliquées dans un avenir proche à d'autres tubes à rayons X, qui sont utilisés dans des domaines aussi divers que le contrôle non destructif, la biologie ou l'imagerie par tomographie. En particulier, cette étude sera étendue aux générateurs de rayons X miniatures utilisés en radiothérapie per-opératoire. Ces nouveaux faisceaux, intermédiaires entre la curiethérapie conventionnelle et les faisceaux d'imagerie, cumulent en effet les problèmes liés aux basses énergies (< 50 keV) et aux hauts débits de fluence.

## Références:

- [1] O. Klein, Y. Nishina, «Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac», *Z. Phys.*, 52, 111, 853, 1929.
- [2] M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. Coursey, R. Sukumar, D. S. Zucker et K. Olsen, «XCOM database: Photon Cross Section Database (version 1.5)», NIST, 2010.
- [3] J. R. Greening, "Fundamentals of radiation dosimetry", 2nd edition, Taylor et Francis Group, 1985.
- [4] C. T. Chantler, K. Olsen, R. A. Dragoset, J. Chang, A. R. Kishore, S. A. Kotochigova et D. S. Zucker, «FFAST database: X-Ray Form Factor, Attenuation and Scattering Tables (version 2.1)», NIST, 2005.
- [5] J. H. Hubbell et S. M. Seltzer, «XAAMDI database: Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients (version 1.4)», NIST, 2004.
- [6] J. H. Hubbell, «Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 KeV to 20 MeV», *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, 33, 11982,1269, 1982.
- [7] P. Andreo, D. T. Burns et F. Salvat, «On the uncertainties of photon mass energy-absorption coefficients and their ratios for radiation dosimetry», *Phys. Med. Biol.*, 157,2117, 2012.
- [8] J. A. Seibert, «X-Ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 1: Basic Principles of X-Ray Production», *J. Nucl. Med. Technol.*, 21,13,139, 2004.
- [9] G. Gualdrini, F. Mariotti, S. Wach, P. Bilski, M. Denoziere, J. Daures, J. M. Bordy, P. Ferrari, F. Monteventi et E. Fantuzzi, «Eye lens dosimetry: task 2 within the ORAMED project», *Rad. Prot. Dosim.*, 144,473, 2011.
- [10] Société Française de Radiothérapie Oncologique, «Livre blanc de la radiothérapie en France» 2013.
- [11] SNIIRAM, «Dépistage et diagnostic du cancer de la prostate et son traitement en France 2009-2011» 2011.
- [12] M. Ferrer, J. F. Suárez et F. Guedea, «Health-related quality of life 2 years after treatment with radical prostatectomy, prostate brachytherapy, or external beam radiotherapy in patients with clinically localized prostate cancer.» ,*Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, 72, 421, 2008.
- [13] L. Potters, E. A. Klein et M. W. Kattan, «Monotherapy for stage T1–T2 prostate cancer: radical prostatectomy, external beam radiotherapy, or permanent seed implantation», *Radiother. Oncol.*, 71, 29, 2004.
- [14] F. Guedea, J. Venselaar, P. Hoskin, T. P. Hellebust, D. Peiffert, B. Londres, M. Ventura, v. L. Mazon, R. Potter et G. Kovacs, «Patterns of care for brachytherapy in Europe: updated results», *Radiother. Oncol.*, 97, 514, 2010.
- [15] M.-M. Bé, C. Dulieu et V. Christé, «Rapport CEA-R-6201: NUCLEIDE- LARA - bibliothèque des émissions alpha, X et gamma», 2008, disponible sur : <http://laraweb.free.fr/>
- [16] Z. J. Chen et R. Nath, «A systematic evaluation of the dose-rate constant determined by photon spectrometry for 21 different models of low-energy photon-emitting brachytherapy sources», *Phys. Med. Biol.*, 155, 6089, 2010.
- [17] Z. J. Chen et R. Nath, «Photon spectrometry for the determination of the dose-rate constant of low-energy photon-emitting brachytherapy sources.» ,*Med. Phys.*, 34, 14, 1412, 2007.
- [18] Site web BEBIG : <http://www.bebig.eu>
- [19] R. Nath, L. Anderson, G. Luxton, K. Weaver et J. & M. A. Williamson, «Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43.» , AAPM, 1995.
- [20] M. J. Rivard, B. M. Coursey, L. A. DeWerd, W. F. Hanson, M. S. Huq, G. S. Ibbott, M. G. Mitch, R. Nath et J. F. Williamson, «update of AAPM taskGroup no 43. report: a revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations», *Med. Phys.*, 31, 633, 2004.
- [21] L. A. DeWerd, G. S. Ibbott, A. S. Meigooni, M. G. Mitch, M. J. Rivard, K. E. Stump, B. R. Thomadsen et J. L. Venselaar, «GEC-ESTRO., dosimetric uncertainty analysis for photon-emitting brachytherapy sources: report of AAPM Task Group No.138,» *Med. Phys.*, vol. 38, p. 782, 2011.
- [22] R. G. Stock, N. N. Stone, A. Tabert, C. Iammuzzi et J. K. DeWyngaert, «A dose-response study for I-125 prostate implants», *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.*, vol. 41, p. 101–108, 1998.
- [23] L. Potters, Y. Cao, E. Calugrau, T. Torre, P. Fearn et X.-H. Wang, «A comprehensive review of CT-based dosimetry parameters and biochemical control in patients treated with permanent prostate brachytherapy», *Int. J. Radiat. Oncol., Biol., Phys.*, vol. 50, pp. 605-614 , 2001.
- [24] W. Röntgen, «On a New kind of Rays», 1895.
- [25] G. LEMARCHAND, thèse: "Caractérisation mécanique et simulation numérique d'une anode tournante de rayons X", 2003.
- [26] P. Cattin, Cours "Basics of X-Rays", MIAC, University of Basel.

- [27] International Electrotechnical Commission (CEI), Norme IEC 61267: "Équipement de diagnostic médical à rayonnement X - Conditions de rayonnement pour utilisation dans la détermination des caractéristiques", 2006.
- [28] International Organization for Standardization (ISO), Norme ISO 40-37: "Rayonnements X et gamma de référence pour l'étalonnage des dosimètres et des débitmètres et pour la détermination de leur réponse en fonction de l'énergie des photons", 1996.
- [29] Commission Consultative des Rayonnements Ionisants (CCRI), Norme CCRI (CEMRI(I), R15): "Qualités de rayonnement", 1972.
- [30] «Joint Working Party of the British Institute of Radiology and the Institution of Physics and Engineering in Medicine and Biology,» Brit. Journ. Radiol., vol. supp. 25, 1996.
- [31] N. Perichon, thèse: "Établissement des références nationales, en termes de dose absorbée, par calorimétrie dans l'eau, pour les faisceaux de rayons X de moyenne énergie, applicables en radiothérapie", LNHB, 2006.
- [32] F. Rêgo, L. Peralta et M. Gomes, «Can the HVL help the mechanical X-ray tube characterization?», X-Ray Spectrom., 40, 235, 2011.
- [33] W. Ksouri, Thèse: "Étude et réalisation des références dosimétriques nationales en termes de kerma dans l'air pour les faisceaux de rayons X de basses et moyennes énergies", LNHB, 2008.
- [34] R. Nowotny et A. Hofer, «Ein program fur die berechnung von diagnostischen rontgenspektren,» Fortschr. Rontgenstr., 142, 1309, 1985.
- [35] J.-P. Gerard, S. Marcie, O. Croce, S. Hachem, R. trimaud, J.-M. Bordy, M. Denoziere, A. Courdi, K. Benezery, J.-M. Hannoun-Levi et N. Barbet, «Development of a new Papillon 50™ machine with dedicated applicators used for 50 kV X-ray radiotherapy of rectal and skin cancers», IRBM, 33, 12, 109, 2012.
- [36] R. Gautier, «NT LNHB 2012-35: Analyse des développements récents en radiothérapie de contact avec des rayons X de basse énergie et étude expérimentale associée» 2012.
- [37] H. A. Kramers, "On the theory of x-ray absorption and of the continuous x-ray spectrum," Philos. Mag. 46, 836, 1923.
- [38] B. W. Soole et al. « the effect of target absorption on the attenuation characteristics of bremsstrahlung generated at constant medium potentials", J. Phys. B5, 1583, 1972.
- [39] E. Storm, "Calculated bremsstrahlung spectra from thick tungsten targets", Phys. Rev, A5, 2328, 1972.
- [40] R. Whiddington, "the transmission of cathode rays through matter", Proc. R. Soc. London Ser. A 86, 360, 1912.
- [41] H. Bethe and W. Heitler "On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons", Proc. R. Soc. London. Ser. A Volume 146, Issue 856, pp. 83-112, 1934.
- [42] R. Birch R, M. Marshall, "Computation of bremsstrahlung x-ray spectra and comparison with spectra measured with a Ge(Li) detector", Phys. Med. Biol. 24, 505, 1979.
- [43] K. Cranley, B. J. Gilmore, G. W. A. Fogarty, L. Desponds, "Catalogue of diagnostic x-ray spectra and other data," The Institute of Physics and Engineering in Medicine (IPEM), York, UK, Rep. no. 78, 1997.
- [44] D. M. Tucker, G. T. Barnes, and D. P. Chakraborty, "Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra," Med. Phys. 18, 211, 1991.
- [45] T.R. Fewell, R.E. Shuping, K.E. Healy, "HHS Publication 81-8162: handbook of computed tomography X-ray spectra". (Washington: U.S. Government Printing Office), 1981.
- [46] D. M. Tucker, G. T. Barnes, and X. Z. Wu, "Molybdenum target x-ray spectra: A semiempirical model," Med. Phys. 18, 402, 1991.
- [47] M. Blough, et al., "Calculated mammographic spectra confirmed with attenuation curves for molybdenum, rhodium, and tungsten targets" Med. Phys. ,25, 1605, 1998.
- [48] P. Meyer et al., "Evaluation of the use of six diagnostic x-ray spectra computer codes", The British Journal of Radiology", 77, 224, 2004.
- [49] T.R. Fewell, R.E. Shuping "Handbook of mammographic x-ray spectra", HEW Publication 79-8071 (Washington: U.S. Government Printing Office), 1979.
- [50] J. M. Boone and J. A. Seibert, "An accurate method for computer generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV," Med. Phys. 24, 1661, 1997.
- [51] J. H. siewerdsen, et al. « Spektr: a computational tool for x-ray spectral analysis and imaging system optimization", Med Phys. 31(11), 3057, 2004.
- [52] J.M. Boone, T. Fewell and R. Jennings, "Molybdenum, rhodium, and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography" Med. Phys. 24, 1863, 1997.
- [53] M. R. Ay, S. Sarkar, M. Shahriari, D. Sardari, and H. Zaidi, "Assessment of different computational models for generation of x-ray spectra in diagnostic radiology and mammography," Med. Phys. 32, 1660–1675, 2005.

- [54] M. Bhat M, et al. "Diagnostic x-ray spectra: a comparison of spectra generated by different computational methods with a measured spectrum", *Med. Phys.* 25, 114, 1998.
- [55] G. Poludniowski, G. Landry, F. DeBlois, P.M. Evans, and F. Verhaegen, *SpekCalc: a program to calculate photon spectra from tungsten anode x-ray tubes*. *Physics in Medicine and Biology*, 54(19), N433-N438, 2009.
- [56] G. G. Poludniowski and P. M. Evans, "Calculation of x-ray spectra emerging from an x-ray tube. Part I. electron penetration characteristics in x-ray targets," *Med. Phys.* 34, 2164, 2007.
- [57] M. Bontempi et al. « Monte Carlo simulator of realistic x-ray beam for diagnostic applications », *Med. Phys.* 37,8, 2010.
- [58] A.M. Hernandez, J.M. Boone, "Tungsten anode spectral model using interpolating cubic splines: Unfiltered x-ray spectra from 20 kV to 640 kV", *Med. Phys.* 41,4, 2014.
- [59] M. J. Berger et S. M. Seltzer, "Electron and photon transport programs, II Notes on ETRAN 15", NIST report 9837, 1968.
- [60] M.J. Berger, "Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles *Methods in Computational Physics*" vol 1 ed B (New York: Academic) pp 135–215, 1963.
- [61] I. Bessières, thèse, "Développement et validation expérimentale d'un outil de détermination de la dose hors-champ en radiothérapie », 2013.
- [62] J. Mazurier, thèse, "Adaptation du code de monte carlo penelope pour la métrologie de la dose absorbée : caractérisation des faisceaux de photons X de haute énergie et calcul de facteurs de correction de dosimètres de référence", 1999.
- [63] D. W. O. Rogers, "Fifty years of Monte Carlo simulations for medical physics", *Phys. Med. Biol.* 51, R287, 2006.
- [64] Monte Carlo N-Particle Transport Code System for Multiparticle and High Energy Applications, RSICC Computer Code, Collection Report CCC-715, LANL, Los Alamos, 2002.
- [65] I. Kawrakow, D.W.O. Rogers, *The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport*, NRCC, Report PIRS-701, NRC, Ottawa, 2003.
- [66] D W O Rogers, B A Faddegon, G X Ding, C M Ma, J Wei and T R Mackie, "BEAM: A Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units" *Med. Phys.* 22 503–24, 1995.
- [67] F. Salvat, J.M. Fernandez-Varea, J. Sempau, *PENELOPE - A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*, NEA-OECD, Paris, 2003.
- [68] S. Agostinelli et al., « GEANT4 – a simulation toolkit » *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 506 250-303, 2003.
- [69] S. Jan S et al, "GATE: a simulation toolkit for PET and SPECT", *Phys. Med. Biol.*, 49, 4543, 2004
- [70] J. Gouriou, "Utilisation des codes de Monte Carlo dans l'établissement de références dosimétriques pour les rayonnements ionisants », *revue française de métrologie* 29, Volume 2012-1, 13, 2012.
- [71] Sempau J., J.M. Fernandez-Varea, E. Acosta and F. Salvat, "Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE", *Nucl. Instrum. Meth. B* 207,107, 2003.
- [72] U. Chica, M. Anguiano, and A. M. Lallena, "Benchmark of PENELOPE for low and medium energy x-rays," *Phys. Medica* 25,51, 2009.
- [73] F. Tola, B. Poumarède B., Habib B., Gmar M., "Optimization of Monte Carlo Codes PENELOPE 2006 and PENFAST by parallelization and reduction variance implementation", *Workshop MCTP*, 2009
- [74] H. Hedtjarn, G. Carlsson, J.F. Williamson, "Monte Carlo-aided dosimetry of the symmetra model I25.S06 125I interstitial brachytherapy seed", *Med. Phys.*, 27, 5, 2000.
- [75] F-A. Siebert, D. Cutarella, M. Döring, I. Aubineau-Lanière, "Evaluation of the I25-S06 seed design dimensions using destructive and non-destructive methods". *Proceedings de l' ESTRO International Oncology Forum: Clinical Perspectives in Radiation Oncology*, 2010.
- [76] Brevet US 6,485,406 B1 *MEDICAL RADIOACTIVE IODINE-125 MINIATURE RADIATION SOURCES AND METHODS OF PRODUCING SAME*, Ziegler, 2002.
- [77] Mehranian et al. "Effect of anode surface roughness on x-ray spectra", *Med. Phys.* 37,2 ,2010.
- [78] E. Y. Sidky, "a robust method of x-ray source spectrum estimation from transmission measurements", *Journal of applied physics physics*, 97, 124701, 2005.
- [79] M. Yaffe, K. W. Taylor H.E. Johns, "Spectroscopy of diagnostic x-rays by a Compton-scatter method", *Med. Phys.* 3 328-34, 1976.
- [80] J. M. Boone, T. Yu, A. Seibert, "Mammography spectrum measurement using an x-ray diffraction device", *Phys. Med. Biol.* , 43,9, 2569, 1998.
- [81] G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", 2nd Edition, John Wiley & Sons, 1989.

- [82] A. Vieira, et al., 'A portable Compton spectrometer for clinical X-ray beams in the energy range 20 – 150 keV', *Applied Radiation and Isotopes*, 69, 350, 2011
- [83] T. Michel, P. Takoukam Talla, M. Firsching, J. Durst, M. Böhnel, G. Anton, "Reconstruction of X-ray spectra with the energy sensitive photon counting detector Medipix2", *Nucl. Instr. and Meth. A* 598, 510, 2009.
- [84] S. Del Sordo, et al., "Progress in the Development of CdTe and CdZnTe Semiconductor Radiation Detectors for Astrophysical and Medical Applications", *Sensors*, 9(5): 3491, 2009.
- [85] Site web Canberra : <http://www.canberra.com/literature>
- [86] J. Plagnard, Note Technique LNHB 2011-11, "Cahier des charges relatif à l'achat d'un détecteur de rayonnement X à semi-conducteur", 2011.
- [87] Site web Amptek: <http://www.amptek.com/products>
- [88] J. Plagnard, Note Technique LNHB 2014-17, " mesure des spectres du tube à rayons X utilisé par le service de radiobiologie de l'institut Gustave Roussy", 2014.
- [89] F. Montagnier, A. Ostrowsky, Note technique LNHB 2008-101, « Mise en place banc de mesure associant générateur X à détecteur type flat panel », 2008.
- [90] H.W. Kramer, *IEEE NS-27*, 218, 1980.
- [91] S. M Beach, L. A. Dewerd, « Deconvolution and reconstruction techniques of closely spaced low-energy spectra from high-purity germanium spectrometry », *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A* 572, 794, 2007.
- [92] J. Plagnard, Note technique LNHB 2006-36, « Caractérisation précise des constituants du détecteur X GEDEON à l'aide du rayonnement monochromatique de SOLEX », 2006.
- [93] S. Deloule, J. Plagnard, Note technique LNHB 2013-60, « Etalonnage de la réponse spectrale des détecteurs DEXION (Si PiN) et ARPEGE (HP Ge) à l'aide de radionucléides (55Fe, 241Am, 133Ba, 152Eu) et des faisceaux monochromatiques de l'installation SOLEX », 2013.
- [94] J. Plagnard, E. Yilmaz ; M.-C. Lepy, Note technique LNHB 2006-25, « Characterization of a High Purity germanium detector using SOLEX », 2006.
- [95] C. Bonnelle, P. Jonnard, J.-M. André, A. Avila, D. Laporte, H. Ringuenet, M.-C. Lépy, J. Plagnard, L. Ferreux and J.-C. Protas, « SOLEX: a tunable monochromatic X-ray source in the 1–20 keV energy range for metrology », *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A* 516, 594, 2004.
- [96] J. Plagnard, Note technique LNHB 2008-96, « Mise au point de REFLEX » (2008).
- [97] Y. Menesguen, Note technique LNHB 2010-36, « Mesure du rendement d'absorption du compteur de référence REFLEX sur l'installation SOLEX », 2010.
- [98] L. Lalonde, L. Hardy « ESRF : aspect des accélérateurs au jour le jour », Cours donné dans le cadre de l'Ecole d'Accélérateurs, 2009.
- [99] Elleaume H., Charvet A.M., Berkvens P., Berruyer G., Brochard T., Dabin Y., Dominguez M.C., Draperi A., Fiedler S., Goujon G., Le Duc G., Mattenet M., Nemoz C., Perez M., Renier M., Schulze C., Spanne P., Suortti P., Thomlinson W., Estève F., Bertrand B., Le Bas J.F., « Instrumentation of the ESRF Medical Imaging Facility », *Nucl. Inst. and Meth. A*, 428/2-3, 513, 1999.
- [100] F. Estève, « Rayonnement synchrotron et cerveau : une autre lumière pour les tumeurs et les épilepsies », séminaire au collège de France, 4/12/13.
- [101] Christophe Cdang, image creative commons, « Analyse edx signal influence filtre ».
- [102] D. Kollár, FMFI UK Bratislava, cours: «Pulse processing and Analyses».
- [103] J. Plagnard, « Comparison of measured and calculated spectra emitted by the X-ray tube used at the Gustave Roussy radiobiological service », *X-Ray Spectrom.*, 43, 5, 298, 2014.
- [104] J. Plagnard, S. Deloule, Note technique LNHB 2013-25, « Etude et correction des spectres de grain d'iode 125 mesurés avec un détecteur à semi-conducteur au germanium », 2013.
- [105] « X-ray fluorescence database », LBL, base sur *At. Data and Nucl. Data Tables* 20, 313 (1977) et *Atomic Data and Nucl. Data Tables* 14, 91, 1974.
- [106] M.C Lépy, Note technique LNHB 2004-26, « Présentation of the COLEGRAM software », 2004.
- [107] S.J.B. Reed, R.D. Ware, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 9, 1023., 1976.
- [108] M.P Fioratti & S.R Piermattei, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* 96, 605, 1971.
- [109] L.H. Christensen, « Comparison between experimental and calculated relative escape peak intensities for an intrinsic Ge detector in the energy region 11–25 keV », *X-Ray Spectrom.* 8, 146, 1979.
- [110] S.M. Seltzer, « Calculated response of intrinsic germanium detectors to narrow beams of photons with energies up to 300 keV », *Nucl. Instrum. Methods*, 188, 133, 1981.
- [111] F. Salvat, X. Llovet, « PENEPMA, A Monte-Carlo code for the simulation of x-ray emission spectra using PENELOPE », *PENEPMA user manual*, 2006.

- [112] Y. G. Biraud, « Les méthodes de déconvolution et leurs limitations fondamentales », *Revue de Phys. App.*, tome 11, 203, 1976.
- [113] A. N. Tikhonov, V. Y. Arsenin, "Solutions of Ill-Posed Problems", Wiley, New York, 1977.
- [114] A. Querol, S. Gallardo, J. Ródenas, G. Verdú, "Application of Tikhonov and MTSVD methods to unfold experimental X-ray spectra in the radiodiagnostic energy range", *IEEE EMBS Conference*, 2010.
- [115] P. Sievers, T. Weber, T. Michel, J. Klammer, L. Buermann, G. Anton, "Bayesian deconvolution as a method for the spectroscopy of X-rays with highly pixelated photon counting detectors", *J. Instr.*, 7, 03003, 2012.
- [116] Y. Xiong, Y. Shi, Y. Li, J. Fu, B. Lu, H. Zhang, X. Wang, F. Wang, Y. Shen, "A quantitative evaluation of various deconvolution methods and their applications in the deconvolution of plasma spectra", *Phys. Scr.* 87, 065402, 2013.
- [117] M. Morháč, "Deconvolution methods and their applications in the analysis of gamma-ray spectra", *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A*, 559, 119, 2006.
- [118] E. Barat, T. Dautremer, T. Montagu, "Nonparametric bayesian inference in nuclear spectrometry", *Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2007.
- [119] E. Barat, T. Dautremer, "Nonparametric Bayesian Estimation of X and gamma-ray Spectra using a hierarchical Polya Tree-Dirichlet Mixture Model", *Max Ent*, 2006.
- [120] L. A. Hannah, D. M. Blei, W. B. Powell, "Dirichlet Process Mixtures of Generalized Linear Models", *Journal of Machine Learning Research* 1, 1, 2011.
- [121] S. Gallardo, D. Ginestar, G. Verdú, J. Ródenas, V. Puchades, J.I. Villaescusa, "X-ray spectrum unfolding using a regularized truncated SVD method", *X-Ray Spectrom.*, 35: 63–70, 2006.
- [122] R. Gold, ANL-6984, Argonne National Laboratories, Argonne, IL, 1964.
- [123] S. Gallardo, J. Ródenas, A. Querol, G. Verdú, "Application of the MTSVD unfolding method for reconstruction of primary X-ray spectra using semiconductor detectors", *Progress in Nucl. Energy*, 53, 2011
- [124] S.M. Beach, L.A. Dewerd, « Correcting LDR Spectroscopy for Fine Energy Resolution Applications" *AAPM Conference*, 2005.
- [125] S. Deloule, J. Plagnard, M. Denoziere, I. Aubineau-Laniece, "Determination of the efficiency of high purity germanium and silicon diode detectors for improved assessment of emission spectra delivered by medical X-ray tubes", *X-Ray Spectrom.*, 42, 201, 2013.
- [126] J. Plagnard, "Comparison of measured and calculated spectra emitted by the X-ray tube used at the Gustave Roussy radiobiological service", *X-Ray Spectrom.*, 43, 298, 2014.
- [127] R. Brun, F. Rademakers, S. Panacek, D. Buskulic, J. Adamczewski, M. Hemberger, ROOT, An object-oriented data analysis framework, Users Guide 3.02c, CERN, 2002.
- [128] T. Bayes, « An Essay towards solving a Problem in the Doctrine of Chances », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 53, 370, 1763.
- [129] N. L. Hjort, C. Holmes P. Müller, S. G. Walker, "Bayesian Nonparametrics", *Cambridge Series in Statistical and Probabilistic Mathematics*, 2010
- [130] M.A. Stephens, "EDF Statistics for Goodness of Fit and Some Comparisons". *Journal of the American Statistical Association*, 69, 347, 730, 1974.
- [131] D.A. Low, « gamma dose distribution evaluation tool », *Journal of Physics, Conference series* 250, 2010.
- [132] N. Smirnov, "Table for estimating the goodness of fit of empirical distributions". *Annals of Mathematical Statistics*, 19, 279, 1948.
- [133] E. Hellinger, "Neue Begründung der Theorie quadratischer Formen von unendlichvielen Veränderlichen", *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 136, 210, 1909.
- [134] J. Usher-Moga, S.M. Beach, L.A. DeWerd, "Spectroscopic output of 125I and 103Pd low dose rate brachytherapy sources", *Med Phys.*, 6(1), 270, 2009.
- [135] P. Sievers, J. Klammer, T. Michel, O. Hupe and G. Anton, "Improving the spectral resolution of a highly pixelated detector by applying a pixel-by-pixel energy calibration for investigating the spectral properties of the anode heel effect", *J. Instr.*, 7, 2012.
- [136] J. Daures J. Gouriou, J.M. Bordy, "Monte carlo determination of the conversion coefficients Hp(3)/Ka in a right cylinder phantom with penelope code. Comparison with "MCNP" simulations". *Radiation Protection Dosimetry*, 144(1-4), 37-42, 2011.
- [137] U. Ankerhold, "Catalogue of X-Ray spectra and their characteristic data", *PTB-Dos-34*, 2000
- [138] U. Ankerhold, R. Behrens, P. Ambrosi, "X-ray spectrometry of low energy photons for determining conversion coefficient", *Rad. Prot. Dos.*, 81, 4, 247, 1999.
- [139] M. Caon, G. Bibbo, J. Pattison, M. Bhat, "The effect on dose to computed tomography phantoms of varying the theoretical x-ray spectrum", *Med Phys.* 25(6):1021, 1998.

## Glossaire :

LNHB : Laboratoire National Henri Becquerel

LMD : Laboratoire de Métrologie de la Dose du LNHB

LNE : Laboratoire National de métrologie et d'Essais

CEA: Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives

NUCLEIDE : Bibliothèque des émissions alpha, X et gamma (Applet LARA)

LM2S : Laboratoire Modélisation, Simulation et Systèmes

RX MBE : Rayons X de Moyenne et Basses Energies

CT: Curiethérapie

$K_{\text{air}}$  : Kerma dans l'air (défini au 1.1.3.1)

$D_{\text{eau}}$  : Dose dans l'eau (définie au 1.1.3.2)

$k_e, k_{sc}, k_{att}$  : 3 des facteurs correctifs à appliquer à la mesure avec chambre à parois d'air (annexe 6)

$H_p(3)$ ,  $H^*(10)$  : grandeurs opérationnelles de radioprotection (cf. 1.1.3.4)

$\Lambda$  : Constante de débit de dose (définie au 1.2.3.2)

kVp : kiloVolt Peak (cf. 1.3.2)

Faisceau : Condition de rayonnement bien définie (cf. 1.3.3)

HT : Haute Tension (en kV)

CDA : Couche de Demi-Atténuation (cf. 1.3.3.4)

Emoy : Energie moyenne (cf. 1.3.3.6)

CCRI10, N20, CCRI25, CCRI50B, RQR6, CCRI100, RQR10 : qualités de faisceaux étudiées ici (cf 1.3.4.2)

SRS78, XCOMP5R : logiciels déterministes (cf. 2.1.1.1)

SpekCalc, TASMICS : logiciels semi déterministes (cf. 2.1.1.4)

MC : Calcul Monte-Carlo (cf. 2.1.2)

EGSnrc (BEAMnrc), MCNP5, MCNPX, GEANT4, PENELOPE : codes Monte-Carlo (cf. 2.1.2.3)

ARPEGE : Spectromètre basse énergie au germanium utilisé dans cette étude (cf. 2.2.1.5)

LYNX : Electronique CANBERRA associée à ARPEGE (cf. 2.2.1.4)



PX4 : Electronique AMPTEK

SOLEX : Source of Low Energy X-Rays (cf. 3.1.3)

ESRF : European Synchrotron Radiation Facility (Grenoble)

ID17 : ligne de lumière ID17 du synchrotron ESRF (cf. 3.1.4.2)

FWHM : Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur d'un pic en spectrométrie (cf. 3.2.1)

TM/TP : Temps de Montée/Temps de Plateau ou constantes de mise en forme (cf. 3.2.4.1)

PUR : Pile-Up Rejector, circuit de rejet d'empilement (cf. 3.2.5)

PUR Guard, FDISC, LT Trim : réglages électroniques du LYNX (cf. 3.2.5.3)

COLEGRAM : logiciel d'ajustement de spectre développé au LMA (cf. 3.4.3)

PAT : Pic d'Absorption Totale (cf. 3.5.2)

ZPA : Zone Partiellement Active (cf. 3.5.3.1)

PE : Pics d'Echappement (cf. 3.5.5)

Bosse n1, n2: Bosses liées aux diffusions Compton (cf. 3.5.6)

M0, M1, M2, M3 : modèles multiparamétriques de la réponse du détecteur (cf 3.6)

ZM : Zone Morte du cristal de Germanium (cf. 3.7.3.2)

Réponse  $\mathcal{R}$  : réponse du détecteur (cf. 4.1.1)

Projecteur : Estimation de la réponse du détecteur (cf. 4.1.2)

FR : fonction de réponse ou réponse impulsionnelle (cf. 4.4.2)

Stripping : méthode de correction des spectres (cf. 4.2.3)

Model fitting : méthode de correction de spectres (cf. 4.2.4)

ROOT : framework développé au CERN (cf. 4.2.4)

Inférence bayésienne : méthode de déconvolution (cf. 4.2.5)

SINBAD : Spectrométrie par Inférence Non paramétrique BAYésienne pour la Déconvolution (cf.4.2.5)

Filtre Al : filtration ajoutée autour du grain d'iode 125 (cf. 5.1.1)

Ag/Te : Rapport du pic  $K\alpha$  de l'argent sur le pic  $K\alpha$  du tellure (cf. 5.1.3.2)

$F_{KR}$  : facteur de conversion courant mesuré - kerma dans l'air (cf. 5.4.6.1)

$F_{DW}$  : facteur de conversion courant mesuré - dose dans l'eau (cf. 5.4.6.1)

## Annexes :

ANNEXE 1 : Principales applications des grains d'iode 125.....	170
ANNEXE 2 : Les références en curiethérapie LDR .....	171
ANNEXE 3 : Particularités du mammographe .....	174
ANNEXE 4 : Les références en RX MBE.....	175
ANNEXE 5: Comparatif des codes MCNP, EGS, PENELOPE et GEANT4 .....	176
ANNEXE 6 : Structure du code PENELOPE et réductions de variance .....	178
ANNEXE 7: Matériaux utilisés pour la source d'iode.....	180
ANNEXE 8 : Méthodes de mesures du spectre à haut flux .....	180
ANNEXE 9 : Données sur les sources étalons .....	185
ANNEXE 10 : Evolution du spectre selon la position du faisceau.....	186
ANNEXE 11 : Analyse des spectres de radionucléides (COLEGRAM) .....	187
ANNEXE 12 : Mesure du rendement à SOLEX .....	189
ANNEXE 13 : Valeurs expérimentales de rendement.....	190
ANNEXE 14 : Evolution de la portée des électrons et de l'atténuation des photons dans le germanium à différentes énergies .....	191
ANNEXE 15 : Paramètres de la traîne.....	192
ANNEXE 16 : Calcul de la Zone Partiellement Active (ZPA) .....	193
ANNEXE 17 : Paramètre du plateau .....	195
ANNEXE 18 : Paramètres des pics d'échappements .....	195
ANNEXE 19 : Paramètres de la bosse de diffusion n1 .....	196
ANNEXE 20 : Etude du modèle Hypermet pour $E < 13$ keV .....	198
ANNEXE 21 : Comparaison des réponses obtenues par simulation MC et par mesure.....	198
ANNEXE 22 : Modèles de la bosse de diffusion Compton dans le grain. ....	201
ANNEXE 23 : Les utilisations de SINBAD en spectrométrie gamma.....	202
ANNEXE 24 : Détermination spectrale de la constante de débit de dose.....	203
ANNEXE 25 : Vieillessement du tube à rayons X (bibliographie).....	205

## ANNEXE 1 : Principales applications des grains d'iode 125

Les trois principales applications des grains de curiethérapie à l'iode 125 sont les cancers gynécologiques (47 %), prostatiques (26 %), et du sein (12 %) en Europe [14]. Le tableau A-1 résume les caractéristiques des principaux radionucléides utilisés en curiethérapie LDR, caractérisé par une période courte, et une faible énergie moyenne. L'iode 125 est le radionucléide majoritairement utilisé en Europe, et il est concurrencé par le palladium 103 aux Etats-Unis.

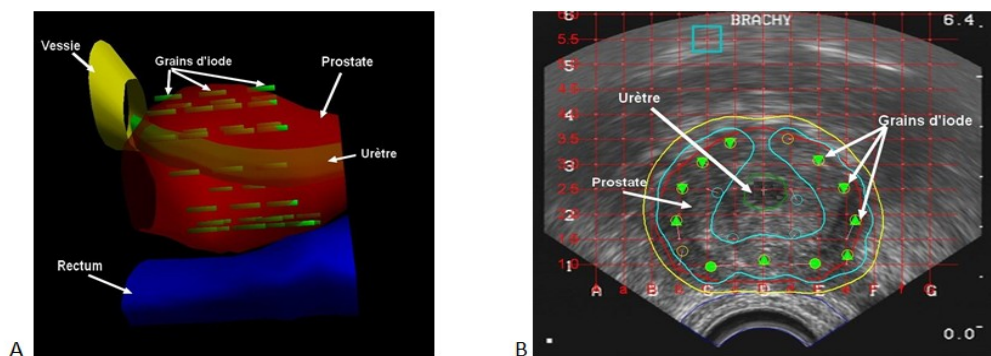
**Tableau A-1: Caractéristiques de 3 radionucléides utilisés en curiethérapie LDR.**

Radionucléide	Période $T_{1/2}$ [NUCLEIDE]	$E_{moyenne}$ (keV)	Mode de désintégration
103 Pd	16,991 jours	20,74	C.E et $\gamma$
106 Ru (106 Rh)	371,5 jours	39	$\beta$
<b>125 I</b>	<b>59,388 jours</b>	<b>28,37</b>	<b>C.E et <math>\gamma</math></b>

Les traitements des cancers de la prostate (implants permanents) et des cancers ophtalmiques (implants temporaires) seront décrits ici.

### ❖ Implants permanents : curiethérapie de la prostate

Pour le cancer de la prostate, 2,5 % des traitements étaient des curiethérapie en 2009 en France (et jusqu'à 30 % aux Etats-Unis en 2004), dont 80 % traités par curiethérapie dite « à bas débit de dose » ou « LDR (Low Dose Rate) », généralement avec des grains d'iode 125 [11]. En effet, de nombreuses études montrent une même efficacité que la chirurgie, mais moins d'effets secondaires. L'étude de L. Potters et al. a montré que le taux de survie sans récurrence biochimique à 7 ans pour des monothérapies était de 79 % pour la chirurgie (prostatectomie radicale), 77 % pour la radiothérapie externe, et 74 % pour l'implantation permanente de sources [13]. La curiethérapie prostatique repose sur la mise en place définitive de 40 à 100 grains d'iode 125 dans la prostate, comme illustré ci-dessous. La distribution spatiale des grains est calculée par le logiciel de calcul de dose (TPS) qui doit trouver un compromis entre la couverture du volume prostatique (prescription de 144 Gy à 95 % de la prostate minimum<sup>2</sup>) et épargner le plus possible les organes à risque (vessie, urètre). L'hospitalisation est courte (2 à 3 j) et les sources sont implantées de façon permanente car leur activité diminue rapidement.

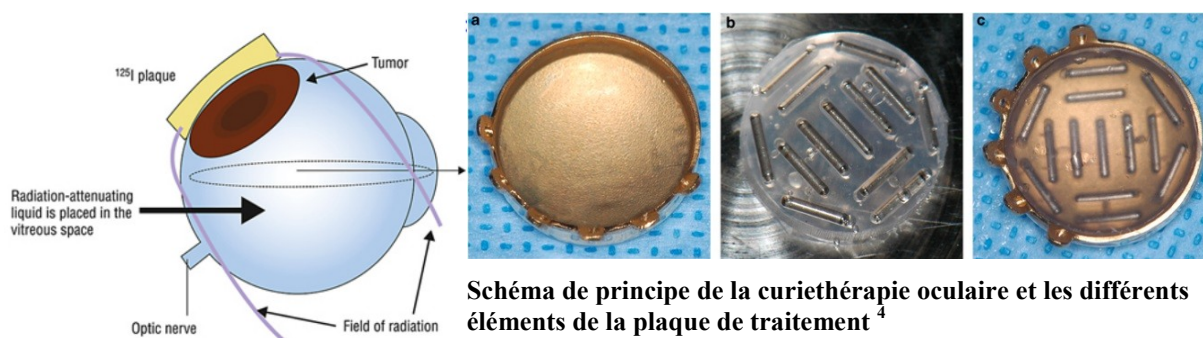


**Curithérapie de prostate [radiotherapie-tenon.aphp.fr]**

<sup>2</sup> J-J. Mazeron, Radiotherapy and Oncology 74, Issue 3, 223, 2005.

## ❖ Implants temporaires : curiethérapie par plaque

Parmi les tumeurs de l'œil, le mélanome de l'uvée (petite membrane au centre de l'œil) est la tumeur maligne la plus répandue chez l'adulte. L'un des traitements est la curiethérapie par plaque,



**Schéma de principe de la curiethérapie oculaire et les différents éléments de la plaque de traitement <sup>4</sup>**

qui consiste à fixer des plaques radioactives contenant de l'iode 125 (ou du ruthénium 106) [Maigne L., 2005] directement sur l'œil au plus près de la tumeur <sup>3</sup>. Le contrôle local de la tumeur est obtenu dans 95 % des cas, comme en protonthérapie <sup>4</sup>. L'intervention, sous anesthésie générale, dure environ 30 minutes. Ce traitement est également indiqué pour les rétinoblastomes <sup>5</sup>. Un disque en or (arrêtant les rayonnements émis vers l'extérieur) est choisi selon la taille de la tumeur (de 12 à 20 mm de diamètre, cf. figure ci-dessus a). Le physicien médical choisit le nombre de sources d'iode 125 adapté puis ces sources sont placées dans leurs emplacements dans l'autre moitié du disque (cf. b) qui peut alors être refermé rapidement grâce aux boucles et positionné sur la tumeur (cf c). La dose délivrée pour traiter ce type de tumeurs est très élevée (environ 400 Gy) pour dé-vasculariser la tumeur et doit être très localisée pour ne pas affecter les organes à risque (cristallin, nerf optique, glandes lacrymales). Par conséquent, les sources d'iode 125 utilisées sont très actives ( $\approx 800$  MBq) et doivent être étalonnées individuellement.

## ANNEXE 2 : Les références en curiethérapie LDR

Le LNHB a développé une double référence nationale en termes de débit de kerma dans l'air de référence et de débit de dose absorbée dans l'eau pour des grains d'<sup>125</sup>I de curiethérapie LDR. Etant donnée la faible énergie des rayonnements émis par les grains d'<sup>125</sup>I, la mesure du débit de kerma de référence dans l'air de ces sources a été basée sur l'utilisation d'une chambre d'ionisation à parois d'air, de géométrie torique. Bien que la dose absorbée dans l'eau soit la grandeur dosimétrique d'intérêt, les sources de curiethérapie sont toujours étalonnées en termes de débit de kerma dans l'air de référence. L'accès à une mesure directe de la dose absorbée au voisinage d'une source de curiethérapie (à 1 cm) permet de réduire l'incertitude de la dose délivrée à la tumeur. L'objectif est ainsi de réaliser une mesure directe de la dose absorbée dans l'eau au voisinage d'une source de curiethérapie LDR avec une incertitude type proche des standards de radiothérapie externe (3 à 5 %).

<sup>3</sup> L. Maigne, thèse, 2005.

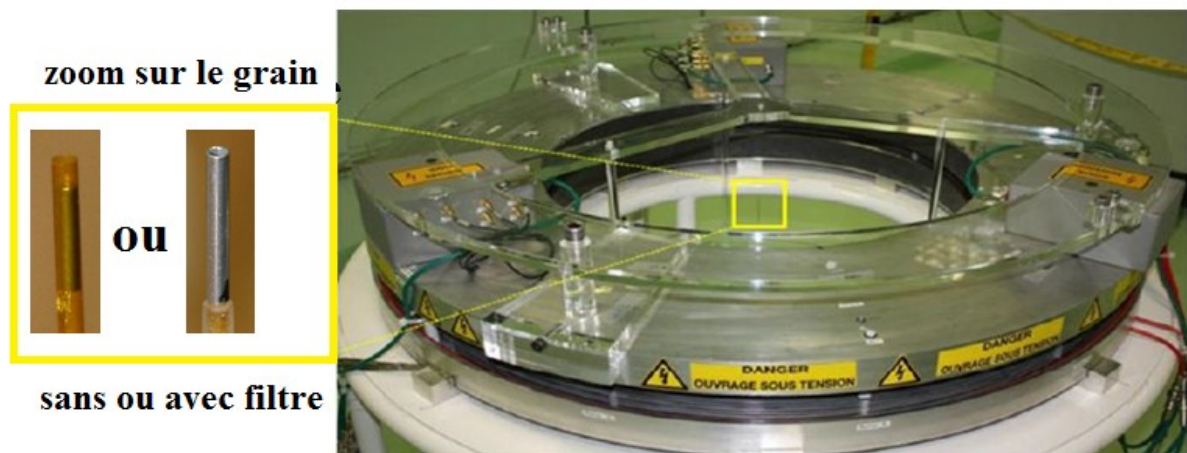
<sup>4</sup> Desjardins L et al., J. Fr. Ophtalmol.26, 3, 269, 2003.

<sup>5</sup> A. Balmer, L. Zografos, F. Munier, *Oncogene*, 25, 5341, 2006.

De plus, la double détermination en débits de kerma et de dose absorbée permettra de réduire les incertitudes associées aux valeurs tabulées des facteurs de conversion (dont la constante de débit de dose) du TG-43.

❖ **Chambre toroïdale en configuration kerma dans l'air**

La forme toroïdale de cette chambre innovante permet une détection sur 360° autour de la source dans le plan équatorial, ce qui élimine le besoin de faire tourner le grain sur lui-même. L'important volume de détection ainsi obtenu ( $\approx 1,5$  L, diamètre d'environ 1 m) permet la mesure d'un courant de l'ordre de  $1.10^{-12}$  A, proportionnel au débit de kerma, avec un rapport signal sur bruit  $SB > 100$ .



**Chambre toroïdale en configuration kerma dans l'air (grain avec ou sans filtre Al)**

Après positionnement du grain d'iode à l'intérieur d'un support en kapton situé au centre de la chambre toroïdale, la mesure ionométrique est réalisée en filtrant les photons d'énergie inférieure à 5 keV) par un tube en aluminium d'épaisseur 108  $\mu\text{m}$  ou 295  $\mu\text{m}$  (cf. figure ci-dessus). Le filtre en aluminium permet d'homogénéiser les conditions de mesure dans les laboratoires primaires (par exemple, le NIST utilise un filtre d'aluminium de 86,36  $\mu\text{m}^6$ ) Les rayonnements d'énergie inférieure à 5 keV (fluorescence du titane, raie XL de l'iode) sont supposés ne pas avoir de signification clinique <sup>7</sup>.

La détermination du kerma de référence dans l'air nécessite ensuite l'utilisation d'un facteur de conversion calculé par Monte-Carlo, noté  $F_K$ , permettant le passage de la configuration de mesure à la configuration de référence. Il correspond au rapport des énergies déposées obtenues dans chacune de ces deux configurations (référence, mesure) simulées [70]. Ainsi nous obtenons le kerma de référence dans l'air, coupé à 5 keV, avec la relation suivante :

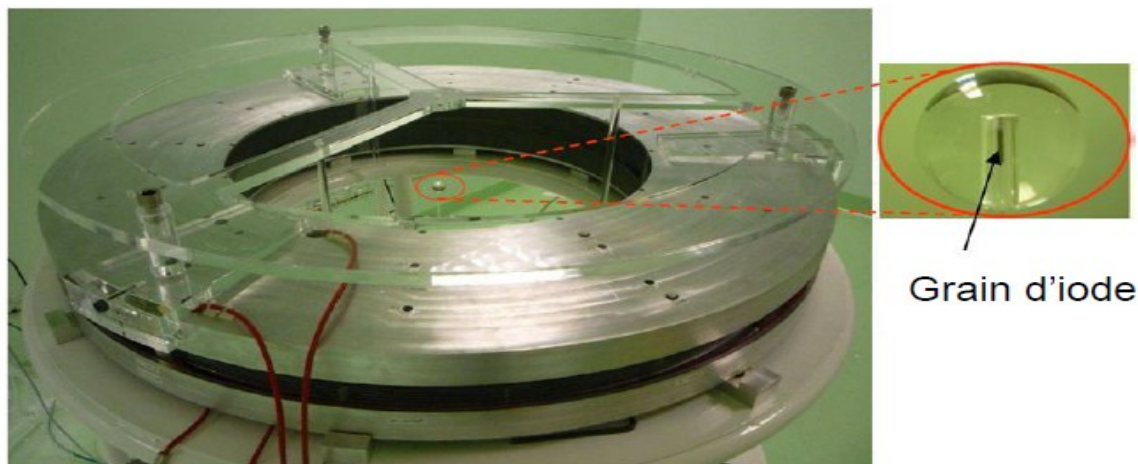
$$\dot{K}_{air, \delta=5keV} \left( 1 \text{ m}, \frac{\pi}{2} \right) = F_K \times \frac{W}{e} \times \frac{1}{m_{Vcollection}} \times Q$$

<sup>6</sup> S. M. Seltzer et al, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 108, 337, 2003.

<sup>7</sup> H. Kubo, Med. Phys., 12, 215, 1985.

❖ Chambre toroïdale en configuration dose absorbée dans l'eau

La référence en dose absorbée dans l'eau est définie dans un volume infinitésimal d'eau entouré d'eau et situé à 1 cm de la source, dans son plan équatorial. Afin de s'en approcher, la source d'iode est insérée au centre d'une sphère de PMMA (matériau équivalent-eau) de 1 cm de rayon, comme illustré ci-dessous.



**Chambre toroïdale en configuration 'dose dans l'eau' (dans le zoom : grain d'iode inséré dans une sphère de 1 cm de rayon en PMMA).**

La simulation Monte-Carlo permet à nouveau de prendre en compte les différences entre les conditions de référence et de mesure avec un facteur correctif  $F_{KD}$ , tel que :

$$\dot{D}_{eau, \delta=5keV} \left( 1 \text{ cm}, \frac{\pi}{2} \right) = F_{KD} \times \frac{W}{e} \times \frac{1}{m_{Vcollection}} \times Q$$

❖ Incertitudes associées aux références

Afin d'obtenir une incertitude sur le facteur de conversion global calculé par Monte-Carlo plusieurs codes ont été utilisés. Selon les codes utilisés (MCNP, PENELOPE, EGS), les facteurs de conversion globaux obtenus varient de quelques pour cent [70]. La valeur obtenue avec PENELOPE est jugée la plus fiable, et l'écart entre un calcul avec les 6 raies de l'iode pur ou un calcul avec les 11 raies (iode & argent) est de 0,35 % pour le  $F_{K,global}$ .

Pour la conversion en dose absorbée dans l'eau,  $F_{D,global}$ , la différence est plus marquée (0,46 %). De plus, si l'on ne coupe pas à 5 keV mais à 4,4 keV, des écarts jusqu'à 10 % peuvent apparaître sur des facteurs correctifs partiels entre PENELOPE et MCNP. Il convient donc de bien choisir la valeur de coupure 'arbitraire'.

Ces valeurs semblent faibles, mais elles ne sont pas négligeables dans les bilans d'incertitudes. En effet, le tableau ci-contre présente le budget d'incertitudes de la référence en kerma dans l'air. Les valeurs sont sensiblement égales en dose absorbée dans l'eau avec une incertitude totale de 1,6 % ( $k=1$ )<sup>8</sup>.

**Tableau A-2 : Budget d'incertitudes de la mesure de kerma dans l'air avec la chambre toroïdale<sup>7</sup>.**

	Type A %	Type B %
Courant, $I$	0,2	0,2
Facteur de conversion, $F_{K_0}$	0,2	1
$k_{Epaissur Al}$		0,2
$k_{rec}$		0,13
$k_{pol}$		0,1
$W/e$		0,0044
$k_{air}$		0,2
$V_{air}$		1
$d$		0,002
$u(K_{R,\delta})$ avec ou sans filtre d'Al	typiquement 1,5	

<sup>8</sup> I. Aubineau-Laniece, NT LNHB 12-11, 2012.



Des mesures spectrales sont donc souhaitables afin de réduire l'incertitude sur la teneur d'argent et valider le modèle de source utilisé dans les calculs Monte-Carlo.

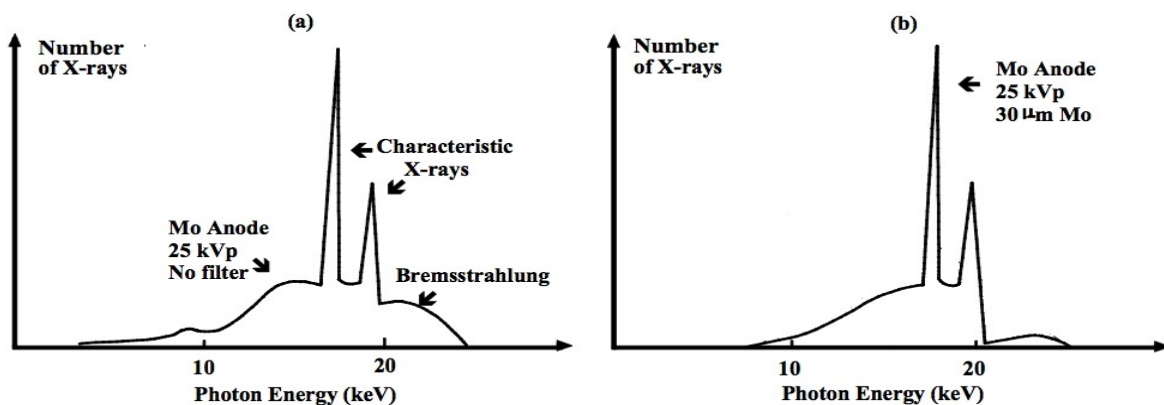
### ANNEXE 3 : Particularités du mammographe

Pour l'imagerie du sein, du fait des faibles variations de densité (< 5 %) entre les tissus sains et les tumeurs (calcifications de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ ), les tubes utilisés diffèrent des tubes classiques. Pour améliorer la résolution et le contraste des radiographies, il est nécessaire d'avoir une haute tension inférieure à 48 kV, des petits foyers (0,3 et 0,1 mm contre 0,6 à 1,2 mm habituellement), et un faible angle d'anode (entre 0° et 16°). Afin d'obtenir une résolution optimale, le spectre doit être monochromatique et de basse énergie, les meilleurs résolutions étant d'ailleurs obtenues sur synchrotron. Les générateurs de rayons X sont donc adaptés pour le faisceau émis quasi-monochromatique (avec des raies très intenses). Le matériau d'anode est alors souvent du molybdène ou du rhodium, qui émettent des raies  $X_K$  autour de 20 keV, comme décrit dans le tableau A-3.

Tableau A-3: Comparaison des propriétés de trois matériaux d'anode (W,Mo, Rh).

matériau	Z	T fusion (°C)	Seuil K (keV)	$E_{K\alpha}$ (keV)[LBL]	$E_{K\beta}$ (keV)[LBL]
Tungstène (W)	74	3407	69,53	59,318 & 57,981	67,152 & 69,121
Molybdène (Mo)	42	2617	20,00	17,443	19,647
Rhodium (Rh)	45	1963	23,22	20,167	22,778

Pour couper les hautes énergies, les faisceaux sont filtrés par le même matériau que l'anode, ce qui permet de réduire les hautes énergies du fait de l'augmentation brutale de l'atténuation au niveau du seuil d'absorption et de couper les basses énergies. La figure ci-dessous illustre ainsi les spectres en sortie de mammographe (anode Mo, 25 kV).



Spectre de mammographe (25 kV, anode Mo) : a/ sans filtration ; b/ ajout de 30  $\mu\text{m}$  Mo <sup>9</sup>

<sup>9</sup> K. Maher, Basic\_Physics\_of\_Digital\_Radiography, Wikibooks.



## ANNEXE 4 : Les références en RX MBE

Le LMD a développé des références en kerma dans l'air à l'aide de chambres à parois d'air, de différentes tailles selon la gamme d'énergie mesurée. Pour les traitements de radiothérapie, un calorimètre eau a été développé au LNHB afin de réduire les incertitudes associées aux protocoles actuels de passage kerma dans l'air /dose absorbée dans l'eau (AAPM, IAEA). Cette méthode, plus directe, permet d'obtenir des incertitudes plus faibles (< 1 % pour six faisceaux entre 80 et 300 kV), mais est actuellement en cours de validation internationale, avant de pouvoir être transférée aux utilisateurs.

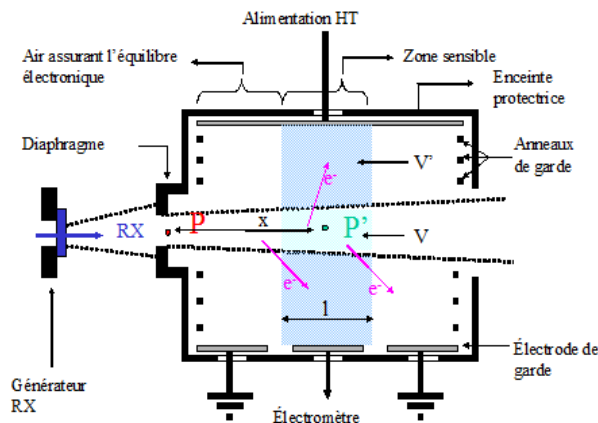


Chambre à parois d'air démontée (a), installée sur le banc du radiodiagnostic(b), et calorimètre-eau(c).

### ❖ Principe de la chambre d'ionisation à parois d'air

Parmi les détecteurs primaires, i.e. ne nécessitant pas d'étalonnage, la chambre d'ionisation à parois d'air utilise un volume de gaz (précisément connu) soumis à une différence de potentiel.

Comme schématisé sur la figure ci-dessous, le faisceau de photons X défini par le diaphragme traverse la chambre à égale distance des deux plaques (en gris). Les photons incidents, lors de leurs interactions avec l'air, génèrent des électrons secondaires qui à leur tour créent des ionisations le long de leur parcours. L'application d'une différence de potentiel (HT) entre les plaques permet la collection, par l'électrode de mesure via un électromètre (au centre en bas), des charges de même



signe créées dans le volume de collection  $V'$  (en bleu qui inclut le volume d'interaction en vert  $V$ ). La chambre est dimensionnée de telle sorte que toutes les ionisations localisées hors de  $V'$  mais dues à des électrons secondaires générés dans  $V$  soient compensées par des ionisations ayant lieu dans  $V'$  mais dues à des électrons secondaires générés hors de  $V$  (i.e. que les dimensions de la chambre sont telles que l'équilibre électronique règne dans la chambre).

### Schéma de principe d'une chambre à parois d'air

La mesure du kerma est alors liée aux caractéristiques physiques de la chambre (dimensions du volume cible), du milieu ambiant (température, pression et hygrométrie) et aux grandeurs physiques mesurables (charge), suivant la relation suivante :

$$K_{\text{air}} = \frac{Q}{\rho \cdot V} \cdot \frac{W_{\text{air}}}{e} \cdot \frac{1}{(1 - g_{\text{air}})} \cdot \prod k_i$$

où :  $Q$  est la charge mesurée en coulomb (C)

$V$  est le volume de mesure ( $\text{m}^3$ )

$\rho$  est la masse volumique de l'air à 20 °C et 1013,25 hPa (1,20479 kg.m<sup>-3</sup>)

$W_{air/e} = 33,97 \text{ J.C}^{-1}$  est l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire e-/trou dans l'air divisée par la charge de l'électron,

$g$  est la fraction d'énergie perdue par rayonnement de freinage (ici  $g \approx 0$ )

$\Pi k_i$  est le produit des facteurs de correction à appliquer.

#### ❖ Facteurs correctifs

Ce dosimètre étant primaire, seuls un certain nombre de facteurs correctifs doivent être appliqués à la mesure. Un certain nombre de ces facteurs sont climatiques (température  $k_T$ , pression  $k_p$ , humidité  $k_h$ ), d'autres doivent être déterminés expérimentalement (polarisation  $k_{pol}$ , recombinaison  $k_s$ ...) et un petit nombre doivent être calculés par simulation Monte-Carlo pour chaque faisceau ( $k_{dia}$ ,  $k_{sc}$ ,  $k_e$ ). En réalité, ces facteurs sont calculés pour de nombreuses énergies monochromatiques, puis pondérés par la distribution spectrale calculée par méthodes Monte-Carlo. Une validation expérimentale de ces spectres et donc de ces coefficients, serait souhaitable.

$$\Pi k_i = \underbrace{k_{sc} \cdot k_e \cdot k_{dia} \cdot k_a \cdot k_s \cdot k_d \cdot k_{pol} \cdot k_{tp}}_{\text{Simulation Monte Carlo}} \cdot \underbrace{k_h \cdot k_T \cdot k_p}_{\text{Climatiques}}$$

Le facteur  $k_{dia}$  permet de corriger de la contribution du diaphragme. Le facteur  $k_{sc}$  est le facteur correctif des charges créées par les particules secondaires dans le volume de collection. Ces charges issues d'une diffusion (air, collimateur) ne rentrent pas dans le calcul du kerma. Ce facteur chute brutalement en basses énergies et devient inférieur à 0,99 pour  $E < 20 \text{ keV}$ . Le facteur  $k_e$  est le facteur qui corrige la perte de charge associée aux électrons qui n'ont pas dissipé toute leur énergie dans le volume  $V$  de référence, et est égal à 1 pour des énergies inférieures à 80 keV.

#### ❖ Incertitudes

Ces coefficients représentent à l'heure actuelle une part non négligeable du bilan d'incertitude associé aux étalonnages en kerma dans l'air (0,19 % pour les deux derniers facteurs sur une incertitude totale à 0,31 % et sur le coefficient d'étalonnage à 0,40 % en kerma dans l'air). Pour les références, un certain nombre de facteurs correctifs sont nécessaires, et selon la méthode de calcul du spectre envisagée, par codes Monte-Carlo (PENELOPE ou MCNPX), ou simulations déterministes (XCOMP5, SpekCalc), ceux-ci peuvent varier. Une mesure expérimentale est donc nécessaire pour retenir un spectre et diminuer les incertitudes.

## ANNEXE 5: Comparatif des codes MCNP, EGS, PENELOPE et GEANT4

Pour illustrer les différences entre photons et électrons, une moyenne de 5000 interactions (sur 150  $\mu\text{m}$ ) est nécessaire à un électron de 100 keV pour céder toute son énergie dans l'eau. En comparaison, des photons de même énergie ont une portée dans l'eau de 5 cm. Afin de garder des temps de calcul raisonnables, des techniques dites d'histoire condensée [25] permettent de transporter les électrons en regroupant leurs interactions à l'aide des théories de diffusions multiples et des tables de pouvoir d'arrêt.

**Tableau A-4 : Comparatif des 4 codes utilisés dans cette étude.**

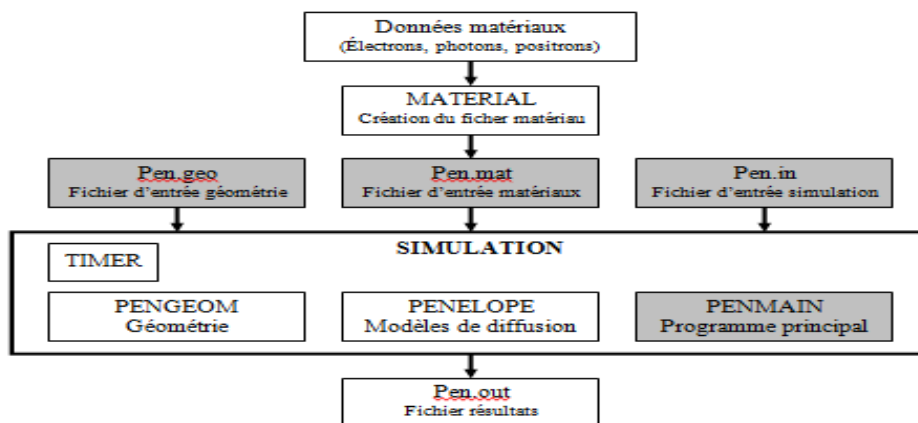
code	MCNP (MCNPX)	EGSnrc (BEAMnrc)	PENELOPE	GEANT4 (GATE)
Ref. principale	[64]	[65]	[67]	[68]
Année de création	~1940 (1994)	~1980	1995	~2001 (2004)
Classe	I (II pour les versions récentes)	II	II	II
code	FORTRAN	MORTRAN (EGS) ; C++ pour egsp	FORTRAN C (PENELOPE MPI)	C++
Accès au code source	Non (sur demande au RSICC)	oui	oui	oui
Version disponible au LMD	MCNP v 5.1.40 MCNPX v 2.5.0	BEAMnrc(2013) EGSnrc v4-r2-4-0	PENELOPE 2006 +PENELOPE MPI parallèle (2.52)	Geant 4.6.9 (LMA)
Parallélisée?	oui	oui	Oui (non officielle)	oui
Particules traitées	<b>Photons &amp; neutrons à l'origine</b>  + <b>électrons</b> , positrons, alpha, protons dès 1990	<b>Photons (MeV)</b> , électrons  positrons	Photons, <b>électrons</b>  positrons	Photons, neutrons, électrons, positrons, alpha, <b>protons, ions, Haute énergies</b>
Gamme d'énergie (photons, e-)	1 keV -1 GeV  Jusqu'à 60 GeV pour les neutrons	1 keV – 1 GeV	50 eV-1 GeV	250 eV -100 GeV
Bibliothèques de sections efficaces  -photons  -electrons	Pour MCNP5.1 : MCNPLIB04 (EPDL97 [33] et ENDF-201 [34] )  EL03 pour les electrons [35]	Photons: EDPL97 [33] and XCOM [36]  NIST-ESTAR [37], algorithme PRESTA-II pour les electrons [38]	Pour PENELOPE 2006 : XCOM [36];EPDL [33]  NIST-ESTAR [37] & ICRU [39] et un algorithme dédié [40]	Modèle Livermore: EPDL97 (photons) [33],  EEDL(electron) [41] EADL (fluorescence and Auger)[42]  modèle PENELOPE : Seltzer and Berger [35]
Fluorescence  = relaxation atomique	12<Z<19-> 1 (K $\alpha$ )  20<Z<30 -> 3 raies  31<Z<36 ->4 raies dt 1 raie L  12<Z<19 ->5 raies dont <b>1 raie L</b>  (depuis MCNP6 K L,M)	Transitions  K, L, M, N	Transitions  K, L, M, N	Transitions  K, L, M, N  Données de Scofield [43]

Ainsi, les algorithmes de « classe I » regroupent ou « condensent » toutes les interactions d'un même type et calculent l'énergie globale perdue en un pas en supposant que la perte d'énergie de

l'électron est continue le long de sa trajectoire (Continuous Slowing Down Approximation – CSDA). En revanche, les algorithmes dits de « classe II » ou « semi-analogues » ou « mixtes » séparent les interactions « catastrophiques » (« hard events»), des autres (« soft events »), qui sont regroupées et dont la contribution est calculée à partir du CSDA sans création de particules secondaires. Les interactions « catastrophiques » présentant soit une perte d'énergie soit un changement de direction supérieur au seuil de coupure, sont suivies de façon détaillée (événement par événement) et peuvent générer des particules secondaires (électrons et photons). Les algorithmes de classe II sont donc plus précis, en particulier aux interfaces des matériaux. En effet, la plupart des codes de classe I se réfèrent à la théorie de Molière (1949) pour les diffusions multiples [44], alors que les codes de classe II bénéficient de travaux menés dans les années 90 par Kawrakow et al. [38], Salvat et al. [40].

## ANNEXE 6 : Structure du code PENELOPE et réductions de variance

Le code PENELOPE repose sur un programme principal nommé PENMAIN, qui va faire appel aux différentes routines de calcul mentionnées sur l'organigramme ci-dessous, tiré de [61]. Un sous module appelé PENGEOM sert à coupler le programme PENMAIN à la géométrie (entrée par l'utilisateur) et le fichier PENELOPE contient les sous-programmes permettant de décrire le modèle physique, à l'aide de trois fichiers d'entrée pour gérer les paramètres de simulation (.in), la géométrie (.geo) et les sections efficaces (.mat). La visualisation de la géométrie se fait à l'aide d'outils comme GVIEW.



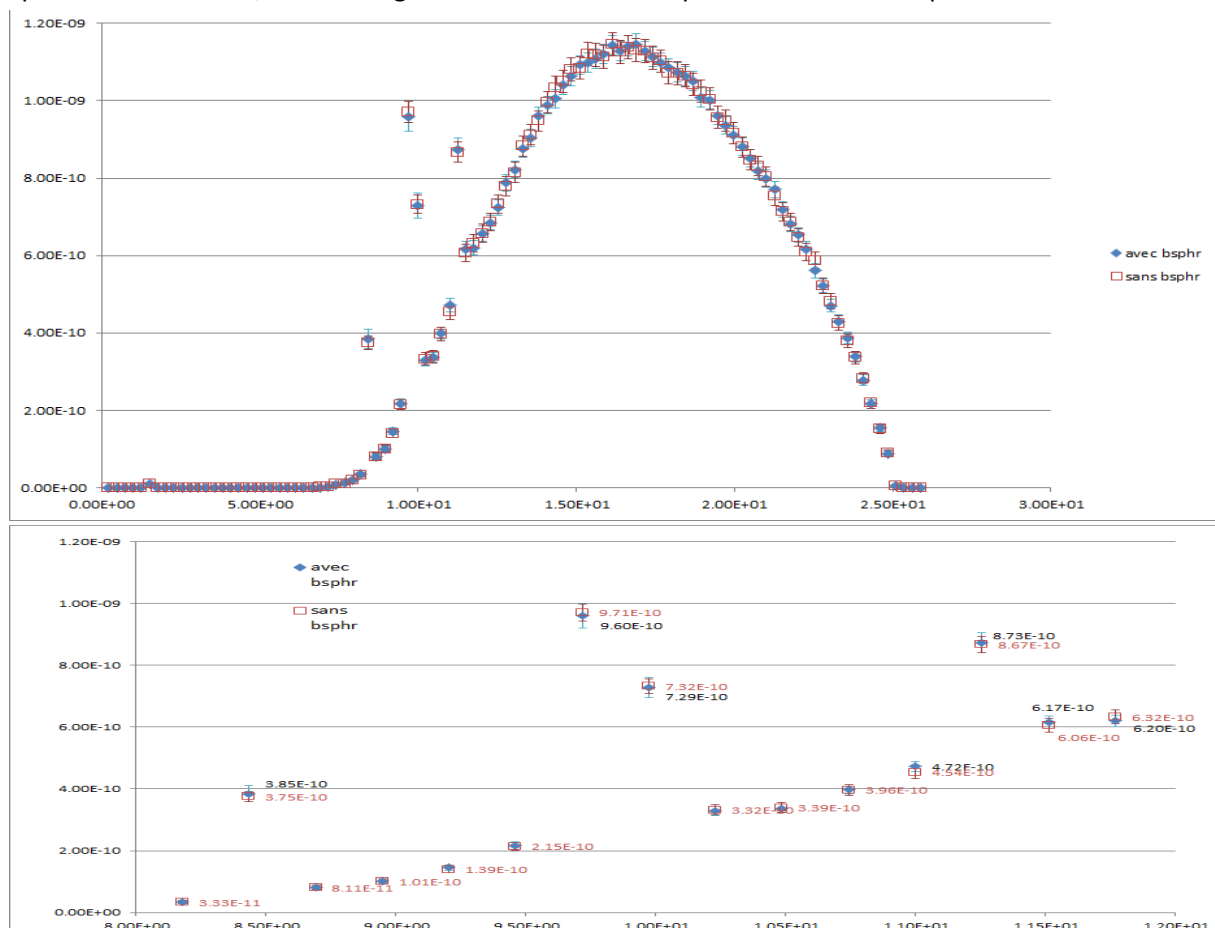
Structure de PENELOPE-2006 [61]

Le programme principal PENMAIN effectue le contrôle de la géométrie ainsi que le contrôle des paramètres physiques des particules. Il réalise également le stockage des valeurs d'intérêts (.out). Il est à noter que ce programme est accessible à l'utilisateur et autorise l'apport de modification afin de résoudre un problème donné. Cela a été fort utile pour la source d'iode, comme nous le détaillerons plus tard. De plus, l'existence d'une version parallélisée de PENELOPE 2006 (non officielle) au laboratoire [52] permet de répartir les calculs sur 16 (voire 32) CPU sur le cluster du LNHB. *Penmain\_mpi* permet une exécution de la modélisation en mode parallèle grâce à l'utilisation de la librairie parallèle MPI (message passing interface) et d'un générateur de nombres aléatoires parallèle spécifique.

Ici, nous évoquerons les méthodes implémentées dans PENELOPE MPI, et pas forcément dans la distribution standard. Pour les tubes à rayons X, les processus de création de photons sont d'autant moins probables que l'énergie est basse et le point d'intérêt est un petit volume localisé à 0,50 m ou 1,20 m du foyer (ce qui réduit l'angle solide de détection). Il est alors possible :

- d'éliminer les électrons ou d'absorber leur énergie localement (en changeant les paramètres physiques),
- d'augmenter la population des photons dans le champ d'irradiation en arrêtant de suivre une certaine proportion de particules qui sortent du champ (méthode de la « roulette russe ») et en divisant les particules créées en plusieurs particules de poids moindre (méthode par « splitting »),
- d'utiliser les propriétés de symétrie axiale de la géométrie pour faire du « splitting rotatif » (très utilisé par les accélérateurs de radiothérapie, cette méthode ne peut être utilisée sur les tubes à rayons X, à cause de l'asymétrie du profil lié à l'effet talon d'anode),
- d'accroître la probabilité d'occurrence du bremsstrahlung dans l'anode, ou « interaction forcée » (IFORCE) en diminuant la valeur du libre parcours moyen des électrons,
- ou encore de forcer la direction d'une interaction (dans un cône d'émission ou en direction d'un body détecteur).

Cette méthode a été étudiée pour les tubes à rayons X (options FBREM et BSPHR, uniquement dans PENMAIN\_MPI) afin de forcer à la fois le bremsstrahlung et les photons de fluorescence vers une sphère de détection, tout en augmentant le nombre de photons créés à chaque interaction.



**Faisceau CCRI25 calculé avec (en bleu) et sans (en rouge) la réduction de variance BSPHR (en haut : spectre entier ; en bas : zoom sur la zone [8-12 keV]).**

BSPHR, qui correspond à une méthode de « splitting », vise à augmenter la probabilité d'émission des photons (de freinage et de fluorescence) dans la direction d'une sphère de centre (X0,Y0,Z0) et de rayon R. Des essais avec et sans BSPHR (force=10) ont été menés pour vérification (faisceau CCRI25) dont les résultats figurent sur le graphique précédent.

Une méthode assez similaire se retrouve également dans BEAMnrc, sous le nom « DBS » (Directional Bremsstrahlung Splitting) [53]. Celle-ci permet d'augmenter l'efficacité de conversion des électrons du tube à rayons X en photons dans une direction d'émission donnée et permet donc un gain de temps important avec EGS.

## ANNEXE 7: Matériaux utilisés pour la source d'iode

Le code PENELOPE possède une grande base de données de matériaux de base ainsi que certains composés et permet de créer des matériaux complexes par combinaison. Les matériaux utilisés ici sont l'or pur (24 carats,  $\rho=19,32 \text{ g.cm}^{-3}$ ), le titane ( $\rho=4,54 \text{ g.cm}^{-3}$ ), l'air sec ( $\rho=0,0012048 \text{ g.cm}^{-3}$ ) et le kapton (mat 180,  $\rho=1,42 \text{ g.cm}^{-3}$ ) pour l'intérieur de la source. Le support en kapton et le filtre en aluminium (filtrant les basses énergies) sont également intégrés dans ce modèle. Parmi les matériaux employés dans le modèle numérique de la source Bebig, seule l'alumine et l'aluminium ne sont pas disponibles ou ne conviennent pas comme éléments. En effet, bien que pendbase dispose d'un matériau  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (mat 106), sa masse volumique ne convient pas ( $\rho = 3,97 \text{ g.cm}^{-3}$  contre  $2,88 \text{ g.cm}^{-3}$  dans le TG-43). La liste des matériaux utilisés, leur composition et leur masse volumique est donnée dans le tableau A-5.

Tableau A-5: matériaux utilisés dans PENELOPE pour la source d'iode

zone	matériau	Ref pendbase	composants	Nombre atome/molécules	$\rho \text{ (g.cm}^{-3}\text{)}$
Marqueur	Au (pur)	79			19,32
Capsule	Ti (pur)	22			4,54
Céramique	$\text{Al}_2\text{O}_3$		O Al	3 2	2,88
Support	Kapton polyamide film	180	H C N O	10 22 2 5	1,42
Filtre	Alliage Alu7050		Al Si Mn Fe Cu Zn	1 $2,90 \cdot 10^{-3}$ $2,47 \cdot 10^{-4}$ $1,94 \cdot 10^{-3}$ $2,13 \cdot 10^{-4}$ $4,15 \cdot 10^{-4}$	2,70
Air	Air (sec)	104	C N O Ar	$1,9110^{-4}$ 1,00 $2,6910^{-1}$ $5,9510^{-3}$	0,001205

## ANNEXE 8 : Méthodes de mesures du spectre à haut flux

Les tubes à rayons X sont des sources de pouvant atteindre des débits de fluence particulières supérieurs à  $10^9 \text{ photons.s}^{-1}.\text{mm}^{-2}$ ). Il existe deux grandes méthodes pour remonter à la distribution

en énergie émise par une source de rayons X: l'analyse dispersive en longueur d'onde (WDX), avec un monochromateur ou l'analyse dispersive en énergie (EDX). De plus en EDX, il est possible de mesurer le faisceau direct ou primaire (spectrométrie directe), un spectre atténué par diverses épaisseurs de matériau ou un spectre diffusé (spectrométrie Compton). Les deux derniers cas nécessitent alors de reconstruire le spectre primaire a posteriori.

#### ❖ Analyse dispersive en longueur d'onde (WDX)

L'analyse dispersive en longueur d'onde (WDX) consiste à séparer les longueurs d'ondes à l'aide d'un cristal analyseur (de type LiF ou Quartz) dont la maille cristalline sert de réseau de Bragg. On peut ainsi séparer les longueurs d'ondes et les compter à l'aide d'un compteur proportionnel (les ionisations produites dans le gaz génèrent un courant proportionnel à l'énergie des photons) ou d'un scintillateur (un matériau comme le NaI convertit les rayons X en un faible faisceau de lumière visible, qui est amplifié dans un tube photomultiplicateur pour donner un courant mesurable). Le faible rendement de cette méthode (réflectivité sur le cristal, rendement du détecteur et limitations électroniques) permet ici de réduire le flux incident. Les inconvénients de la méthode WDX sont les réflexions parasites d'ordre supérieur, et les limitations en gamme d'énergie selon les cristaux disponibles. De telles méthodes sont toujours employées, notamment pour déterminer le kiloVolt peak (kVp) du tube ou en mammographie où les flux rencontrés sont particulièrement importants. Le NIST a ainsi développé un spectromètre dit de Deslattes, basé sur un cristal courbé de quartz Si(111), un écran scintillateur et un détecteur CCD (Charge Coupled Device)[80].

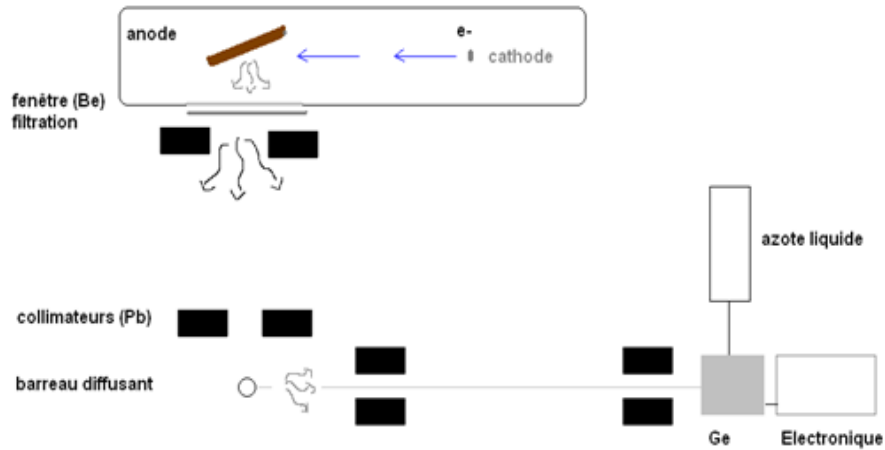
La seconde technique, EDX, consiste à analyser tout le spectre en une seule fois, en triant les impulsions mesurées par un spectromètre à semi-conducteur. Les interactions entre les rayons X et la matière génèrent des paires électron-trou, qui migrent sous l'effet du champ électrique de polarisation. Le signal de sortie du détecteur est une suite d'impulsions de courant dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie du photon incident. Le fonctionnement détaillé de l'électronique permettant ensuite de convertir ces impulsions en un histogramme du nombre de photons par pas en énergie sera détaillé au chapitre 2. Cette méthode est plus rapide à mettre en place et fonctionne sur une plus grande gamme d'énergies, mais est plus sensible aux hauts flux qui déforment le spectre, ainsi qu'aux déformations induites par le détecteur (échappement, fond...). Enfin la résolution est plus faible et ne permet pas toujours de séparer les raies. Cette méthode est cependant moins lourde, car il suffit de placer un spectromètre dans le faisceau pour le mesurer.

Dans cette étude, la méthode par dispersion en énergie a été retenue, bien que cela implique de gérer les hauts flux de photons incidents sur le détecteur.

#### ❖ Spectrométrie Compton

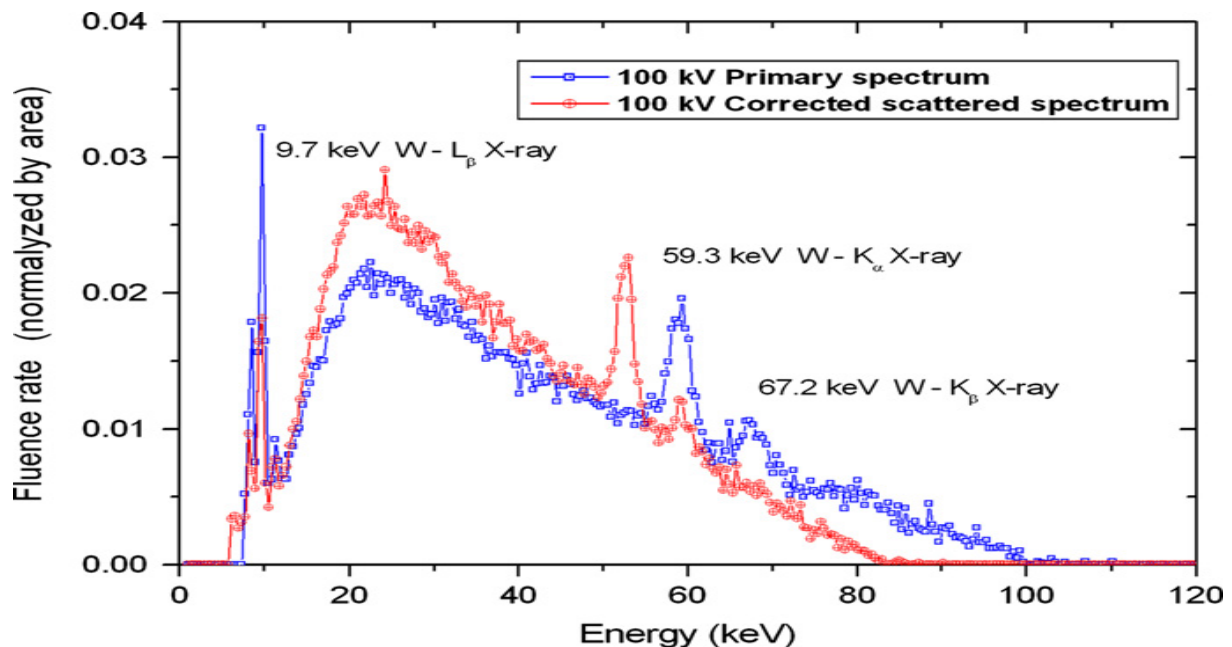
La deuxième méthode permettant de réaliser une chute importante du nombre de photons incidents est la mesure du spectre hors faisceau, en mesurant le diffusé produit par un matériau placé dans le champ. On peut alors ajuster le flux selon la nature du matériau diffusant et son volume. La 1<sup>ère</sup> équipe à proposer un spectromètre germanium limitant le flux par diffusion Compton sur un fin barreau de matériau léger, pour des tubes X médicaux, est l'équipe canadienne de M. Yaffe, K. W. Taylor et H.E Johns en 1976, suivant une méthode proposée par T. Fewell et K. Weather en 1974.





**Schéma de principe d'un spectromètre Compton**

Le matériau diffusant doit avoir un faible numéro atomique, peu d'impuretés (entraînant l'émission de raies de fluorescence) et ne doit pas trop élargir le spectre par effet Compton. Pour ces raisons, le graphite et le mylar ont vite été oubliés au profit du PMMA (ou Lucite,  $\rho = 1,179 \text{ g.cm}^{-3}$ , formule :  $\text{C}_2\text{O}_2\text{H}_8$ ). Dans le montage le plus courant [60], un barreau de lucite (PMMA) de diamètre 2 mm est placé dans le faisceau collimaté, à une distance de plusieurs dizaines de centimètres. Les interactions dans le barreau de Lucite vont créer un spectre 'secondaire' qui sera détecté par un détecteur à semi-conducteur (Germanium), collimaté et refroidi. Ce spectre secondaire nécessite de nombreuses corrections, car il est décalé vers les basses énergies, et est moins bien résolu qu'un spectre direct, comme illustré ci-dessus :



**Spectre obtenu par spectrométrie Compton (en rouge), et après corrections<sup>10</sup>(en bleu).**

<sup>10</sup> A.A. Vieira et al., Applied Radiation and Isotopes, 69, 350, 2011.

Les inconvénients de ce système sont les suivants :

-sa sensibilité en angle : le décalage en énergie est relié à l'angle de diffusion ( $\theta$ ) par la formule :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E(1 - \cos(\theta))}{mc^2}}$$

Cet angle doit être connu avec précision, et il est difficile à mesurer. Cet effet, appelé « décalage Compton » décale le spectre vers les basses énergies, et complique l'évaluation de l'énergie maximum du spectre, noté kVp.

-l'encombrement d'un tel système, avec un refroidissement à l'azote liquide, le rend impropre à un usage en milieu hospitalier, mais peut être utilisé en laboratoire ou au BIPM.

-son coût n'est pas négligeable, car il nécessite un spectromètre et son électronique, en particulier avec un détecteur de type germanium.

-l'alignement est critique, car le détecteur est collimaté.

Enfin, les spectres publiés mettent en évidence un élargissement du spectre, bien visible sur les raies de fluorescence de l'anode. On obtient une largeur à mi-hauteur à 100 keV supérieure à 1,5 keV avec en matériau diffusant le PMMA et un détecteur en germanium. Divers phénomènes contribuent à cet élargissement :

- 1) la résolution du détecteur, qui est de l'ordre de 400 eV à 60 keV et de 500 eV à 100 keV pour un germanium refroidi.
- 2) la géométrie de mesure fait que des photons incidents mono-énergétiques diffusant sous différents angles peuvent être détectés, ce qui conduit à un élargissement du spectre. Même pour une ouverture faible de 2°, un élargissement de 700 eV peut être observé.
- 3) le matériau diffusant, les électrons en mouvement vont, par effet Doppler, décaler la longueur d'onde (et donc l'énergie) du photon incident. Ce terme est appelé « élargissement Compton ».

Une méthode de reconstruction du spectre émis (primaire) à partir du spectre diffusé (mesuré) est nécessaire. La 1<sup>ère</sup> méthode, mise au point par M. Yaffe *et al.*, comporte 4 étapes (du détecteur vers la source) [59] :

- correction du temps mort avec un compteur pour garder l'aspect quantitatif

- soustraction d'un spectre de fond (radioactivité naturelle et surtout diffusion dans l'air), mesuré avec source sans élément diffusant. Cette correction est très faible aux basses énergies, mais peut valoir quelques pour cent au-delà de 80 keV.

- corrections quantitatives (rendement) et qualitatives (échappements, diffusions, fond...) de la réponse du détecteur à partir d'un calcul itératif prenant en compte une matrice de réponse extrapolée entre 5 points entre 8,6 et 140 keV. L'élargissement gaussien est considéré comme négligeable (avec une FWHM de 0,8 keV à 140 keV)

- corrections dues au système diffusant (décalage et atténuation dus à la diffusion Compton).

Avec un détecteur au germanium, M. Yaffe *et al.* ont obtenu un bon accord (à 5 %) sur le spectre et un peu mieux sur la CDA calculée à partir de l'exposition. Leur système est facile à utiliser (temps d'installation ~20 min) et transportable mais nécessite de nombreuses corrections [79].

En 1987, G. Matscheko et R. Ribberfors ajoutent à ces travaux la correction de l'élargissement Compton et la généralisation de la formule de Klein-Nishina pour une source poly-énergétique<sup>11</sup>.

Enfin, seule la formule de Klein-Nishina étant prise en compte, la diffusion cohérente n'est pas considérée. Or d'après Matschenko *et al.*, cela n'est pas négligeable pour des énergies inférieures à 30 keV et pour un matériau diffusant de faible numéro atomique (PMMA). La diffusion cohérente

---

<sup>11</sup> G. Matscheko, R. Ribberfors, R., Phys. Med. Biol. 32 (5), 577, 1987.

(Rayleigh) devient même prépondérante sur la diffusion incohérente (Compton) en deçà de 7 keV. Donc cette technique n'est utilisable que pour des faisceaux d'énergie supérieure à 40 keV pour lesquels un bon accord sur le fond des spectres est obtenu, malgré des raies plus larges avec cette méthode qu'avec des mesures directes (à 4 m et corrigées de l'atténuation). Cela peut poser problème pour des faisceaux de basses énergies peu filtrés, ou pour les faisceaux d'un mammographe. Il est alors nécessaire de corriger de la diffusion cohérente, sous peine de changer l'énergie moyenne du spectre. Les photons qui subissent une diffusion cohérente ne perdent pas d'énergie. Or, la méthode précédente estime que tous les photons du spectre ont été diffusés à 90° et par conséquent ajoute à leur énergie le décalage Compton (1,8 keV à 30 keV). Ainsi, l'énergie moyenne du spectre « corrigé » est surestimée. D'après une étude récente [61], pour un mammographe, le pourcentage diffusion cohérente/nombre de diffusions à 90° varie entre 15 et 20 %. Ils proposent donc d'ajouter une correction de la diffusion cohérente d'après les données du NIST.

Il est à noter que les diffusions multiples ne sont pas considérées dans ces modèles. Des calculs Monte-Carlo [62] ont en effet montré que les diffusions multiples sont négligeables pour un matériau diffusant de faible numéro atomique et de faible épaisseur (diamètre > 5mm).

La dernière méthode en date propose de corriger des différences entre spectre diffusé et primaire ainsi que de la réponse du détecteur par calculs Monte-Carlo (code ROSI) [63].

Un tel système avec un détecteur germanium est très encombrant et donc peu adapté à un environnement clinique. De plus, la résolution est moins bonne qu'une mesure directe. Enfin, les corrections à apporter sont nombreuses, en particulier à basse énergie, ce qui rajoute une source d'incertitude sur le spectre par rapport à une mesure directe.

#### ❖ Spectrométrie directe à haut débit de fluence

La technique standard de mesure du spectre émis est la mesure dispersive en énergie, avec un détecteur à semi-conducteur. Or ceux-ci sont limités en termes de flux par leur électronique. Les électroniques standard produisent des spectres déformés à partir de  $10^4$  à  $10^5$  coups /s. Il existe diverses méthodes pour réduire le flux incident sur le détecteur :

- l'utilisation d'un détecteur pixellisé de petites dimensions (type TIMEPIX, MEDIPIX) permet de faire des mesures sans collimation, mais il faut ensuite corriger des interactions dans les zones arrières (fluorescences parasites) et de la multiplicité du signal qui se répartit sur les pixels voisins. De plus, ce système est limité en rendement par l'épaisseur du détecteur (300  $\mu\text{m}$  en général), ce qui fixe une limite haute en énergie de l'ordre de 100 keV [83]. Pour toutes ces raisons, un tel détecteur n'est pas retenu pour cette étude.

- l'utilisation d'un collimateur 'pinhole' permet de réduire la surface du détecteur exposée, mais ensuite l'alignement entre la source et le collimateur devient critique. Cette méthode sera préférée. L'importance des déformations induites par les interactions dans le collimateur doit être évaluée. Il est également possible de diminuer l'angle solide en éloignant le détecteur de la source (loi inverse carrée). Plusieurs mètres sont parfois nécessaires pour atteindre une réduction de plusieurs ordres de grandeurs. Cela est possible en laboratoire mais déconseillé pour les faisceaux de très basses énergies car l'épaisseur d'air va filtrer le spectre et ainsi le déformer. Si cela est possible, la diminution de l'intensité sur la cathode permet de jouer sur l'intensité sans modifier la forme du spectre avec une haute tension très stable. C'est le cas pour nos tubes X entre 0,2 mA et 20 mA.

En conclusion, à l'aide de mesures indirectes, par transmission du faisceau dans des fantômes spécifiques, ou mesure du faisceau diffusé, il est possible de limiter les problèmes liés au haut débit de fluence. Mais le travail se reporte alors sur les traitements mathématiques nécessaires pour remonter au spectre du faisceau primaire [58]. Par conséquent, une méthode directe a été préférée ici, en utilisant des semi-conducteurs, et en adaptant les conditions de mesure.

## ANNEXE 9 : Données sur les sources étalons

Les caractéristiques principales de 4 sources étalons sont données dans le tableau ci-dessous. Les sources ont été étalonnées en termes d'activité intrinsèque, il faut donc corriger cette valeur de l'atténuation de la source dans son support. On peut négliger l'auto atténuation mais pas l'épaisseur de plexiglas traversée, donnée dans le tableau A-6.

**Tableau A-6 : Caractéristiques des sources étalons de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ .**

Source	Date de réf. (TU)	Activité intrinsèque (Bq)	$e_{\text{plexiglas}}$ (mm)	$T_{1/2}$ (ans)
$^{133}\text{Ba}$ (LMD1)	29/06/2010 12:00	1 039 956 Bq $\pm$ 2,5 %	1,007	15,540(6)
$^{152}\text{Eu}$ (LMD2)	29/06/2010 12:00	782 333 Bq $\pm$ 1,5 %	1,004	13,522(13)
$^{241}\text{Am}$ (LMD3)	29/06/2010 12:00	946 625 Bq $\pm$ 1,6 %	1,016	432,6(6)
$^{55}\text{Fe}$ (30044)	06/06/2004 12:00	381 900 Bq $\pm$ 0,5 %	0 (12 $\mu\text{m}$ mylar)	2,747 (8)

Ces corrections d'épaisseur de plexiglas étant problématiques à basse énergie, il a été demandé une mesure en termes de flux apparent des raies de basse énergie (cf. tableau A-7).

**Tableau A-7 : Flux apparent des raies de basse énergie, exprimé à la date de référence (29/06/2010 12:00).**

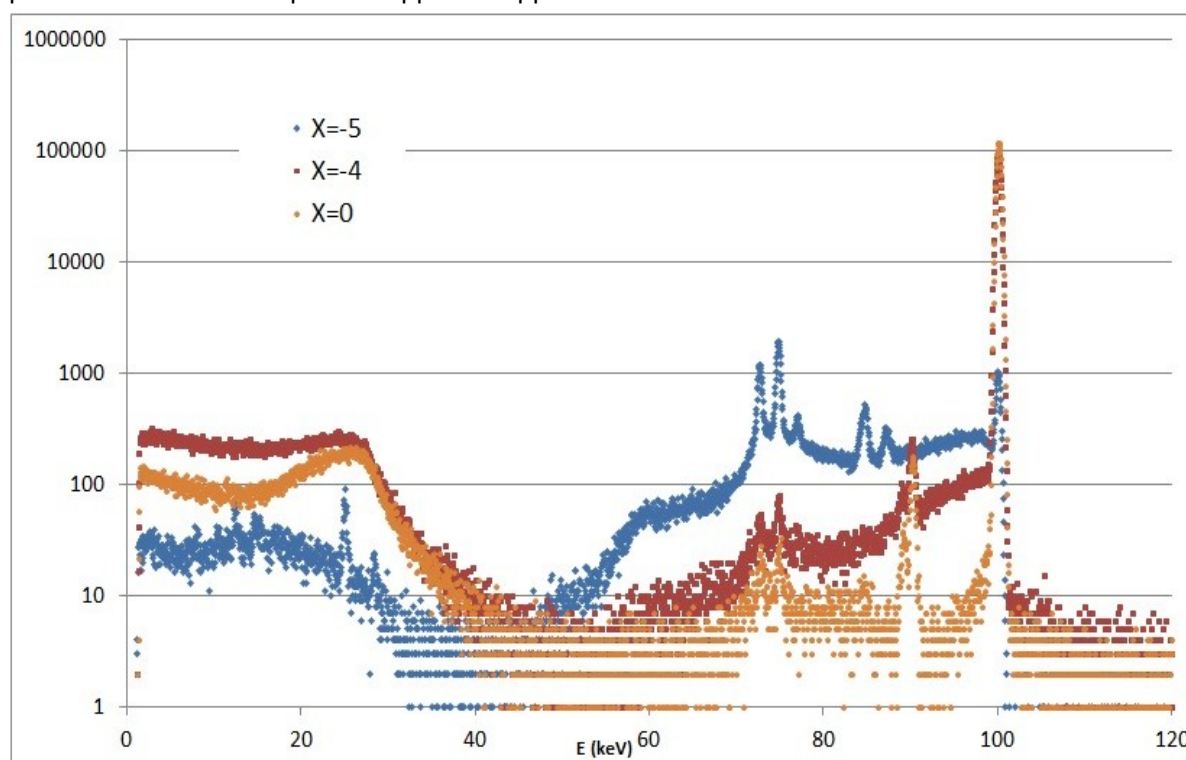
E (keV)	source	Flux apparent $\Phi$	U ( $\Phi$ ) en %	Intensité relative I	U (I) en %
11,87	$^{241}\text{Am}$	5 739	2,7	0,837	1,20
13,85	$^{241}\text{Am}$	105 766	1,4	13,01	0,80
17,54	$^{241}\text{Am}$	170 880	1,8	18,987	0,79
21,16	$^{241}\text{Am}$	43960	1,3	4,814	1,01
26,34	$^{241}\text{Am}$	22 050	4	2,395	0,79
30,85	$^{133}\text{Ba}$	970 089	1,0	97,1	0,72
35,26	$^{133}\text{Ba}$	231 906	1,0	23,19	0,73
39,907	$^{152}\text{Eu}$ (Sm $K\alpha$ )	441 734	1,0	58,2	0,72
45,728	$^{152}\text{Eu}$ (Sm $K\beta$ )	111 203	1,0	14,73	0,75
53,162	$^{133}\text{Ba}$	22 233	1,0	2,14	1,4
59,536	$^{241}\text{Am}$	336 924	1,1	35,92	0,47

80,895	$^{133}\text{Ba}$	365 620	1,0	36,73	0,54
121,782	$^{152}\text{Eu}$	218 183	1,0	28,31	0,35

## ANNEXE 10 : Evolution du spectre selon la position du faisceau

A l'ESRF, des platines motorisées ont permis de déplacer le détecteur devant le faisceau (collimaté finement par les fentes situées sur la beamline), afin d'étudier les profils et les effets de bord. Cette étude a été réalisée à 100 keV.

En  $X=0$  (en orange sur le graphe ci-dessous), le spectre ressemble aux spectres collimatés habituels, à l'exception de l'absence des raies du tungstène. Pour  $-3 < X < 6$ , la réponse est identique, c'est la zone de réponse homogène ou 'plate'. En revanche, sur les bords, (comme ici en rouge pour  $X=-4$ ), on observe une augmentation brutale de la traîne. Pour rappel, cette traîne est due à la collection partielle des charges sur les bords du cristal. Enfin, lorsque le faisceau n'est plus incident sur le cristal mais sur son support, on observe un spectre très différent (en bleu pour  $X=-5$ ) : l'amplitude du PAT est très faible, alors que la bosse de diffusion 2 est très importante. En effet, seule la fraction des particules secondaires qui s'échappe du support vers le cristal est alors collectée.



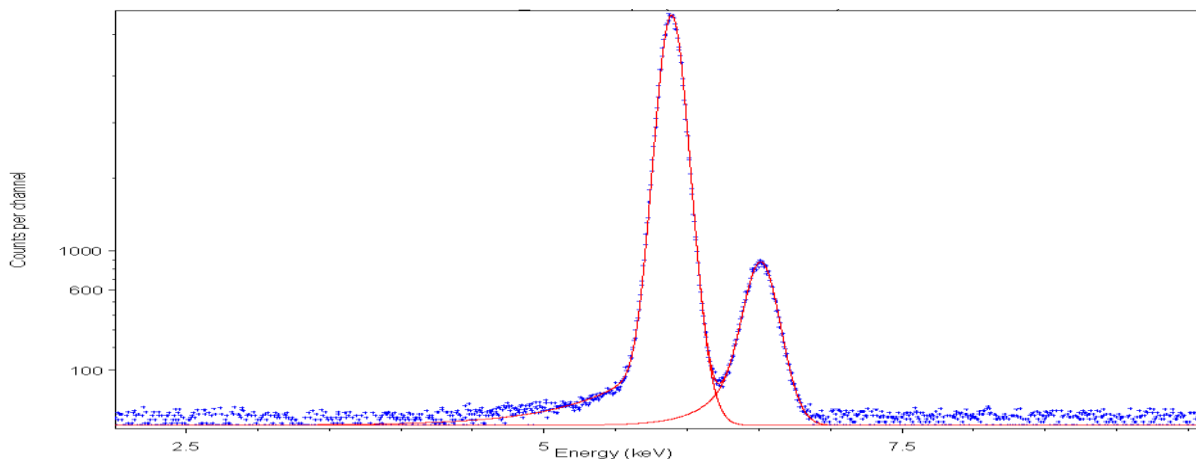
Ces mesures ont permis de vérifier le diamètre du cristal (entre 12 et 13 mm), et d'évaluer la zone de réponse plate: 8 à 9 mm à 100 keV. De plus, une augmentation brutale de la fluorescence du plomb dans une zone de 3 à 4 mm de diamètre au centre du cristal est observée. Cela permet de penser que le contact arrière est en plomb. En effet, ce contact n'est pas réparti sur toute la surface, mais uniquement sur un disque centré de diamètre estimé à 3 mm, estimé d'après les radiographies.

## ANNEXE 11 : Analyse des spectres de radionucléides (COLEGRAM)

En complément du spectre d'américium 241 déjà détaillé au 3.4.3, les spectres du baryum 133, de l'euporium 152 et du fer 55 seront détaillés ci-dessous.

### ❖ <sup>55</sup>Fe

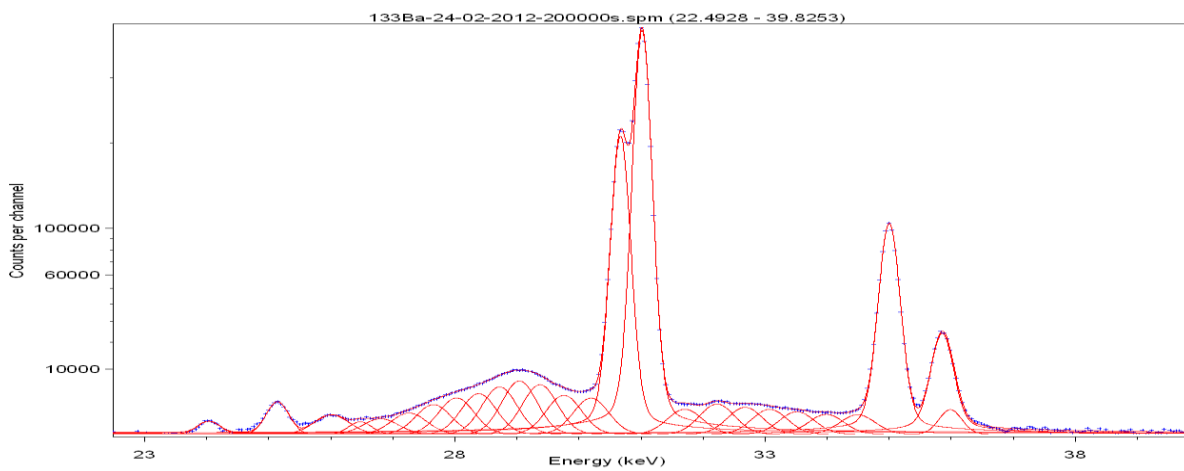
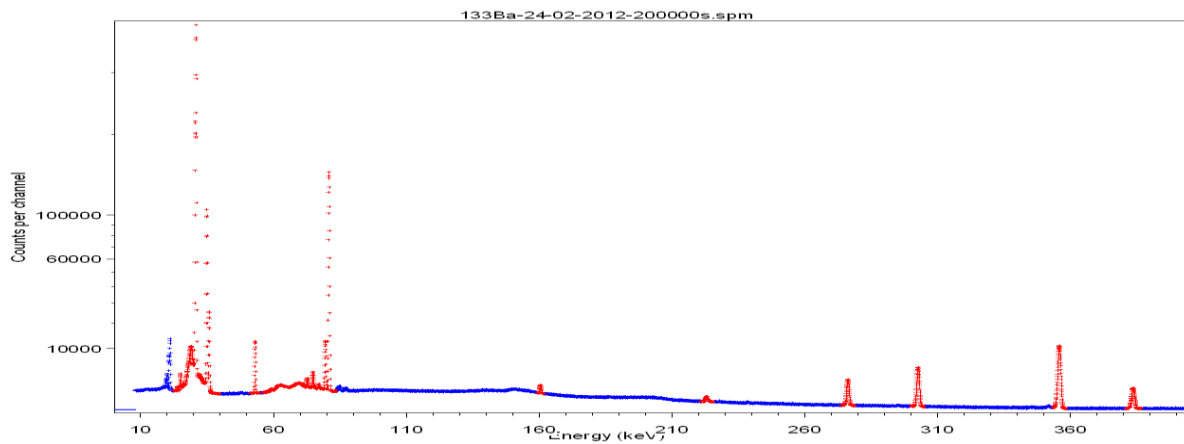
Sur la figure ci-dessous, les traînes à gauche des gaussiennes sont clairement visibles. Cette mesure, réalisée en conditions standard, à 20 cm, donne un rendement de 0,57 avant correction de l'atténuation de l'air. Or, ce facteur correctif se base sur les coefficients d'atténuation massique de l'air, tirés de XCOM, et donnés à 10 % en deçà de 10 keV. On a alors presque 6 % d'incertitude sur ce facteur :  $k_{att} = 0.558 \pm 0,033$ , ce qui induit une incertitude de plus de 6 % sur cette mesure. Cette mesure a été répétée trois fois et les résultats figurent dans le tableau récapitulatif en annexe 2. Ils n'ont cependant pas été pris en compte dans la mesure du fit du rendement du fait de leur incertitude élevée.



Spectre de <sup>55</sup>Fe mesuré avec ARPEGE et exploité avec COLEGRAM

### ❖ <sup>133</sup>Ba

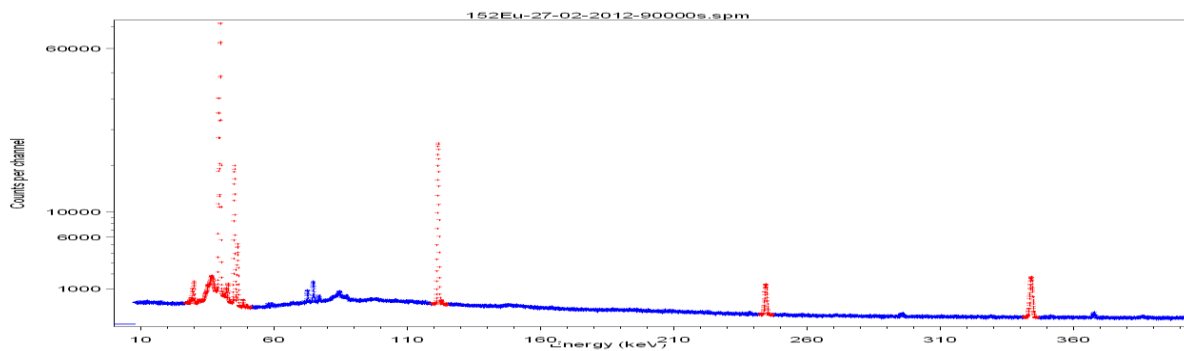
De même, la figure ci-dessous représente le spectre de baryum 133 exploité avec COLEGRAM. Il permet d'obtenir de nombreux points de rendement jusqu'à 380 keV.



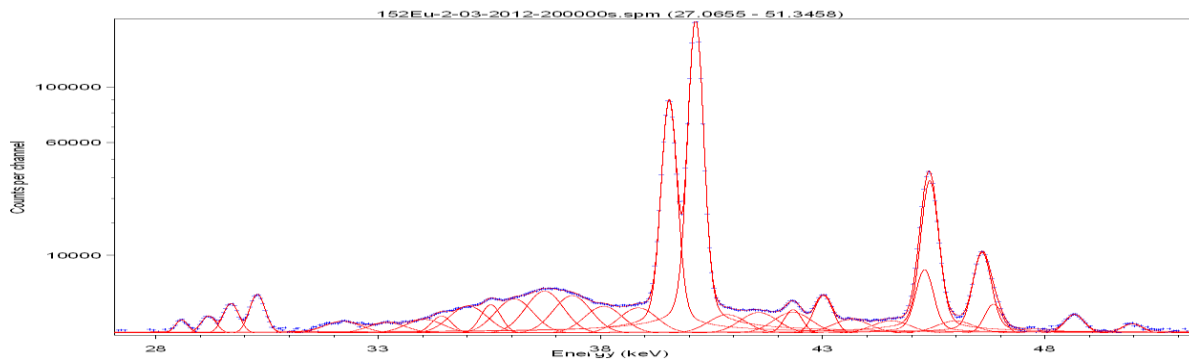
Spectre de  $^{133}\text{Ba}$  mesuré avec ARPEGE et exploité avec COLEGRAM

❖  $^{152}\text{Eu}$

Enfin la figure suivante détaille la zone K $\alpha$  et K $\beta$  de l'Europium 152.



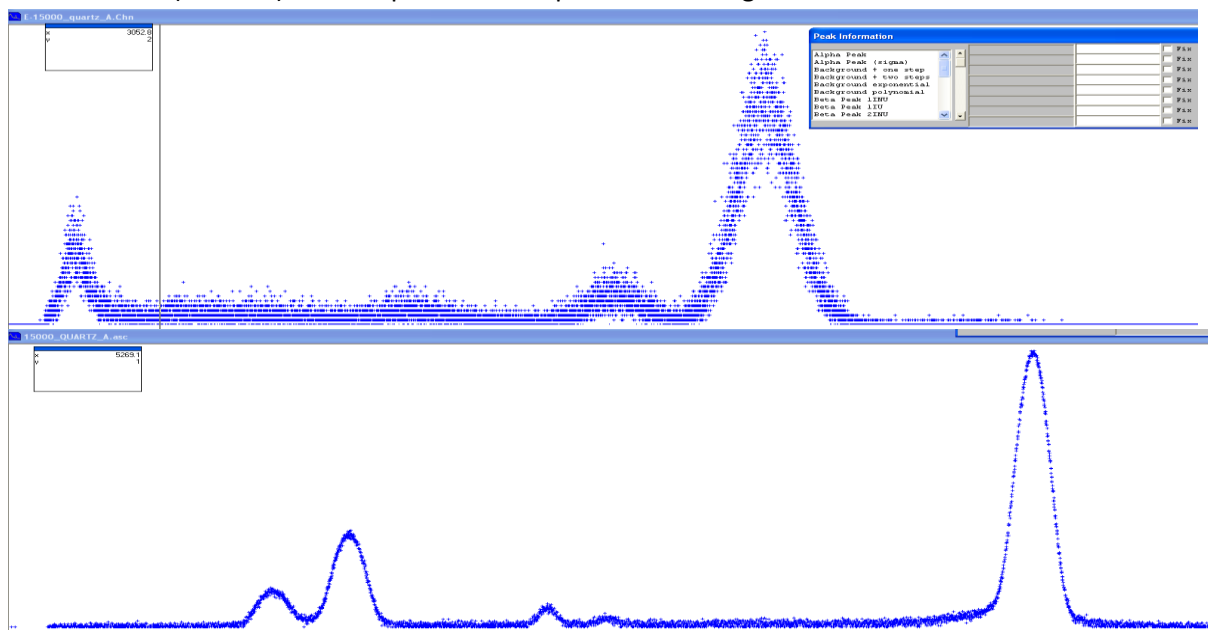




Spectre d'<sup>152</sup>Eu mesuré avec ARPEGE et exploité avec COLEGRAM

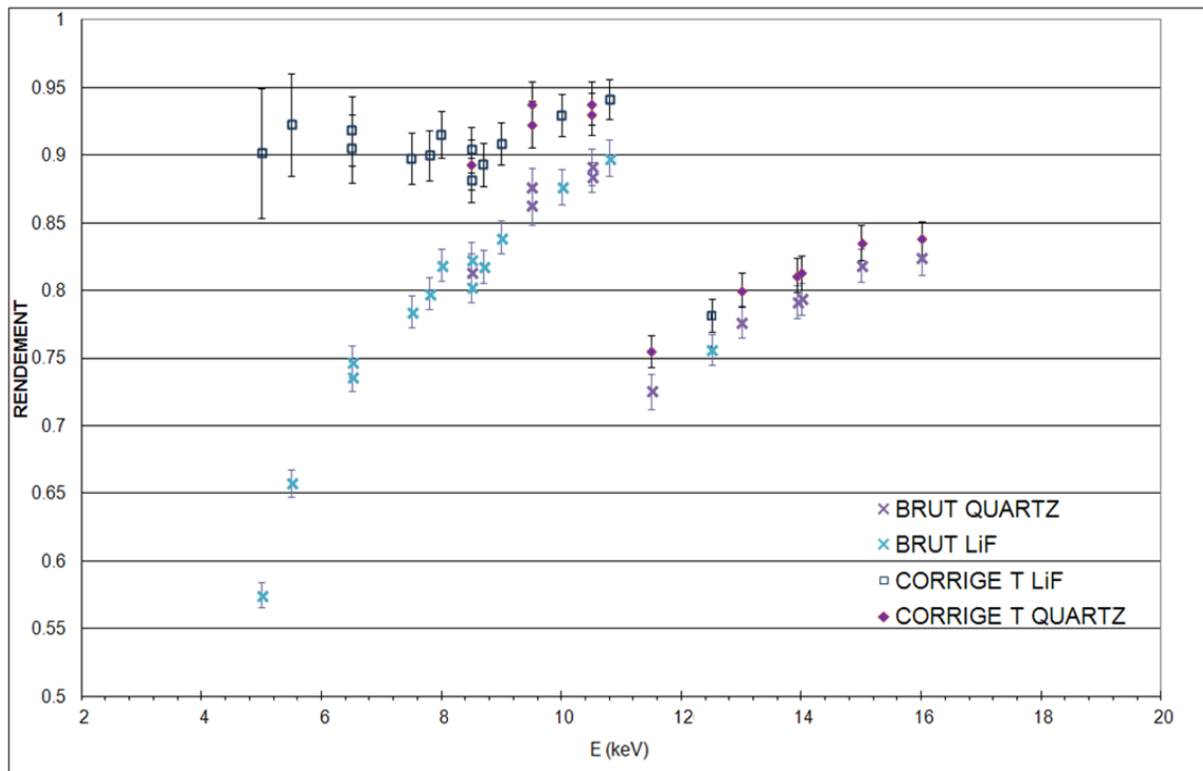
## ANNEXE 12 : Mesure du rendement à SOLEX

A SOLEX, deux acquisitions ont été réalisées pour chaque point de mesure : la première avec ARPEGE et le LYNX via GENIE 2000, et la seconde avec REFLEX avec son électronique dédiée, via MAESTRO. La figure ci-dessous présente les deux spectres mesurés à SOLEX, pour une énergie de 15 keV, avec le monochromateur en quartz (1340). Les spectres sont respectivement en échelle linéaire (REFLEX) et racine carrée (ARPEGE). Le compteur REFLEX permet de corriger des variations de flux incident.



Spectre issu de SOLEX (15 keV) mesuré avec REFLEX (bas) et ARPEGE (haut)

On corrige ensuite de la transmission de l'air les points de rendement entre 5 et 17 keV, présentés en bas de la page suivante. Les croix indiquent les valeurs du rendement d'absorption totale mesurées à SOLEX avec les cristaux monochromateurs de LiF et de Quartz. Les autres symboles représentent les mêmes valeurs, corrigées de la transmission de l'air et de la fenêtre d'entrée en béryllium de SOLEX, notée T. La correction de la transmission T entraîne une augmentation des incertitudes relatives.



Valeurs de rendement mesurées à SOLEX, avant et après correction de la transmission de l'air et de la fenêtre en béryllium de SOLEX.

### ANNEXE 13 : Valeurs expérimentales de rendement

Source	E (keV)	Rendement	u(PAT)
SOLEX	5	9,014E-01	4,780E-02
55Fe	5,97	1,000E+00	6,054E-02
55Fe	5,97	9,874E-01	5,978E-02
55Fe	5,97	1,008E+00	6,105E-02
SOLEX	5,5	9,224E-01	3,785E-02
SOLEX	6,5	9,181E-01	2,559E-02
SOLEX	6,5	9,049E-01	2,508E-02
SOLEX	7,5	8,975E-01	1,907E-02
SOLEX	7,8	8,997E-01	1,821E-02
SOLEX	8	9,153E-01	1,764E-02
SOLEX	8,5	8,930E-01	1,840E-02
SOLEX	8,5	8,817E-01	1,626E-02
SOLEX	8,5	9,041E-01	1,667E-02
SOLEX	8,7	8,928E-01	1,608E-02
SOLEX	9	9,086E-01	1,568E-02
SOLEX	9,5	9,231E-01	1,741E-02
Source	E (keV)	Rendement	u(PAT)
SOLEX	10	9,296E-01	1,547E-02
SOLEX	10,5	9,306E-01	1,544E-02
SOLEX	10,5	9,383E-01	1,612E-02
SOLEX	10,8	9,415E-01	1,506E-02

SOLEX	11,5	7,550E-01	1,199E-02
SOLEX	12,5	7,814E-01	1,216E-02
SOLEX	13	8,002E-01	1,253E-02
SOLEX	13,93	8,111E-01	1,261E-02
SOLEX	14	8,132E-01	1,265E-02
SOLEX	15	8,353E-01	1,296E-02
SOLEX	16	8,386E-01	1,273E-02
241Am	17,5081005	8,296E-01	1,654E-02
241Am	21,0119363	8,660E-01	2,243E-02
241Am	26,345	9,074E-01	2,376E-03
133Ba	30,8507686	9,280E-01	1,302E-02
241Am	33,182	9,361E-01	2,814E-02
133Ba	35,223886	9,423E-01	1,405E-02
152Eu	39,9067956	9,540E-01	7,860E-03
241Am	43,415	9,607E-01	5,101E-02
152Eu	45,7279564	9,642E-01	5,716E-02
133Ba	53,1622	9,688E-01	1,404E-02
241Am	59,536	9,679E-01	9,788E-03
133Ba	80,894755	9,218E-01	1,157E-02
152Eu	121,782	6,960E-01	4,162E-03
133Ba	160,612	4,433E-01	1,646E-02
133Ba	223,237	2,246E-01	2,381E-02
152Eu	244,697	1,833E-01	5,841E-03
133Ba	276,399	1,396E-01	1,577E-02
133Ba	302,851	1,140E-01	1,747E-02

## ANNEXE 14 : Evolution de la portée des électrons et de l'atténuation des photons dans le germanium à différentes énergies

Tableau A-9 : Comparaison des données pour les électrons et les photons dans le Ge (ESTAR, XCOM)

$E_0$ (keV)	Portée des électrons dans le Ge ( $\mu\text{m}$ )	Distance d'atténuation de 90 % des photons ( $\mu\text{m}$ )
10	0,92	116
30	5,79	313
80	23,34	4 550
100	43,96	7 790
150	85,07	17 375

Pour rappel, le rayon du cristal est de 6,5 mm et son épaisseur de 11 mm.

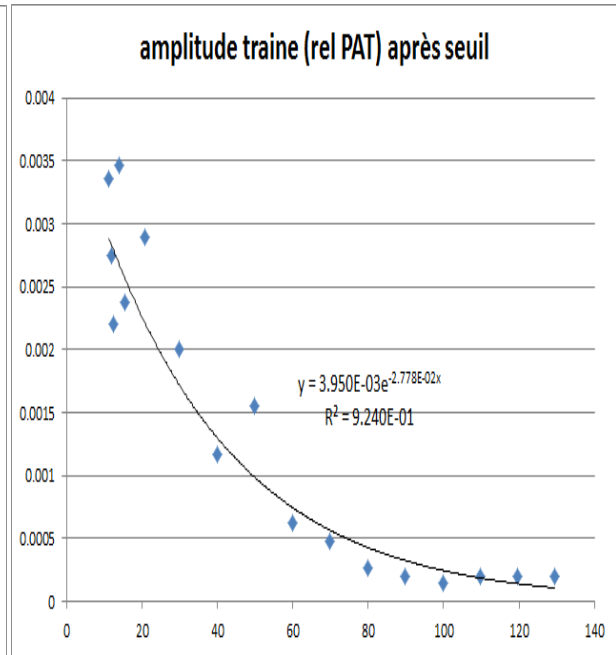
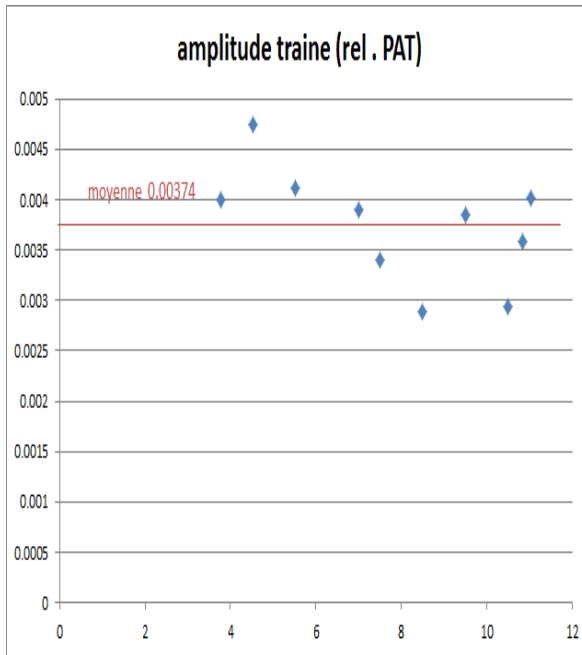
## ANNEXE 15 : Paramètres de la traîne

La traîne est modélisée par une exponentielle décroissante et comprend 2 paramètres :  $T_{PAT}$  et  $\tau_{PAT}$ . Ces paramètres ont été fittés sur 3 intervalles adjacents.

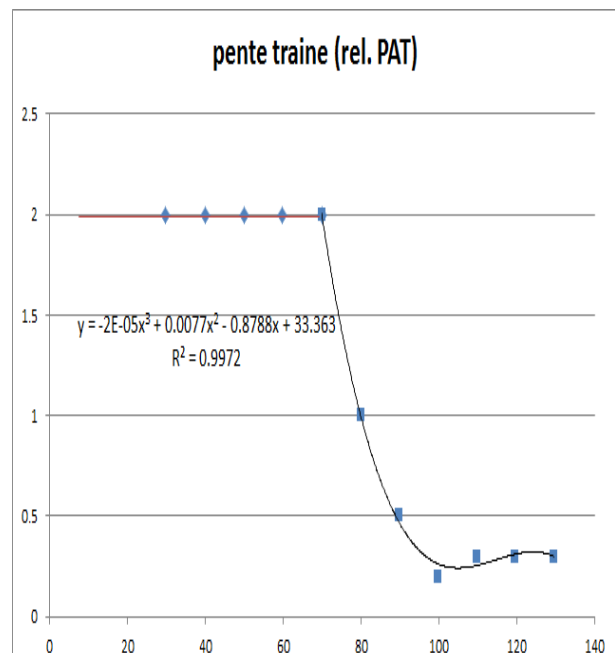
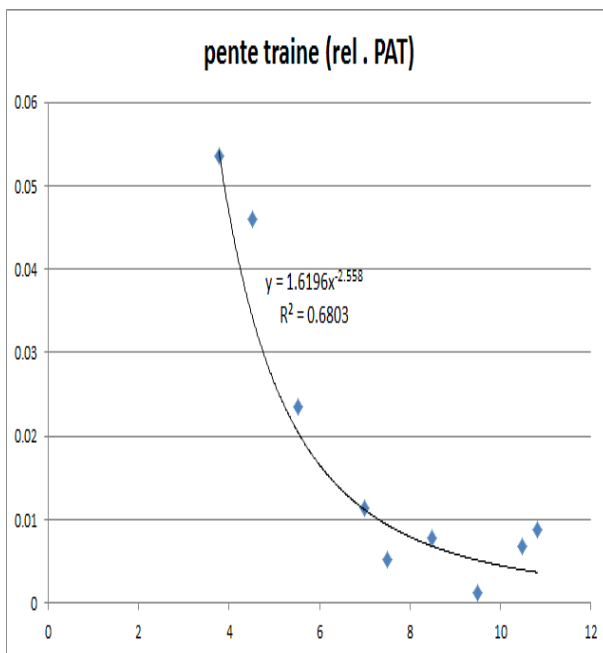
[5 ; 11,1 keV]  $T_{PAT} = 0,00374$  &  $\tau_{PAT}(E_0) = 1,6196 \times \exp(-2,558 \times E_0)$

[11,11; 70 keV]  $T_{PAT}(E_0) = 3,950 \cdot 10^{-3} \times \exp(-2,778 \cdot 10^{-2} \times E_0)$  &  $\tau_{PAT} = 2$

[70; 130 keV]  $T_{PAT}(E_0) = 3,950 \cdot 10^{-3} \times \exp(-2,778 \cdot 10^{-2} \times E_0)$  &  $\tau_{PAT}(E_0) = -2 \cdot 10^{-5} \times (E_0)^3 + 0,0077 \times (E_0)^2 - 0,8788 \times E_0 + 33,363$



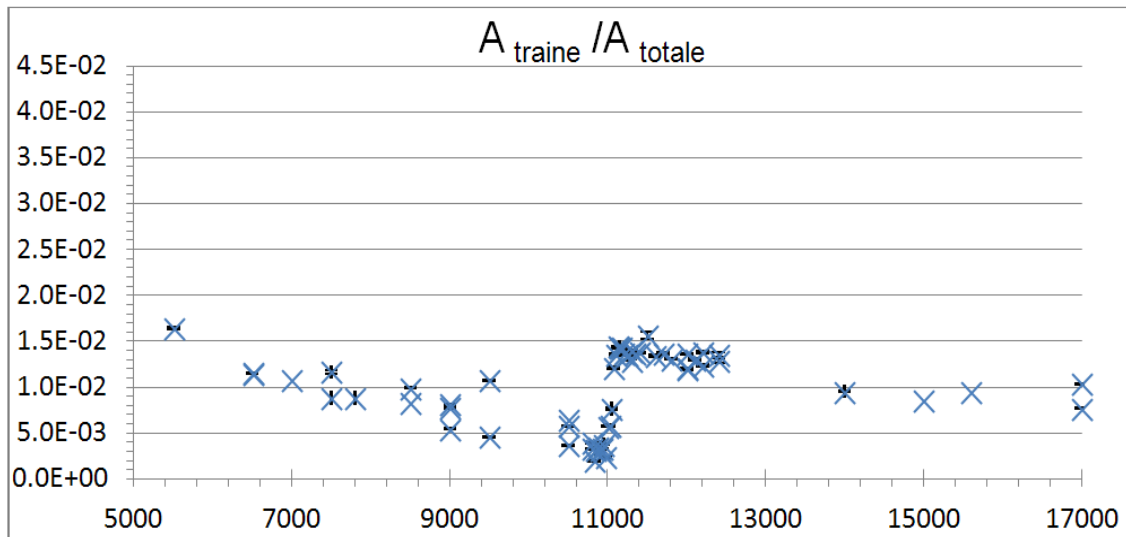
Evolution en fonction de  $E_0$  (keV) de l'amplitude de la traîne relative à celle du PAT.



Evolution en fonction de  $E_0$  (keV) de la pente de la traîne.

## ANNEXE 16 : Calcul de la Zone Partiellement Active (ZPA)

Sur notre détecteur, la traîne est assez faible, de l'ordre de quelques pour cent de la surface du pic d'absorption totale, et n'est visible que sur les spectres en échelle logarithmique. Le logiciel COLEGRAM permet aussi de mesurer l'aire de la traîne en procédant comme suit : on ajuste au PAT d'abord une gaussienne pure puis une gaussienne à traîne. La différence des surfaces trouvées étant la surface de la traîne seule. La figure ci-dessous illustre l'évolution du rapport des surfaces de la traîne sur la somme des aires de la gaussienne pure et de ses pics d'échappements en fonction de l'énergie du faisceau incident, notée  $E_0$ .



### Evolution de l'aire de la traîne en fonction de l'énergie incidente $E_0$ (en eV)

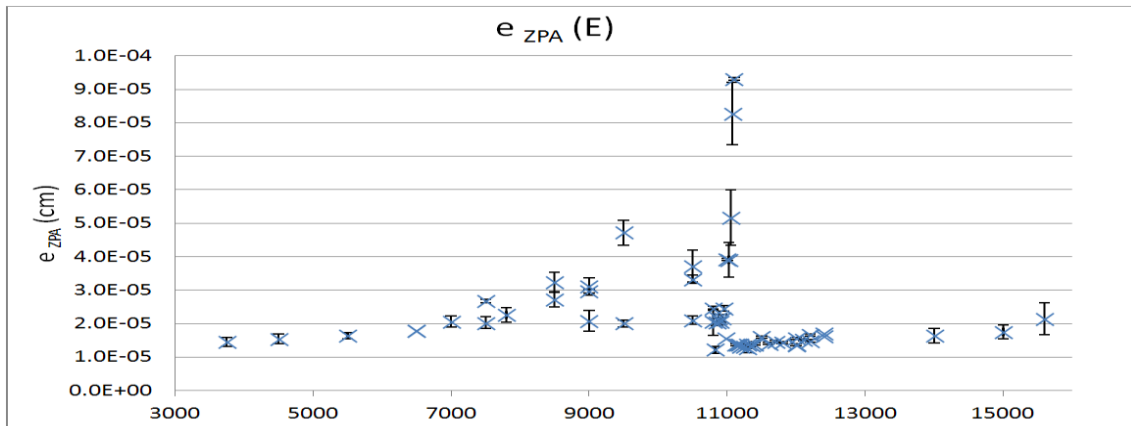
On peut tirer une information supplémentaire de la figure ci-dessus. Le ratio des surfaces peut en effet être interprété comme la probabilité pour un photon d'interagir dans la zone partiellement active. Un photon interagissant dans la zone active sera compté dans la gaussienne pure ou dans les pics d'échappements, alors qu'un photon interagissant dans la zone partiellement active sera compté dans la traîne. Et de cette probabilité, on peut déduire l'épaisseur de cette zone partiellement active, notée  $e_{ZPA}$ , d'après la loi de Beer-Lambert [1, 12].

$$P_{ZPA} = 1 - P_{Ge,actif} = 1 - \exp(-\mu_{Ge} * e_{ZPA})$$

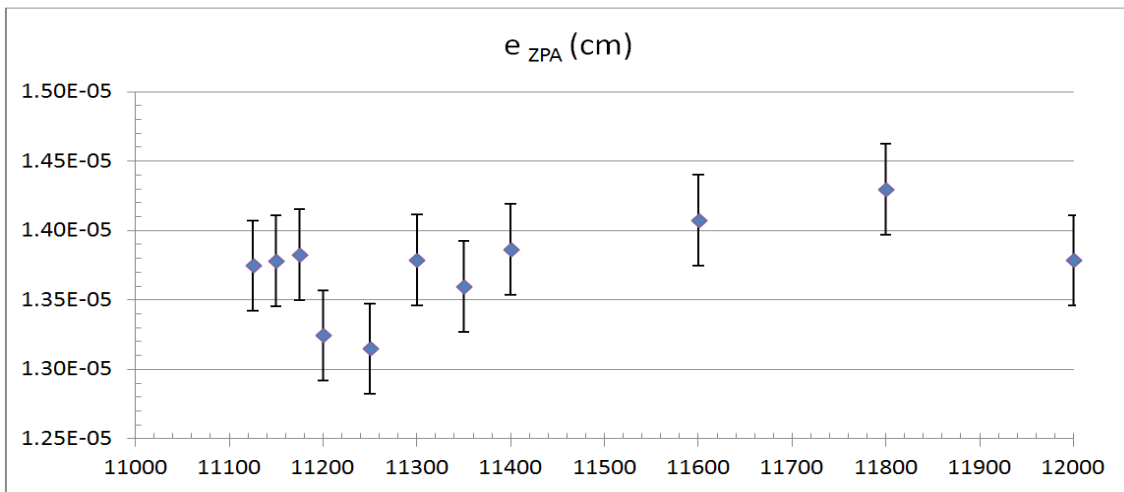
Où  $P_{ZPA} = \frac{S_{traîne}}{S_{traîne} + S_{pic PE} (+S_{échappement})}$ , et est représenté figure 58.

$$\text{On en déduit } e_{ZPA} : e_{ZPA} = \frac{-\ln(1 - P_{ZPA})}{\mu_{Ge}}$$

Les figures ci-dessous présentent les mesures réalisées à SOLEX. On constate une certaine dispersion des valeurs, particulièrement autour de 9 keV et 11 keV. Les valeurs obtenues autour du seuil K varient du fait de phénomènes d'absorption fine de la structure et celles autour de 9000 eV du fait des importantes raies de fluorescence de l'anode, gênant le calcul de la surface de la traîne. Les valeurs de l'épaisseur de la ZPA aux énergies supérieures à celle du seuil sont mieux définies car la statistique est meilleure.



Evolution de l'épaisseur de la ZPA en fonction de l'énergie incidente (en eV)



Evolution de l'épaisseur de la ZPA après le seuil K entre 11 keV et 12 keV

La moyenne non pondérée des résultats obtenus entre 11125 eV et 12000 eV (fig. 62) est :

$$e_{ZPA, ARPEGE} = 0,137 \mu\text{m} \pm 0,03 \text{ (écart type /N)}.$$

Pour comparaison, les ZPA de deux autres détecteurs germanium avaient été mesurées au LMA:

**Tableau : Valeurs de l'épaisseur de la zone partiellement active (ZPA) de 3 détecteurs.**

Détecteur (fabricant)	GEDEON (OXFORD)	LEGe (CANBERRA)	Ultra LEGe (ARPEGE)
référence	[5]	[7]	[NT 2013-60]
e ZPA ( $\mu\text{m}$ )	1,12	0,280	0,137
u(e)	0,24	0,01	0,03

Notre résultat est donc cohérent en ordre de grandeur et le fait que notre détecteur soit plus récent peut justifier une amélioration de la performance de ce cristal.

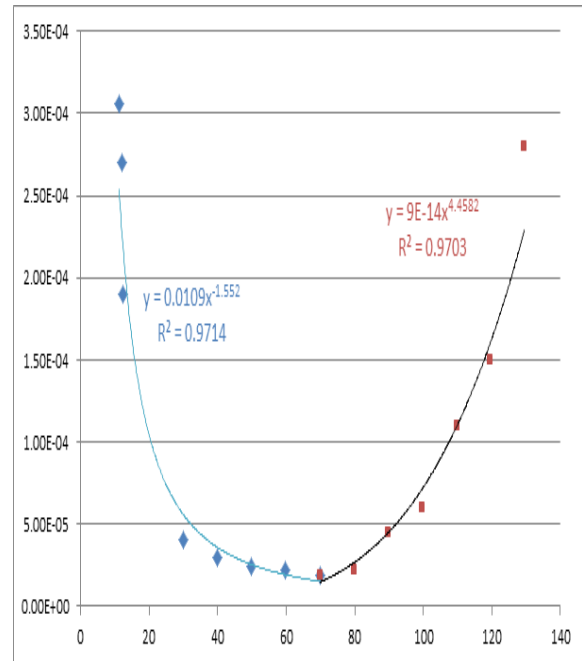
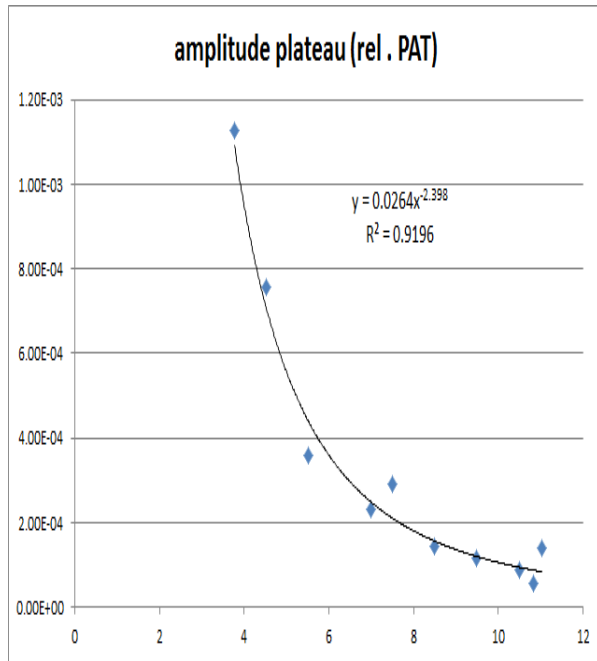
## ANNEXE 17 : Paramètre du plateau

La plateau prend en première approximation une valeur constante, notée  $S_{PAT}$ , entre 0 et  $E_0$ , dont la loi d'évolution est tirée des figures ci-dessous :

[5; 11.1 keV]  $S_{PAT}(E_0) = 0,0264 \times E_0^{-2.398}$

[11.11; 70 keV]  $S_{PAT}(E_0) = 0,0109 \times E_0^{-1.552}$

[70; 130 keV]  $S_{PAT}(E_0) = 9 \cdot 10^{-14} \times E_0^{4.4582}$



Evolution de l'amplitude du plateau en fonction de l'énergie incidente  $E_0$  (en keV)

## ANNEXE 18 : Paramètres des pics d'échappements

Les pics d'échappement sont décrits par 2 gaussiennes, soit 6 paramètres :  $E_{ka}$ ,  $A_{ka}$ ,  $\sigma_{ka}$ ,  $E_{kb}$ ,  $A_{kb}$ ,  $\sigma_{kb}$ . Pour rappel, on a :

$E_{ka} = E_0 - 9,875$  (en keV), pour le pic  $K\alpha$ , noté  $ka$ .

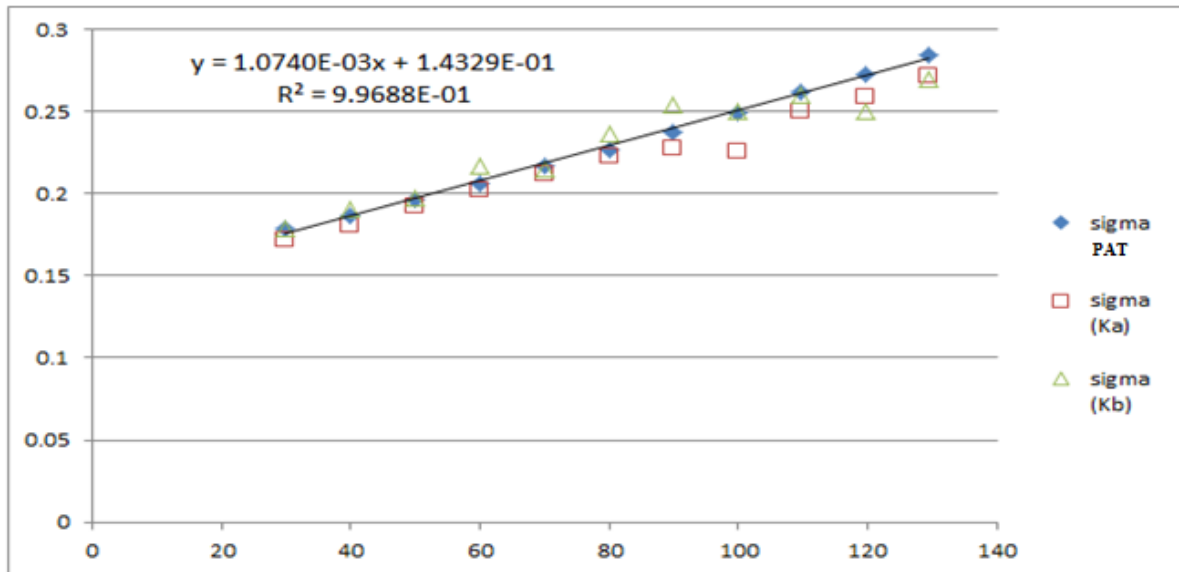
$E_{kb} = E_0 - 10,982$  (en keV), pour le pic  $K\beta$ , noté  $kb$ .

$$A_{ka} = 0,00196 + 0,4312 \exp\left(-\frac{E_0}{11,11328}\right)$$

$$A_{kb} = 0,00028 + 0,06461 \exp\left(-\frac{E_0}{12,03319}\right)$$

$\sigma_{PAT} = \sigma_{ka} = \sigma_{kb} = 1,0740 \cdot 10^{-3} \times E_0 + 1,4329 \cdot 10^{-1}$  avec  $E_0$  en keV tiré de la figure ci-dessous.





Evolution des largeurs naturelles (ou sigma) des pics (PAT et échappements) fonction de E<sub>0</sub> (ESRF).

## ANNEXE 19 : Paramètres de la bosse de diffusion n1

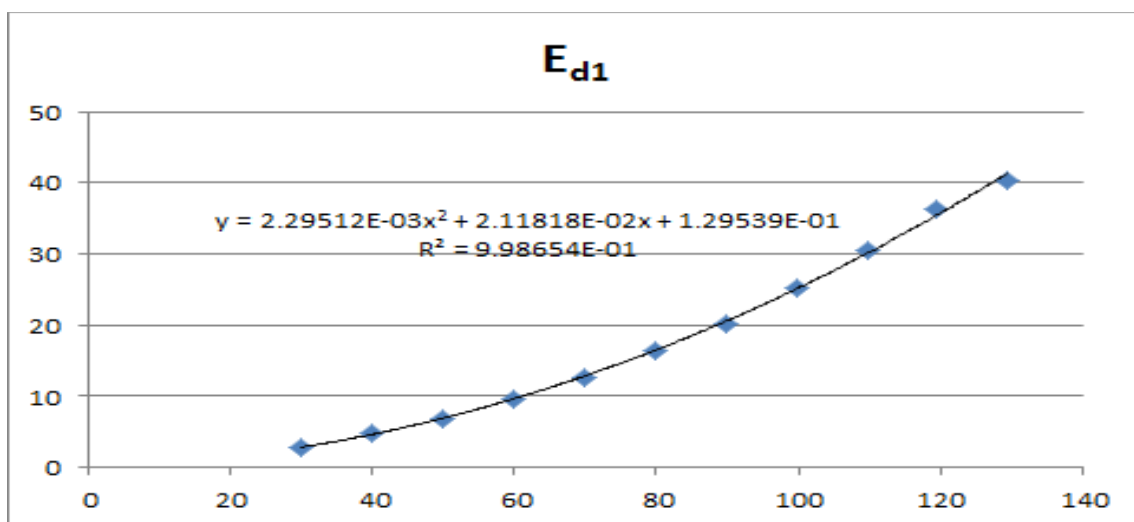
Pour la bosse n1, le modèle est en première approximation gaussien avec 3 (E < 100 keV) voire 4 (E > 100 keV) paramètres : E<sub>d1</sub>, A<sub>d1</sub>, σ<sub>d1</sub>, S<sub>d1</sub>. On considère que cette bosse est négligeable en deçà de 24 keV, car elle est alors trop basse en énergie pour être mesurée.

$$E_{d1} = 2,29512 \cdot 10^{-3} \times E_0^2 + 2,11818 \cdot 10^{-2} \times E_0 + 1,29539 \cdot 10^{-1}$$

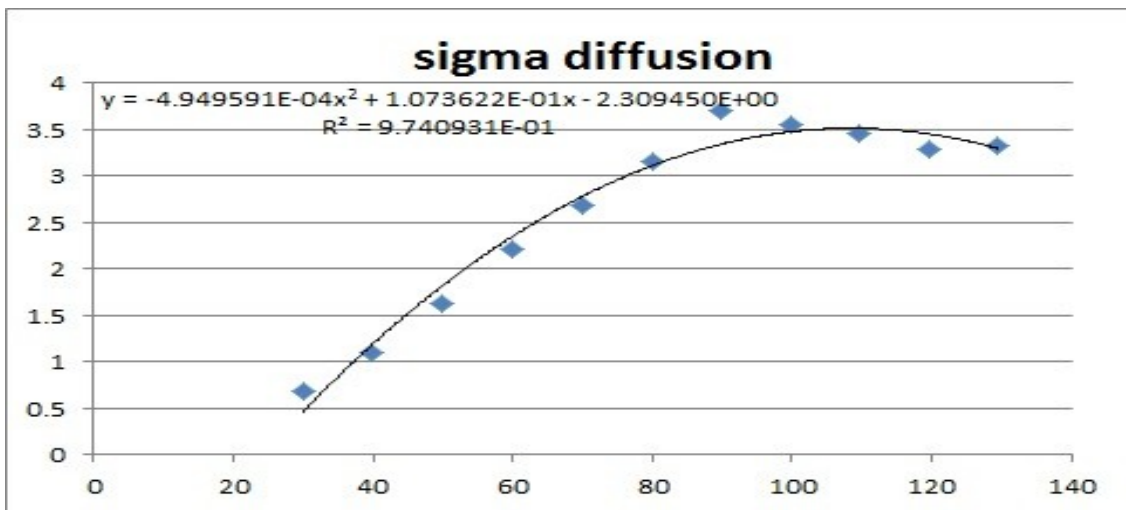
$$A_{d1} = 1,5388 \cdot 10^{-5} \times E_0 - 2,3719 \cdot 10^{-4} \text{ pour } E > 24 \text{ keV}$$

$$\sigma_{d1} = -4,94959 \cdot 10^{-4} \times E_0^2 + 1,07362 \cdot 10^{-1} \times E_0 - 2,309450$$

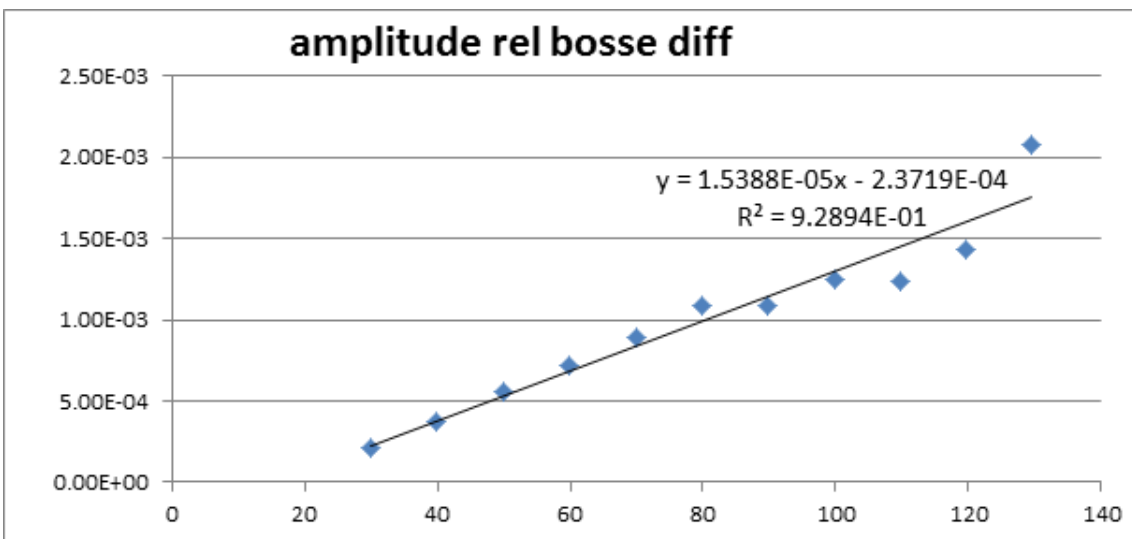
$$\text{Et pour } E > 70 \text{ keV: } S_{d1} = 5,0 \cdot 10^{-7} \times E_0^2 - 6,0 \cdot 10^{-5} \times E_0 + 0,0017$$



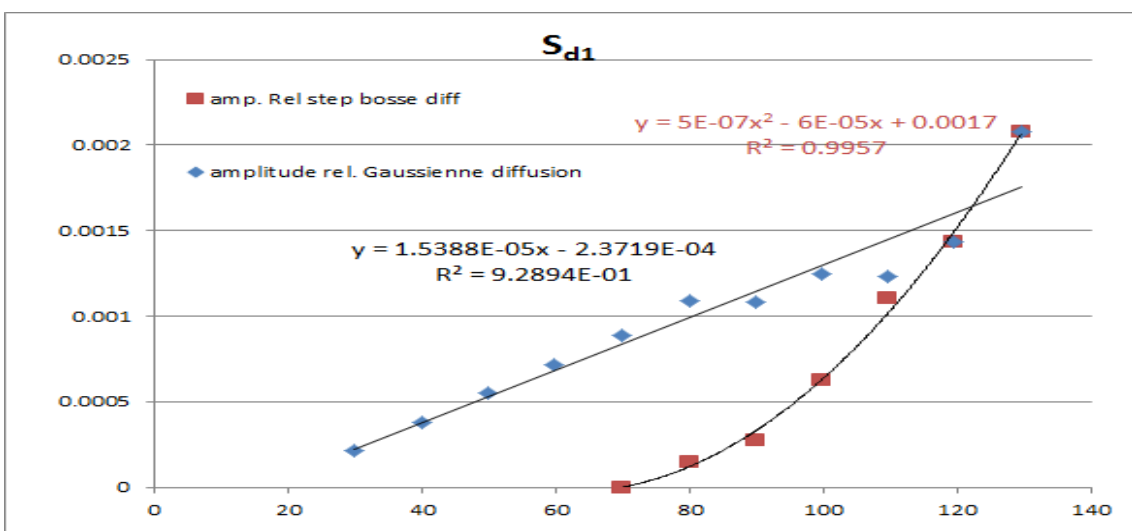
Evolution de la position de la bosse de diffusion 1 entre 30 et 130 keV.



Evolution de la position de la bosse de diffusion n1 entre 30 et 130 keV.



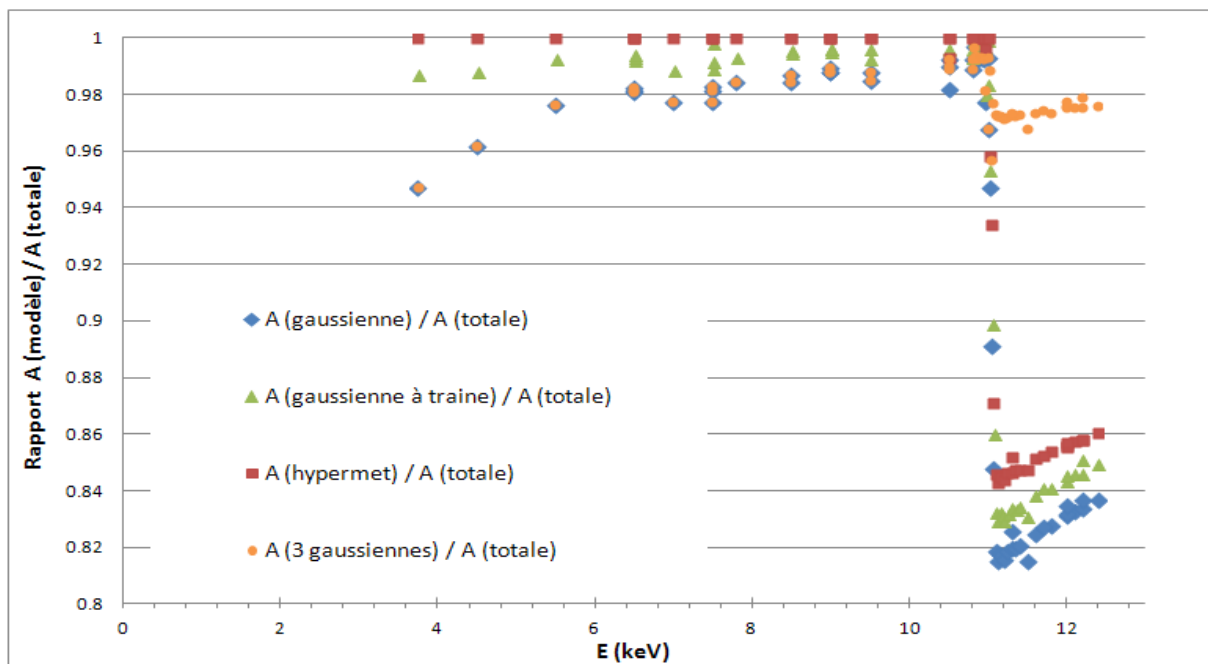
Evolution de l'amplitude relative de la bosse de diffusion n1 entre 30 et 130 keV.



Evolution de l'amplitude relative du plateau de la bosse de diffusion n1 entre 30 et 130 keV.

## ANNEXE 20 : Etude du modèle Hypermet pour E<13 keV

Sur la figure ci-dessous présentant des mesures à SOLEX ajustées avec différentes fonctions mathématiques sous COLEGRAM, des écarts allant jusqu'à plusieurs pour cent entre les aires mesurées sont observables. Tout d'abord, la courbe bleue représente l'aire sous le fit Gaussien rapporté à l'aire totale : des écarts jusqu'à 5 % peuvent être constatés avant 11,1 keV. Pour mieux ajuster les données, il convient d'ajouter une traîne au modèle (en vert), puis un plateau (en rouge).



Aire relative selon le modèle de fit choisi sous COLEGRAM entre 4 et 13 keV.

On constate alors que le modèle Hypermet (en rouge) décrit très bien la forme du spectre avant 11,103 keV. Au-delà, un écart d'environ 16 % est observé entre l'aire de l'Hypermet (symboles rouges) et l'aire totale. On constate qu'il faut donc complexifier le modèle pour des énergies supérieures à 11,103 keV, en ajoutant deux gaussiennes pour les deux pics supplémentaires d'échappement par exemple.

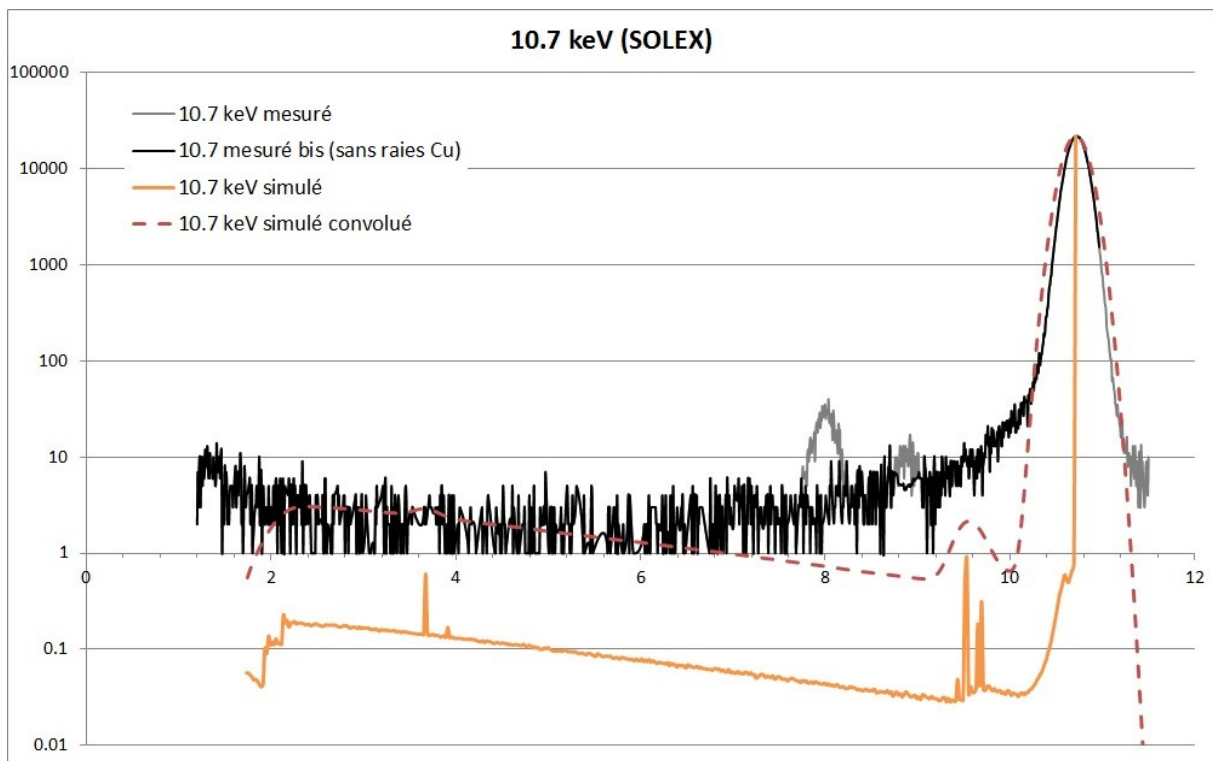
## ANNEXE 21 : Comparaison des réponses obtenues par simulation Monte-Carlo et par mesure

La comparaison des mesures et des simulations Monte-Carlo de la réponse du détecteur ARPEGE à des photons incidents monocinétiques de 10,7 keV, 60, 80 et 100 keV est décrite ici, en complément de la comparaison à 30 keV (donnée au 3.7.2).

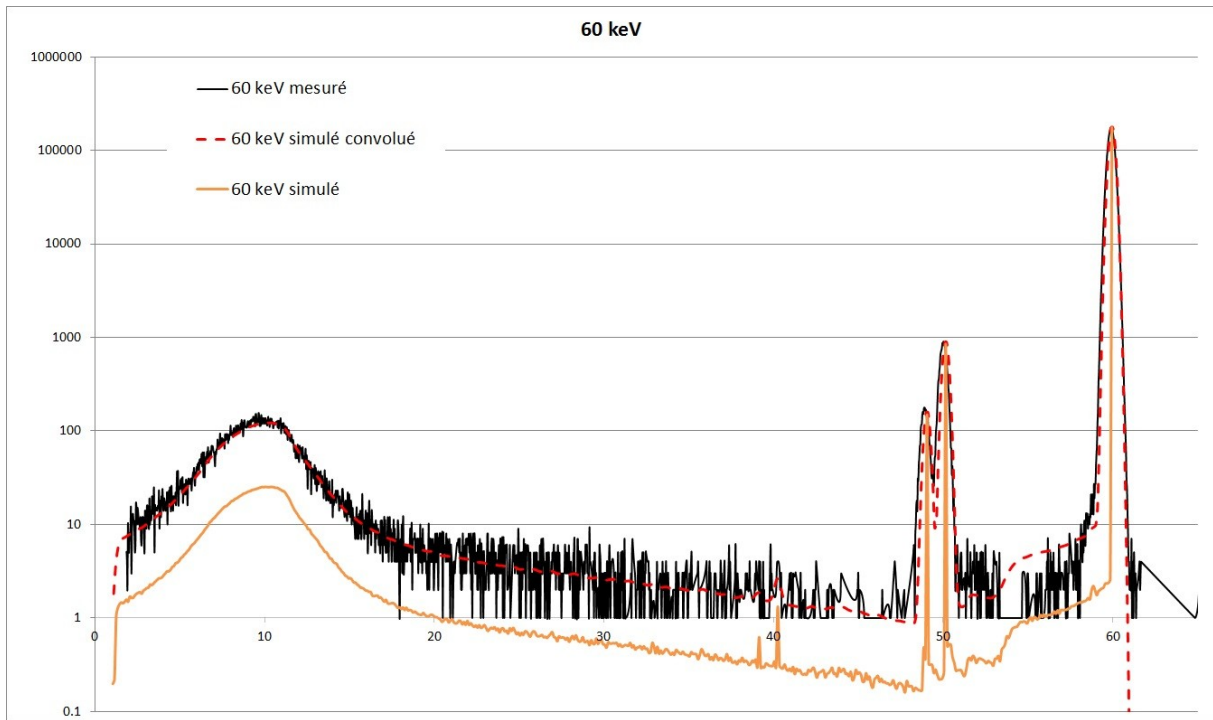
Il convient de noter que la source peut émettre des raies de fluorescence parasites, comme celles du cuivre à SOLEX. Ces réponses ne sont pas incluses dans la simulation car elles ne font pas partie de la réponse de notre détecteur.

L'influence du collimateur en tungstène pouvant être négligée, le collimateur n'a pas été inclus dans ces simulations.

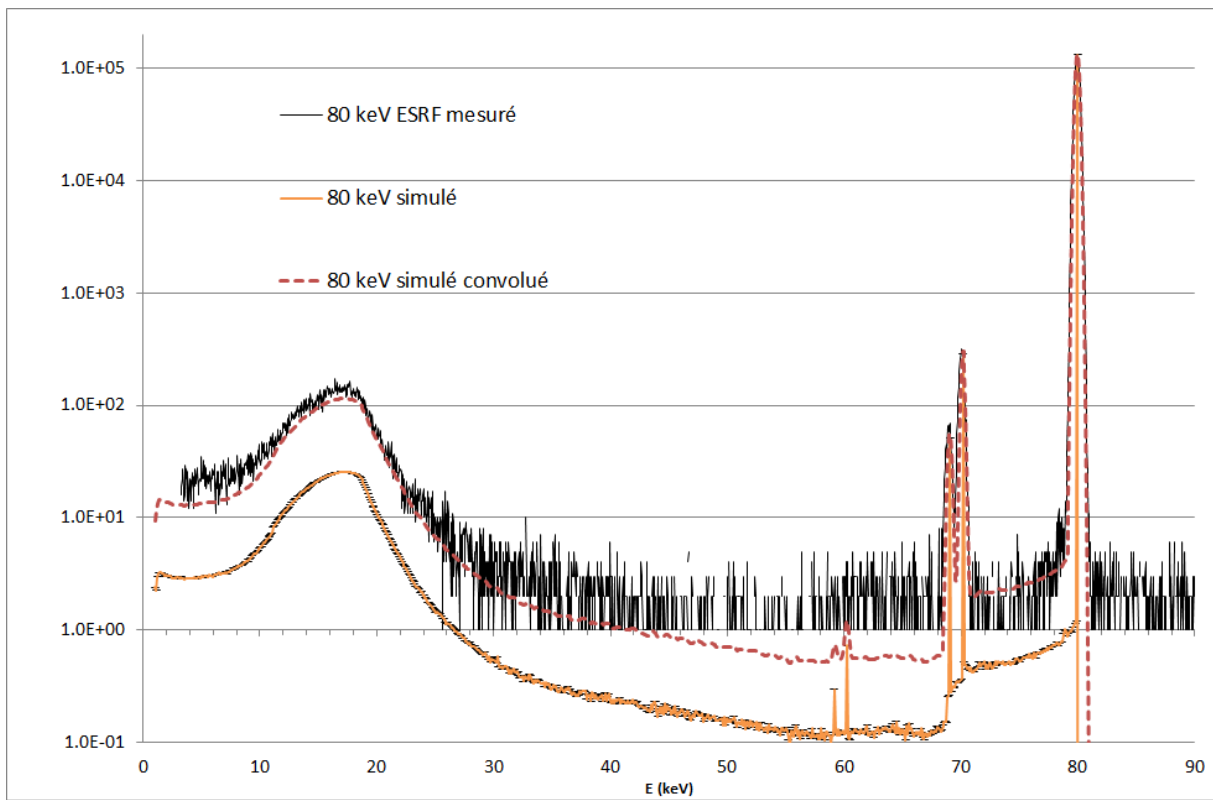
On constate un bon accord général sur la forme du spectre, y compris sur les bosses de diffusion. Le phénomène de collection partielle de charges dans la Zone Partiellement Active n'étant pas pris en compte en simulation, l'absence de traîne est le principal écart visible. La traîne n'étant importante qu'en basse énergie ou à des énergies légèrement supérieure du seuil, cet écart est particulièrement marqué sur le spectre à 10 keV.



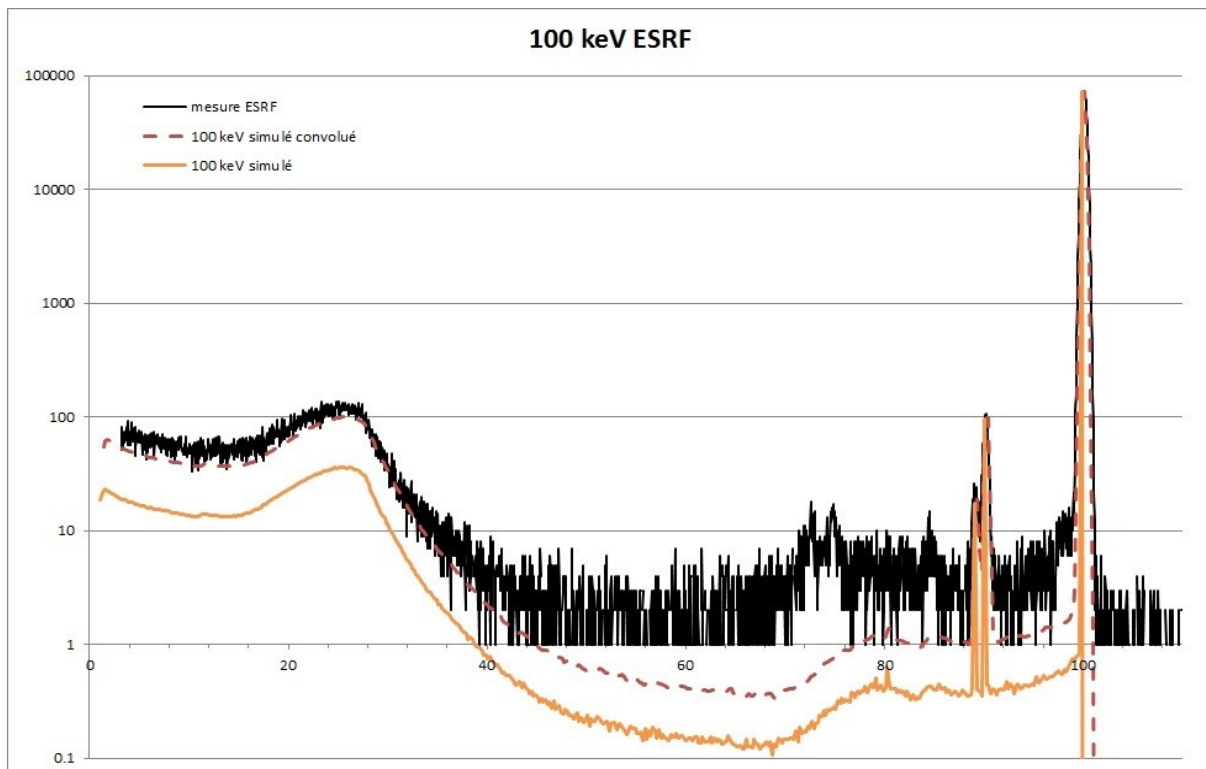
Réponse simulée et mesurée (SOLEX) à 10,7 keV



Réponse simulée et mesurée (ESRF) à 60 keV



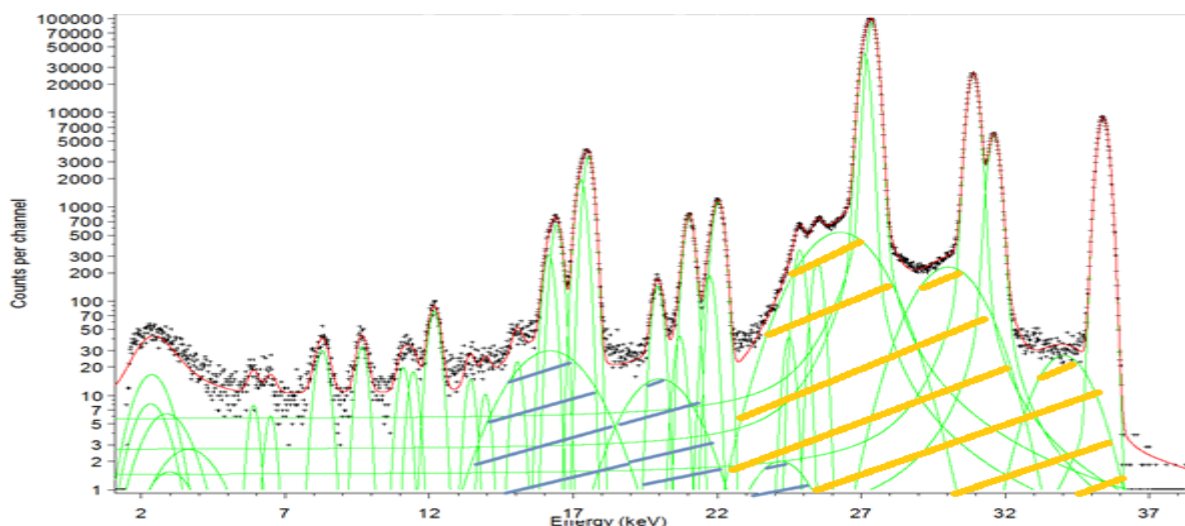
Réponse simulée et mesurée (ESRF) à 80 keV



Réponse simulée et mesurée (ESRF) à 100 keV

## ANNEXE 22 : Modèles de la bosse de diffusion Compton dans le grain.

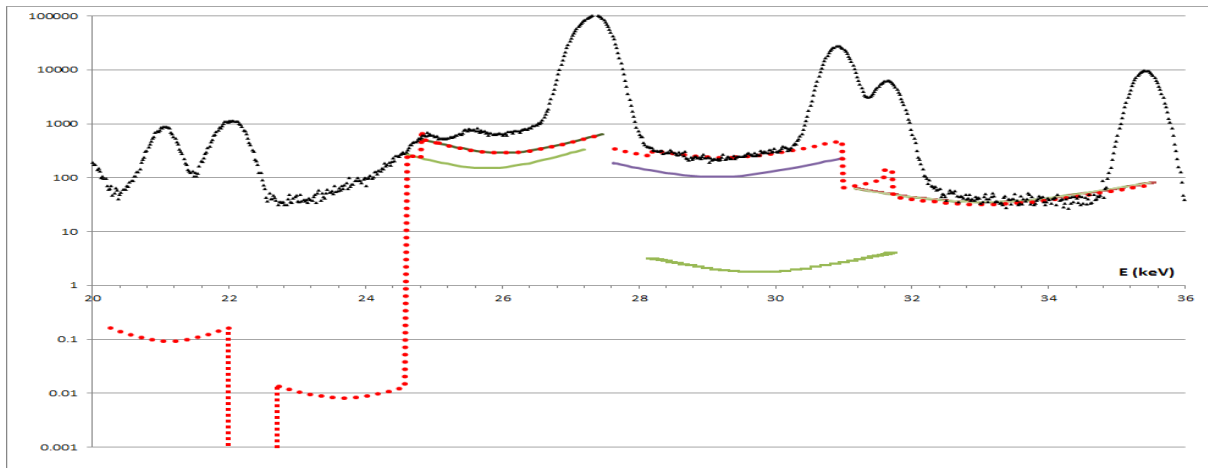
A l'aide de COLEGRAM et du modèle paramétrique M2, on peut reconstruire les réponses aux 7 énergies, et ajuster une forme permettant de modéliser la zone de diffusion. L'ajout de 3 gaussiennes pour décrire les trois régions à 26 keV, 30 keV et 34 keV couvertes par ces diffusions (hachurées en orange sur la figure ci-dessous) permet de combler le vide dans la zone 22-35 keV.



**Modélisation par des gaussiennes (hachures orange) des photons diffusés dans la source, et échappements correspondants (hachures bleues).**

Leurs positions, amplitudes et largeurs sont ajustées automatiquement par COLEGRAM. En revanche, un vide subsiste entre 13 et 24 keV. Ces bosses de diffusion proviennent de la source, donc elles sont

modifiées par la fonction de réponse du détecteur. Comme la modélisation complète de la convolution de ces 3 bosses par la réponse du détecteur est fastidieuse, une première approximation a consisté à calculer les principaux artéfacts, à savoir ici les échappements de chaque bosse (en hachures bleues). L'accord entre le spectre reconstruit (en rouge) et le spectre mesuré (en noir) est alors très bon. Dans un second temps, en calculant la forme théorique de ces 7 plateaux d'après la formule de Klein-Nishina, détaillée en annexe 25, on obtient un résultat assez satisfaisant, décrit ci-dessous. La somme des bosses (en rouge) peut expliquer la forme continue observée entre les pics.



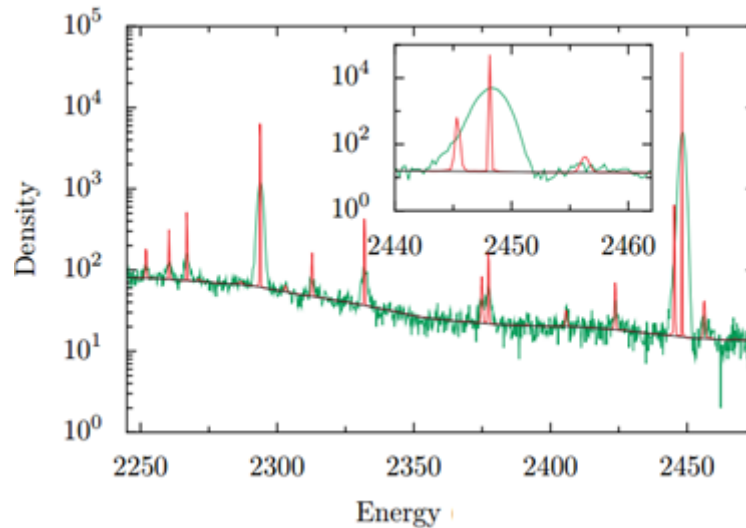
#### Calcul théorique de la forme des bosses de diffusion (somme des 7 composantes en rouge).

Pour chaque raie, le plateau Compton associé est non nul entre  $E_{min}=E_0 \times 0,8971 + 0,2232$  et  $E_{max}=E_0$ , ce qui correspond aux formes observées, et l'amplitude est ajustée soit avec le calcul théorique (formule de Klein Nishina, soit directement avec les données sous ROOT). Ce modèle analytique étant complexe, une approche simplifiée sera retenue, en considérant que les diffusions du premier ordre peuvent être approchées par des plateaux. En effet, la forme en « U » observée est principalement due à la traîne du détecteur.

### ANNEXE 23 : Les utilisations de SINBAD en spectrométrie gamma.

Le logiciel SINBAD (Spectrométrie par Inférence Nonparamétrique BAYésienne pour la Déconvolution), utilisé dans cette thèse a été conçu initialement pour les problématiques de spectrométrie gamma (amélioration de la résolution, diminution de la limite de détection des pics), et utilise de ce fait une réponse de détecteur de forme gaussienne dont le FWHM évolue suivant une fonction affine avec l'énergie. Notons cependant que cette restriction de modèle n'impose pas une forme de pic observé purement gaussienne car l'algorithme peut puiser dans son comportement non paramétrique et décomposer un pic observé en une somme de taille quelconque de composantes gaussiennes. Par ailleurs, le logiciel présente la particularité intéressante de ne pas traiter le fond comme une simple fonction paramétrée (polynomiale ou un fit semi-empirique) mais recherche des solutions dans tout l'espace des distributions, continues pour le fond, discrètes pour les pics. En effet, les modèles paramétriques peuvent donner de mauvais résultats et nécessitent un utilisateur expérimenté qui veille au bon choix du degré du polynôme ou encore de la gamme en énergie du fit (ROI). De plus, des spectres complexes comme ceux des actinides présentent une « forêt » de pics, parfois difficilement séparables. Dans ce cadre de modélisation de très bons résultats ont été obtenus sur des spectres d'oxyde d'uranium acquis avec un détecteur germanium, comme le montre

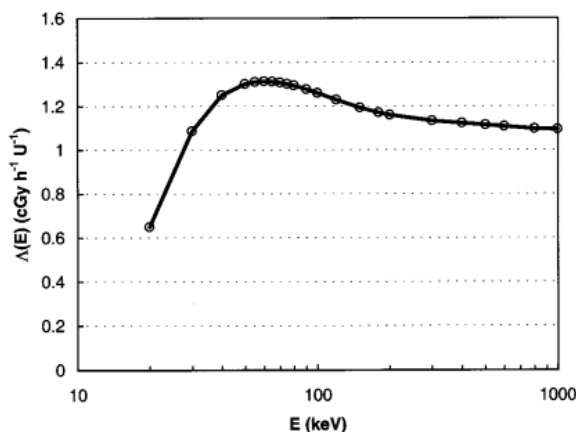
la figure ci-dessous [119]. Les énergies des pics obtenus peuvent alors être comparés à des bibliothèques, comme NUCLEIDE, afin d'identifier les radionucléides présents et mesurer leur activité. Les aires des pics trouvés (ainsi que l'incertitude fournie) ont été comparées aux résultats trouvés par GENIE 2000, et les résultats quantitatifs sont très satisfaisants.



Déconvolution d'un spectre d'UO<sub>2</sub> avec SINBAD (en vert la mesure, en noir le fond et en rouge les pics).

## ANNEXE 24 : Détermination spectrale de la constante de débit de dose

Ces dernières années, de nombreuses sources ont été développées et de nombreuses études sur la détermination des constantes de débit de dose sont parues. Z. J. Nath et R. Nath ont été les premiers



Constante de débit de dose mono énergétique en fonction de l'énergie <sup>12</sup>

à évoquer l'importance de la détermination du spectre et le lien entre le spectre et la constante  $\Lambda$ . Considérant que la source est ponctuelle, il est possible de calculer  $\Lambda$  à partir du spectre émis, et de la constante calculée pour des sources ponctuelles monochromatiques  $\Lambda(E_i)$ , tel que tracés ci-contre<sup>12</sup>.  $\Lambda$  varie d'environ 3,0 % par keV dans la gamme [20;40 keV]. La 1ère application de cette méthode appelée « photon spectrometry technique »(ou PST) a été le calcul de  $\Lambda$  pour les sources d'iode Oncoseed 6711 et 6702, selon la formule ci-dessous :

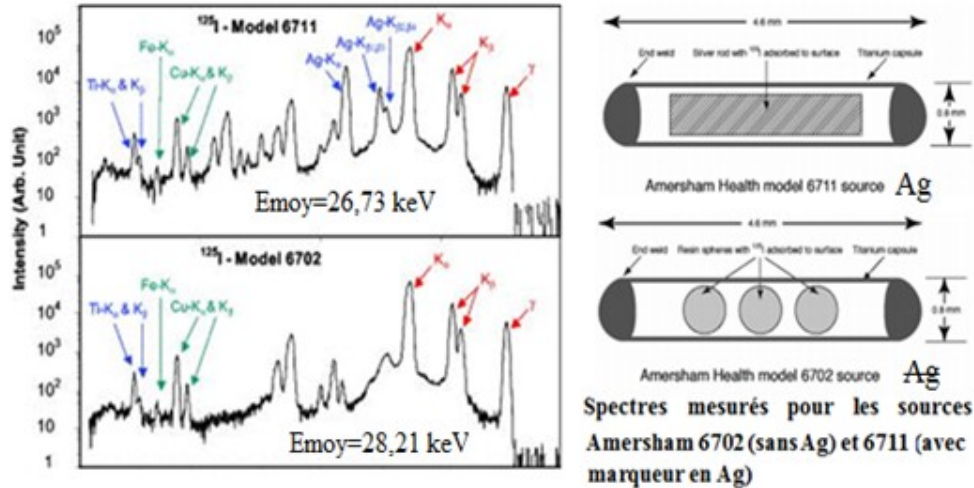
$$\Lambda = \frac{\sum_i n_i E_i (\mu_{en}(E_i)/\rho)_{\text{air}} \Lambda(E_i)}{\sum_i n_i E_i (\mu_{en}(E_i)/\rho)_{\text{air}}}$$

Les résultats trouvés pour ces deux sources sont en accord avec les valeurs proposées par l'AAPM à moins de 1 % <sup>12</sup>. La source 6711, très répandue, possède un marqueur radiographique en argent,

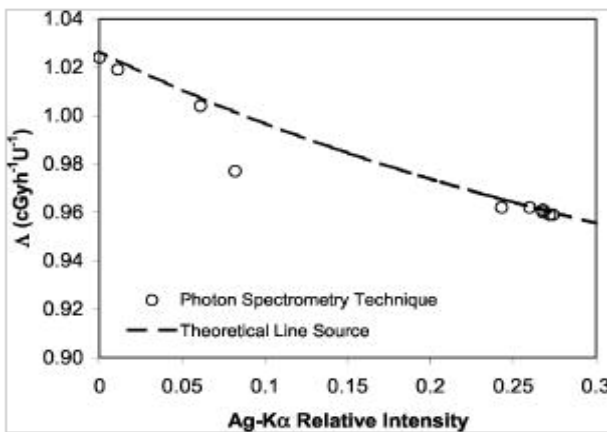
<sup>12</sup> Z.Chen, R. Nath, Medical Physics. , 28,1, 86, 2001.



donc les raies de l'argent sont particulièrement marquées. Pour les sources d'iode 125 Oncoseed 6711 et 6702, respectivement avec un marqueur en argent et sans argent, l'énergie moyenne passe de 26,73 keV à 28,21 keV<sup>12</sup>. On constate que le spectre, noté  $n_i$  dans la formule, apparait à la fois au numérateur et au dénominateur, un spectre relatif peut être utilisé.



Spectres mesurés pour une source avec argent (6711, en haut) et sans argent (6702, en bas) , tiré de <sup>12</sup>



Constantes de débit de dose  $\Delta$  obtenues avec la méthode PST en fonction de la proportion d'argent de la source et comparaison avec la théorie pour une source de longueur active 3 mm (en pointillés) <sup>12</sup>

Leur système de mesure est un spectromètre gamma au germanium hyper pur de type LEGe (10 mm d'épaisseur, 11,3 mm de diamètre), et son électronique associée (DSA-2000). L'avantage de cette méthode est de s'affranchir des problèmes de taille, d'équilibre électronique et de dépendance en énergie inhérents aux autres dosimètres solides, et de résoudre les problèmes de modélisation de la source (informations partielles, répétabilité du processus de fabrication) qui limitent la précision des simulations Monte Carlo (actuellement données avec une incertitude de l'ordre de 3 %, cf. TG-43 update).

L'incertitude finale sur  $\Delta$  est alors de l'ordre de 4 %, contre 8 à 10 % pour les autres méthodes (thermoluminescence, diodes, films radiochromiques). De plus, une fois le banc monté et le détecteur étalonné, la détermination de  $\Delta$  ne prend pas plus de 2 heures par source (pour une mesure à 10 cm) et la non-résolution des pics voisins  $X_{K\alpha}$  n'induit pas plus de 1 % d'incertitude sur  $\Delta$  [17]. Les spectres obtenus en moyennant 3 grains pour différents modèles de sources de CT sont décrits dans la figure ci-contre. Les raies d'émission de l'iode 125 sont indiquées en rouge, les raies de fluorescence issues de la source en bleu et issues du détecteur en vert. Le détecteur n'est corrigé que de son rendement et du bruit de fond. Les pics non fléchés sont des artéfacts liés au détecteur. Pour les deux modèles de sources étudiés ici, le 6702 ne contient pas d'argent, et l'on observe de grandes variations sur  $\Delta$  :  $\Delta_{6711,mes}=0,962$  et  $\Delta_{6702,mes}=1,024$ , mais moins de 1,3 % d'écart avec les

résultats du TG43-U1. On note ainsi un grand écart entre les deux spectres, et des variations importantes entre les valeurs de  $\Lambda$ .

Cette méthode permet donc de s'affranchir de la connaissance de la source, de faire du contrôle qualité en suivant les sources, ou encore de valider les simulations Monte Carlo<sup>13</sup>. Au vu des résultats précédents, les auteurs ont poursuivi leurs investigations sur le rapport entre la concentration d'argent et  $\Lambda$  avec 8 modèles de grains supplémentaires. Les constantes  $\Lambda$  calculées par la méthode PST évoluent alors entre 0,959 et 1,024 cGy.h<sup>-1</sup>.U<sup>-1</sup> et des variations du rapport  $\frac{Ag\ XK\alpha}{Te\ XK\alpha}$  vont jusqu'à 95 % (cf. figure ci-dessus). En effet, les sources ne contiennent pas la même quantité d'argent et l'argent n'est pas exposé de la même manière s'il est présent dans la céramique ou le marqueur radiographique et l'intensité de sa fluorescence dépend de la géométrie du grain. Ces variations affectent l'énergie moyenne de la source et ses propriétés dosimétriques. Les auteurs en concluent que les variations du rapport d'argent sont la principale cause des variations de  $\Lambda$  et qu'il est nécessaire de caractériser le spectre émis par la source.

Il faut souligner que les études de Chen & Nath ne prennent pas en compte tous les défauts induits par le détecteur sur la mesure, mais réalisent une simple soustraction des échappements. Ceux-ci peuvent en effet recouvrir les pics d'argent, et fausser la détermination de leur aire.

## ANNEXE 25 : Vieillessement du tube à rayons X (bibliographie)

Les effets du vieillissement du tube font toujours débat. Sur d'anciens tubes, un dépôt de métal a été observé sur la fenêtre de béryllium, d'épaisseur difficile à mesurer. Parmi les autres effets constatés, la diminution de l'intensité du tube est souvent citée, ainsi qu'un durcissement du spectre (et donc une augmentation de la CDA) couramment attribué à une plus grande auto-atténuation dans le tungstène sur la piste fissurée. Or, bien que ces effets semblent importants pour un tube neuf (jusqu'à 0,5 mm<sub>Al</sub> en plus sur la CDA après six mois pour un tube à 80 kV et une filtration de 2,5 mm<sub>Al</sub>)<sup>14</sup>, certains auteurs n'ont pas observé d'effets sur la CDA, même sur 12 années d'utilisation<sup>15</sup>.

De plus, l'effet principal ne semble pas être la filtration additionnelle liée au dépôt de tungstène vaporisé sur le tube (estimé à moins de 0,01  $\mu\text{m}^{16}$ ), mais bien le faïencage de l'anode. Les micro-craquelures, de quelques dizaines de micromètres, ont déjà évoquées eu 2.1.2.6. De plus, entre 50 et 150 kV, les mêmes auteurs ont montré par calcul que l'impact sur la CDA dépendait de l'énergie. Pour des tubes très filtrés et basses énergies (<80 kV), la 1<sup>ère</sup> CDA semble augmenter avec le vieillissement (+0,2 mm<sub>Al</sub> pour 70 kV filtré avec 2,5 mm<sub>Al</sub> et une rugosité de 5  $\mu\text{m}$ ). Des rugosités de quelques  $\mu\text{m}$  (1,4  $\mu\text{m}$ ; 3,8  $\mu\text{m}$ ) sont en général considérées [77], et sont équivalentes à des filtrations de tungstène de 2 à 8  $\mu\text{m}^{17}$ .

---

<sup>13</sup> R. Nath, Z. Chen, Med Phys., 34,3785, 2007.

<sup>14</sup> H. D. Nagel, Phys. Med. Biol., 33, 271, 1988.

<sup>15</sup> J.W. Addy, Br. Jour. of Radiol. ,51, 397, 1978.

<sup>16</sup> J.G. Stears, J.P. Felmlee, J.E. Gray, Radiology, 160, 837, 1986.

<sup>17</sup> K. Meghzifene, H. Aiginger, R. Nowotny, Phys.Med. Biol. 51, 2585, 2006.

# LISTE DES COMMUNICATIONS:

## Publications :

- « **Determination of the efficiency of high purity germanium and silicon diode detectors for improved assessment of emission spectra delivered by medical X-ray tubes** », S. Deloule, J. Plagnard, M. Denoziere, I. Aubineau-Laniece, X-Ray Spectrometry 42 (2013), 4, p. 201-206 ; DOI: 10.1002/xrs.2471.

## Communications (hors école doctorale et CEA):

- **Journées codes de calcul en radioprotection, radiophysique et dosimétrie**, Paris, 25-26 Mars 2014, «Evaluation du spectre émis par un tube à rayons X : comparaison des résultats obtenus par calculs et spectrométrie »; S. Deloule, J. Plagnard, M. Denoziere, I. Aubineau-Laniece, J. Daures.
- **International Conference on Solid State Dosimetry (SSD) 17 & Summer School**, Recife (Brésil), 19-27 septembre 2013, « A spectrometric study of 125I brachytherapy seeds »; S. Deloule, J. Plagnard, I. Aubineau-Laniece.
- **Journée du Réseau Mathématiques et Statistiques du Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE)**, Paris, 7 Février 2013, « Besoins en déconvolution pour la spectrométrie X», S. Deloule.
- **European conference on x-ray spectrometry (EXRS) 2012**, Vienne (Autriche), 18-22 juin 2012, « HPGe and Si-PiN characterization for measurement of continuous photonic emission ( $E < 50$  keV) of medical X-ray tubes » »; S. Deloule, J. Plagnard, M. Denoziere, I. Aubineau-Laniece.

## Résumé :

En dosimétrie, la distribution énergétique des photons émis par une source constitue un paramètre incontournable. Dans la gamme des basses et moyennes énergies (i.e.  $E < 150$  keV ici), le LNHB possède 5 tubes à rayons X ainsi que des grains de curiethérapie à l'iode 125, présentant des hauts débits de fluence. La détermination du spectre émis par calcul (déterministe ou Monte-Carlo) est limitée, dans la gamme d'énergie considérée, par les incertitudes élevées sur les bases de données ainsi que par les approximations du modèle. La mesure directe avec un détecteur au germanium ultra-pur a donc été retenue, bien que nécessitant de lourds moyens. De plus, le spectre mesuré est le produit de convolution du spectre émis recherché par la réponse du système. Une fois la réponse du détecteur modélisée, il est possible de « déconvoluer » la mesure, i.e. de remonter au spectre réellement émis en corrigeant (par *stripping*, *model-fitting*, inférence bayésienne...) les déformations spectrales induites par le processus de détection. Pour la curiethérapie, le modèle de grain-source a ainsi pu être ajusté. Pour les tubes à rayons X, les résultats obtenus avec différents codes Monte-Carlo et 4 logiciels déterministes ont été comparés à un spectre dit de référence obtenu par mesure et déconvolué. Ainsi l'impact sur certaines grandeurs dosimétriques de la méthode utilisée a pu être quantifié.

*Mots clés : Rayons X, spectrométrie, spectres, déconvolution, tubes à rayons X, grains de curiethérapie, dosimétrie, radioprotection, germanium, fonction de réponse, calculs Monte-Carlo.*

## Abstract :

In the field of dosimetry, the knowledge of the whole photon fluence spectrum is an essential parameter. In the low-to-medium energy range (i.e.  $E < 150$  keV), the LNHB possess 5 X-ray tubes and iodine-125 brachytherapy seeds, both emitting high fluence rates. The performance of calculation (either Monte Carlo codes or deterministic software) is flawed by increasing uncertainties on fundamental parameters at low energies, and modelling issues. Therefore, direct measurement using a high purity germanium is preferred, even though it requires a time-consuming set-up and mathematical methods to infer impinging spectrum from measured ones (such as stripping, model-fitting or Bayesian inference...). Concerning brachytherapy, the knowledge of the seed's parameters has been improved. Moreover, various calculated X-ray tube fluence spectra have been compared to measured ones, after unfolding. The results of all these methods have then be assessed, as well as their impact on dosimetric parameters.

*Key words: X-rays, spectrometry, pulse-height distribution, spectrum unfolding, X-ray tubes, brachytherapy seeds, dosimetry, radioprotection, germanium, response function, Monte Carlo calculation.*