

# Détecteur CZT

Delvaux Emilie, Dumont Jules, Kitio Tsamo Hermine

April 2023

## 1 Introduction

Jusqu'ici nous avons vu deux types de détecteurs pour la spectrométrie  $\gamma$  : les détecteurs à scintillation inorganiques (NaI(Tl) dans notre cas) et les détecteurs à semi-conducteurs (HPGe dans notre cas).

Le NaI a l'avantage d'être relativement bon marché et d'être portable mais sa résolution n'est pas très bonne. Pour des spectres simples, ça ne pose pas trop de problèmes mais dès qu'on a beaucoup de pics rapprochés à détecter, ça devient problématique.

Le HPGe dispose d'une bien meilleure résolution. C'est un semi-conducteur à petit gap. De ce fait, si l'on veut éviter le bruit thermique, on doit refroidir en permanence ce détecteur avec de l'azote, ce qui nuit à la transportabilité. Il existe également des refroidissements à systèmes électroniques mais pour ces détecteurs, le prix monte très vite. De plus, pour la détection de rayons  $\gamma$ , on souhaite favoriser l'effet photoélectrique dans le détecteur. Ainsi, on préférera un matériau à Z élevé, ce qui n'est pas le cas du Germanium.

On a donc cherché à développer de nouveaux détecteurs. Les caractéristiques voulues sont : un détecteur semi-conducteur à large gap pour profiter de la bonne résolution du semi-conducteur sans devoir refroidir le détecteur; et on veut que le Z soit élevé afin de favoriser l'effet photoélectrique.

Les nouveaux détecteurs développés présentaient cependant des problèmes majeurs. On le sait, la détection par semi-conducteur se fait grâce aux trous et aux électrons. Malheureusement, tous les matériaux portaient des pièges à trous (en raison de la présence d'impuretés, de joints de grain, etc..) qui capturaient les trous pendant un temps de vie très long. Lorsqu'un trou était piégé, ça ne perturbait pas le signal détecté. Par contre, au fil des années, le nombre de trous capturés s'accumulait et cela créait un champ qui venait perturber les caractéristiques du détecteur. Ainsi, il était impossible de comparer les nouvelles mesures avec les mesures antérieures prises sur ce même appareil.

Au bout de 10 ans de recherche, un nouveau type de détecteur est apparu : le CZT (Cadmium - Zinc - Tellure). Ce dernier possède également des pièges à trous, mais le temps de vie de capture pour ces derniers était bien plus

faible. Ainsi, les mesures à long terme n'étaient pas affectées. Le problème de dégradation au fil du temps était donc réglé !

Cependant, le détecteur CZT comporte aussi des défauts. Les trous peuvent être piégés par les défauts lors de leur déplacement vers la cathode. Ainsi, les pics que le détecteur récoltera peut être asymétrique et s'élargira pour les basses énergies. Il est crucial d'avoir une bonne résolution si l'on veut mesurer des spectres ayant beaucoup de pics. C'est pour cela que dans les dernières générations de CZT, on utilise plusieurs anodes plutôt qu'un. Dans notre explication, nous n'en considérerons que 2.

L'anode 1 présente un potentiel plus élevé que l'anode 2. Ainsi, les électrons se dirigeront préférentiellement vers l'anode 1, tandis que les trous se dirigent tous vers l'unique cathode. Ainsi, en effectuant des soustractions (Anode1 - Cathode) et (Anode2 - Cathode), on peut discriminer les signaux parasites des réels.

Le dernier défaut que l'on peut trouver au CZT est sa taille relativement petite. Puisqu'il est très dur de créer des cristaux sans défauts, la plupart des détecteurs font  $1\text{cm}^3$ . On peut trouver des détecteurs de  $8\text{cm}^3$  mais les prix sont exorbitants. La détection des  $\gamma$  très énergétiques est donc très limitée (voire inexistante) car ces derniers n'ont pas le temps d'interagir et de déposer leur énergie dans la matière.

On peut cependant raisonnablement espérer que dans les prochaines années, l'avancée technologique permettra de développer des détecteurs CZT de plus grande taille pour des prix plus abordables.

## 2 Pics spéciaux

### 2.1 Pic de rétrodiffusion

Il peut arriver que des photons  $\gamma$  passent à travers le détecteur sans déposer leur énergie. Ils vont ensuite heurter le matériel électronique qui se trouve derrière le détecteur et peuvent interagir par effet Compton. L'angle avec lequel ils seront réémis est variable et il arrive donc que ce dernier soit de  $180^\circ$ . Dès lors, le rayon retourne dans le détecteur et peut y déposer son énergie. On verra alors apparaître sur le graphe un pic de rétrodiffusion à environ 200keV.

### 2.2 Pic de double échappement

Dans certains spectres, comme celui du  $Co^{60}$ , on distingue un petit pic, juste après le pic de rétrodiffusion, qui était pour le détecteur NaI complètement indiscernable. Ce dernier est dû à la création de paire créée par le rayon  $\gamma$  de 1.33 MeV. L'énergie seuil pour que ce phénomène puisse avoir lieu étant de 1.022 MeV, il est dès lors possible d'avoir une création de paire. Le pic de double échappement est très petit car la probabilité de ce phénomène reste très petite pour une énergie de 1.33 MeV. Finissons par remarquer que le phénomène est également possible pour le photon de 1.17 MeV mais que la probabilité est

encore plus faible et que ce pic est noyé dans le pic de rétrodiffusion. Il est donc impossible de le distinguer sur le spectre.

### 3 Exercices

#### 3.1 Résolution due à l'électronique

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{FW}{E_{abs}}}$$

$F = 0.089$  est le facteur de Fano,  $W = 4.7$  eV est l'énergie par paire électron-trous et  $E_{abs}$  est l'énergie que l'on considère.

Ainsi pour  $E_{abs} = 662keV$ , on a  $R = 0.1868$  %. La perte de résolution imputable au matériel électrique est donc de  $1.9 - 0.1868 = 1.7132\%$ .

Pour  $E_{abs} = 59.5keV$ , on a  $R = 0.623\%$ . La perte de résolution imputable au matériel électrique est donc de  $\frac{7.67}{59.5} \times 100 - 0.623 = 12.27\%$ . On comprend donc mieux pourquoi la résolution est exprimée en énergie !

#### 3.2 Epaisseur de matériaux pour une détection à 50% d'un rayon $\gamma$ de 662keV

Pour déterminer l'épaisseur du matériau il suffit de déterminer la valeur de  $x$  pour laquelle l'intensité du photon est égale à 50% c'est-à-dire:

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu\rho x} = 0.5$$

$$\implies x = \frac{\ln 2}{\mu\rho}$$

Où  $\mu$  est le coefficient massique d'atténuation donné en  $cm^2/g$ . Nous allons utiliser le graphe de la figure 1 pour trouver la valeur du coefficient massique d'atténuation des 4 composants en projetant sur la courbe de l'effet photoélectrique et Compton l'énergie de 662keV et en additionnant les 2 valeurs.

- $S_i$  avec pour masse volumique  $\rho = 2.33g/cm^3$

$$\mu = 0.0001 + 0.1 = 0.1001cm^2/g$$

Et donc l'épaisseur du matériau dans ce cas doit être:

$$x = \frac{\ln 2}{0.1001 * 2.33} = 2.971cm$$

- $G_e$  avec pour masse volumique  $\rho = 5.32g/cm^3$

$$\mu = 0.002 + 0.09 = 0.092cm^2/g$$

L'épaisseur du matériau sera donc:

$$x = \frac{\ln 2}{0.092 * 5.32} = 1.4162 \text{ cm}$$

- CZT avec pour masse volumique  $\rho = 5.86 \text{ g/cm}^3$

$$\mu = 0.01 + 0.08 = 0.09 \text{ cm}^2/\text{g}$$

L'épaisseur du matériau sera donc:

$$x = \frac{\ln 2}{0.09 * 5.86} = 1.3142 \text{ cm}$$

- $\text{HgI}_2$  avec pour masse volumique  $\rho = 6.36 \text{ g/cm}^3$

$$\mu = 0.03 + 0.07 = 0.1 \text{ cm}^2/\text{g}$$

L'épaisseur du matériau sera donc:

$$x = \frac{\ln 2}{0.1 * 6.36} = 1.0898 \text{ cm}$$

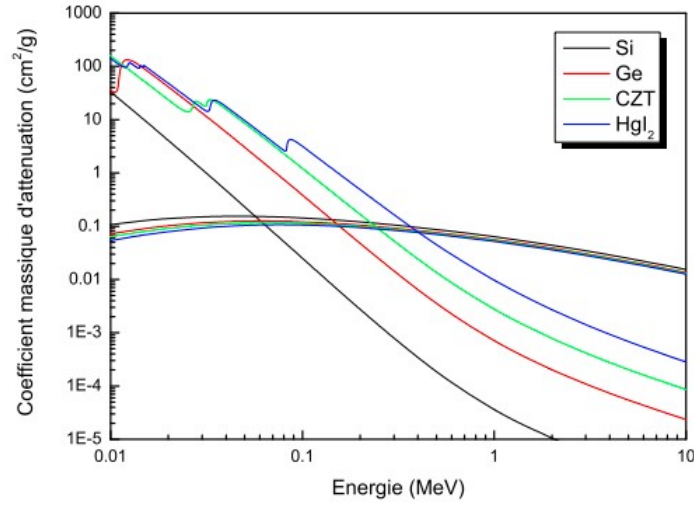


Figure 1: Coefficients d'atténuation (effets photoélectrique et Compton) pour des photons incidents sur du  $\text{Si}$ ,  $\text{Ge}$ ,  $\text{CZT}$  et  $\text{HgI}_2$  en fonction de l'énergie.

### 3.3 Pourcentage minimum de photons $\gamma$ produits par une source d' $Am^{241}$

Comme on va le voir dans la section expérience, la valeur de l'énergie correspondant au pic d'absorption total de l'Américium est égale à 59.5 keV en projetant sur le graphe de la figure 1 on trouve le coefficient d'atténuation massique  $\mu = 10 \text{ cm}^2/\text{g}$ . Le nombre minimum de photons produits par l' $Am^{241}$  lors de sa mesure avec le GR1 de Kromek est donné par:

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu \rho x} = e^{-1.4 * 5.86 * 1.3142} = 2 \times 10^{-26}$$

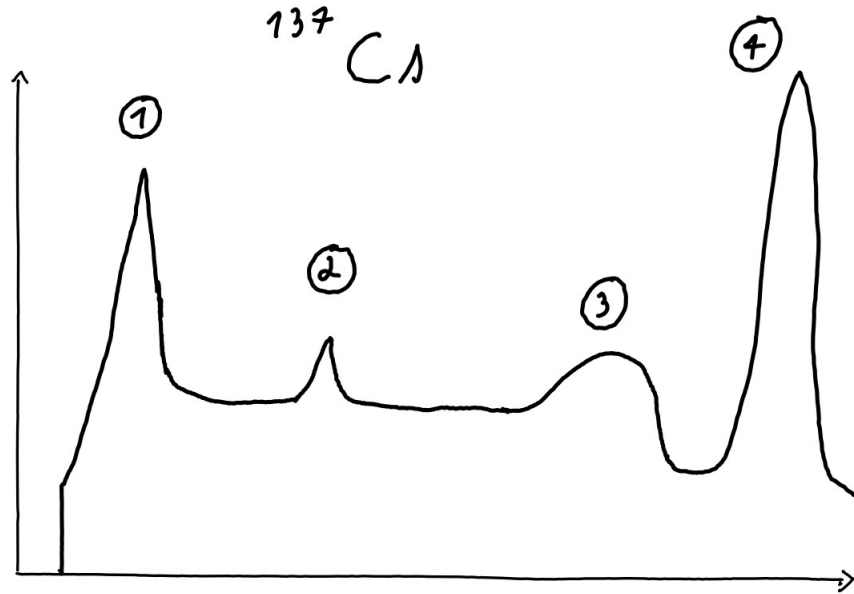
## 4 Expérience

Pour cette expérience, on analysera des sources de  $Cs^{137}$ ,  $Na^{22}$ ,  $Co^{60}$ ,  $Am^{241}$  et de  $Ba^{133}$

### 4.1 Spectres et structures

Dans cette section, nous montrons une représentation schématique des spectres mesurés afin d'y décrire les différentes structures présentes.

#### 4.1.1 $Cs^{137}$



1. Pic de rayon X coupé par le seuil de bruit

2. Pic de retro diffusion <sup>1</sup>
3. Palier compton
4. Pic d'absorption totale

$n^\circ$	Position
1	44
2	254
3	610
4	886

Table 1: Positions des structures

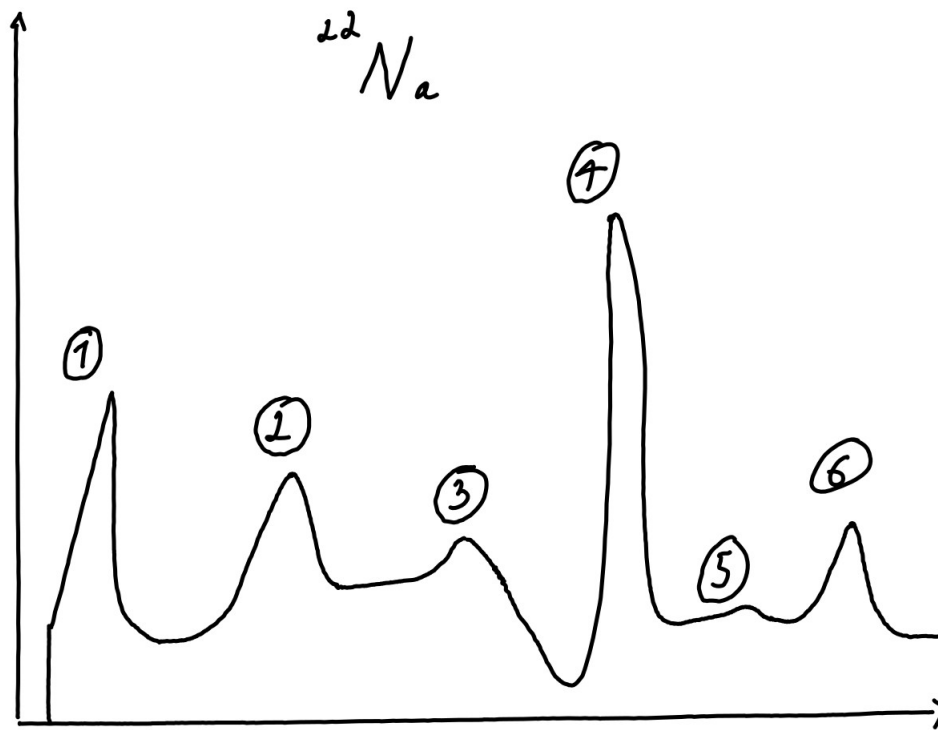
$n^\circ$	$\Gamma$	$\Gamma_b$	$\Gamma_h$
4	11	10	9

Table 2: Largeurs à mi-hauteur  $\Gamma$ , demi-largeurs à quart-hauteur  $\Gamma_b$  (partie basse) et  $\Gamma_h$  (partie haute) des pics d'absorption totale

---

<sup>1</sup>L'identification des pics de retro-diffusion est permise après calibration au point suivant, en vérifiant qu'ils se trouvent bien autour de 200 keV et qu'ils ne correspondent à rien d'autre

#### 4.1.2 $Na^{22}$



1. Pic de rayon X coupé par le seuil de bruit
2. Pic de retro diffusion
3. Palier compton à
4. Pic d'absorption totale
5. Palier compton
6. Pic d'absorption totale

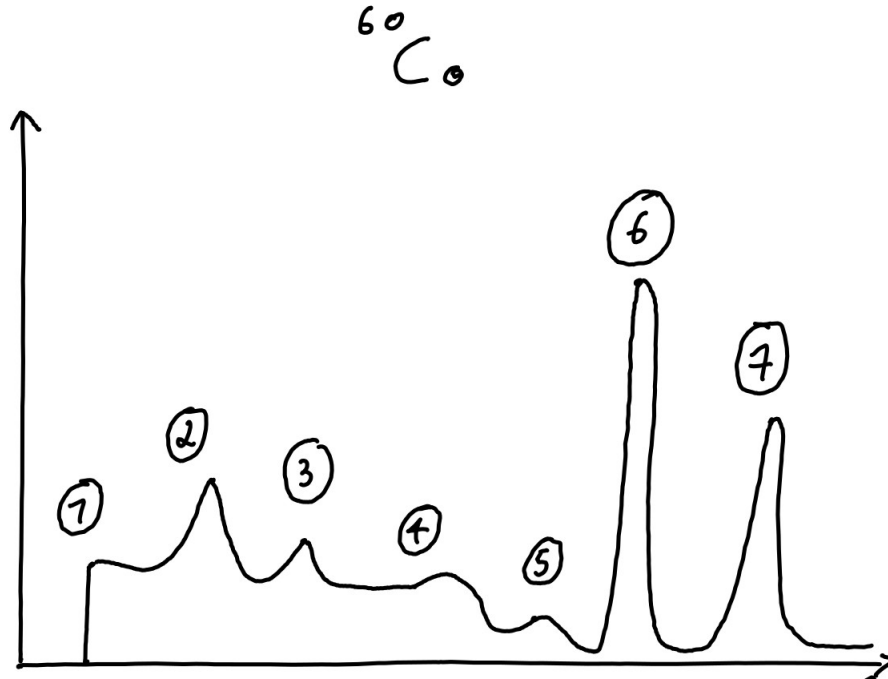
$n^\circ$	Position
1	/
2	236
3	425
4	684
5	1376
6	1705

Table 3: Relevé des positions des structures

$n^\circ$	$\Gamma$	$\Gamma_b$	$\Gamma_h$
4	13	9	9
6	17	13	8

Table 4: Largeurs à mi-hauteur  $\Gamma$ , demi-largeurs à quart-hauteur  $\Gamma_b$  (partie basse) et  $\Gamma_h$  (partie haute) des pics d'absorption totale

#### 4.1.3 $Co^{60}$



1. Seuil de bruit
2. Pic de retro diffusion
3. Pic de création de paire



4. Palier compton
5. Palier compton
6. Pic d'absorption totale
7. Pic d'absorption totale

Remarque : On distingue 2 paliers de Compton à la suite, ce qui est rendu possible grâce à la précision du détecteur CZT.

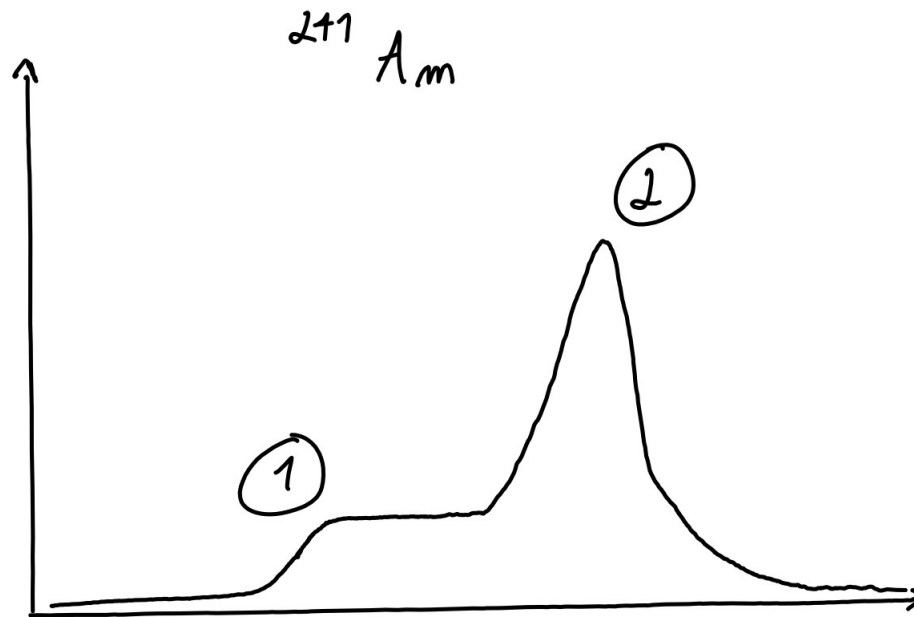
$n^\circ$	Position
1	/
2	/
3	/
4	1266
5	1469
6	1567
7	1781

Table 5: Relevé des positions des structures

$n^\circ$	$\Gamma$	$\Gamma_b$	$\Gamma_h$
6	14	11	12
7	16	13	11

Table 6: Largeurs à mi-hauteur  $\Gamma$ , demi-largeurs à quart-hauteur  $\Gamma_b$  (partie basse) et  $\Gamma_h$  (partie haute) des pics d'absorption totale

#### 4.1.4 $Am^{241}$



1. Seuil de bruit
2. Pic d'absorption totale

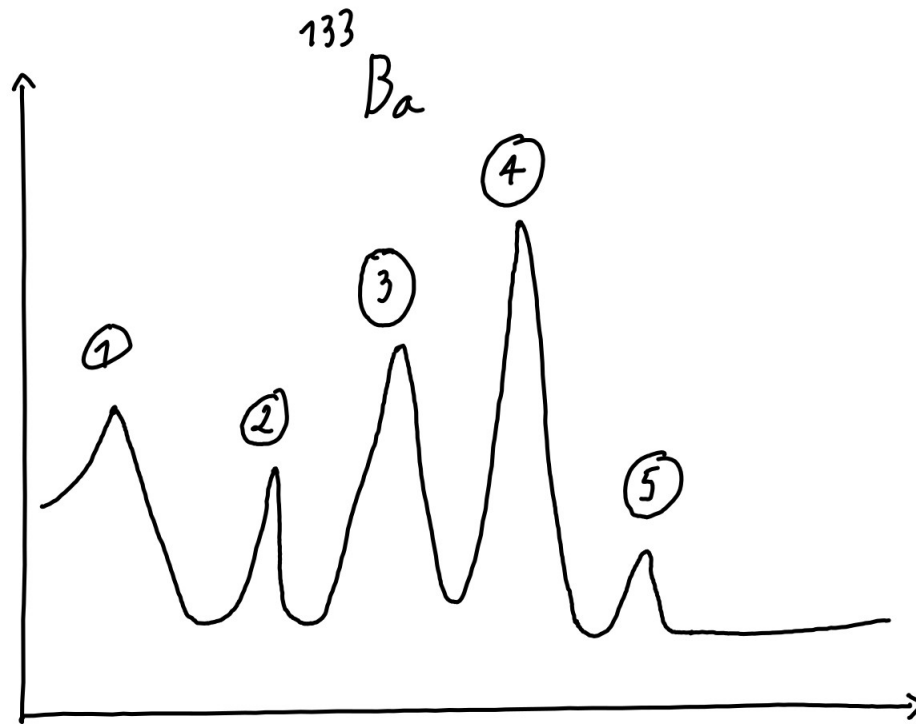
$n^\circ$	Position
1	/
2	79

Table 7: Relevé des positions des structures

$n^\circ$	$\Gamma$	$\Gamma_b$	$\Gamma_h$
2	11	9	7

Table 8: Largeurs à mi-hauteur  $\Gamma$ , demi-largeurs à quart-hauteur  $\Gamma_b$  (partie basse) et  $\Gamma_h$  (partie haute) des pics d'absorption totale

#### 4.1.5 $Ba^{133}$



1. Pic de retro-diffusion
2. Pic d'absorption totale
3. Pic d'absorption totale
4. Pic d'absorption totale
5. Pic d'absorption totale

$n^{\circ}$	Position
1	213
2	371
3	406
4	477
5	513

Table 9: Relevé des positions des structures

$n^\circ$	$\Gamma$	$\Gamma_b$	$\Gamma_h$
2	10	11	8
3	11	9	7
4	17	9	8
5	10	7	9

Table 10: Largeurs à mi-hauteur  $\Gamma$ , demi-largeurs à quart-hauteur  $\Gamma_b$  (partie basse) et  $\Gamma_h$  (partie haute) des pics d'absorption totale

## 4.2 Courbes de calibration : 1er ordre et 2ème ordre

Le fabricant a effectué une courbe de calibration au deuxième ordre. Vérifions si cela est pertinent.

Equation de calibration du constructeur:

$$E = 4.17 \times 10^{-6} P^2 + 0.744P + 0.291 \quad (1)$$

Vérifions cette équations à l'aide des positions relevées ainsi que les valeurs trouvées dans les tables:

Pour le Césium nous avons:

Rayonnement	Energie (keV)	Position
$\gamma_1$	661.7	886

Pour le Sodium:

Rayonnement	Energie (keV)	Position
$\gamma_1$	545	684
$\gamma_2$	1274	1705

Pour le Cobalt:

Rayonnement	Energie (keV)	Position
$\gamma_1$	1173.2	1567
$\gamma_2$	1332.5	1781

Pour l'Amercium:

Rayonnement	Energie (keV)	Position
$\gamma_1$	59.5	79

Pour le Barium:

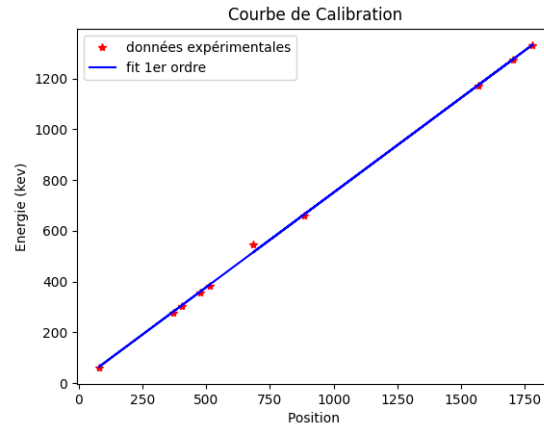
Rayonnement	Energie (keV)	Position
$\gamma_1$	276.4	371
$\gamma_2$	302.85	406
$\gamma_3$	356.02	477
$\gamma_4$	383.8	513

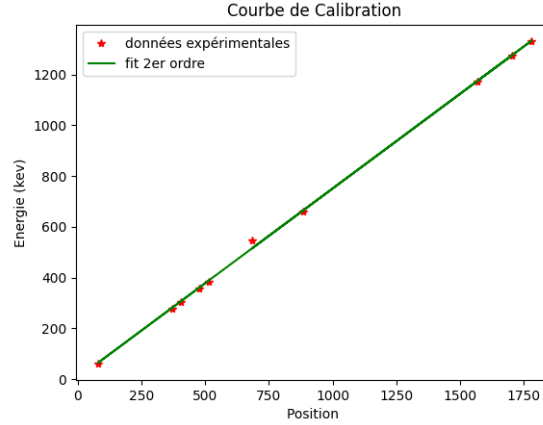
Nous pouvons maintenant établir notre propre équation de calibration au premier ordre à l'aide de la méthode des moindres carrés linéaire:

$$E = 0.747P + 4.34 \quad (2)$$

ainsi que l'équation de calibration au 2er ordre à l'aide de la méthode des moindres carrés non-linéaire:

$$E = -1.58 \times 10^{-5}P^2 + 0.783P - 5.84 \quad (3)$$





On voit très vite que donner une précision au 2ème ordre n'est pas nécessaire. Malgré un résultat plutôt proche pour le terme de premier ordre, notre droite de calibration possède quelques différences. Cela peut s'expliquer par le fait que nos mesures ont été effectuées dans un laps de temps relativement court. On peut aussi spéculer sur le fait que notre méthode de calibration diffère peut-être de celle du constructeur.

### 4.3 Seuils Compton théoriques et expérimentaux

Pour déterminer les seuils Compton théoriques, on utilise la formule déjà vue précédemment :

$$T_{max} = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{1}{2\alpha}}$$

avec  $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$ ,  $m_0$  étant la masse de l'électron. On sait que  $h\nu_0 = E_0$  et on pose  $m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ .

Pour rappel voici les paliers Compton obtenu, leur position relevées, l'énergie associée à la position ainsi que l'énergie du pic d'absorption total associé:

C	$E_c$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)
610	454.61	661.7
425	316.491	545
1376	1024.035	1274
1266	942.195	1173.2
1469	1093.23	1332.5

Mettons maintenant côte à côte dans un tableau les énergies de palier Compton relevés expérimentalement et ceux théoriques calculés à l'aide de la formule:

$E_c$	$E_{cth}$
454.61	480.3
316.491	373.6
1024.035	1065.0
942.195	967.1
1093.23	1122.0

Les valeurs sont toutes relativement proche confirmant le modèle théorique utilisé.

#### 4.4 Autres structures du spectre

On peut reprendre l'ensemble des positions des pics ne correspondant pas à un pique d'absorption total et regardons leurs énergie:

Pour le césium:

$n^\circ$	Position	Energie (keV)
2	254	189.267

Ce pic se trouve autour de 200 keV, on peut alors parler de pic de retro-diffusion.

Pour le sodium:

$n^\circ$	Position	Energie (keV)
2	236	175.875

Ce pic se trouve autour de 200 keV, on peut alors parler de pic de retro-diffusion.

Pour le cobalt:

Nous n'avons pas relevé les positions des structure 2 et 3 mais ils ont été confirmé comme étant respectivement un pic de retro-diffusion (car autour de 200 keV) et pic de double échappement (voir point 2.1).

Et enfin pour le Barium:

$n^\circ$	Position	Energie (keV)
1	213	158.763

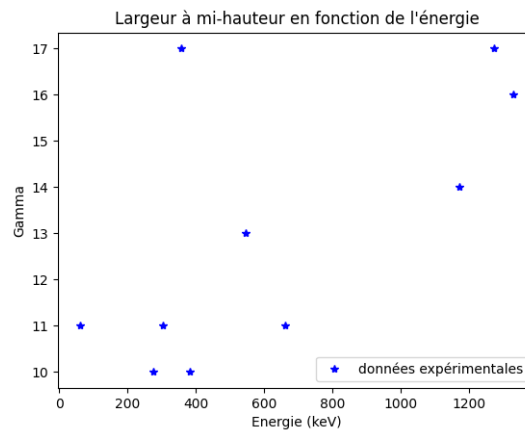
Ce pic se trouve autour de 200 keV, on peut alors parler de pic de retro-diffusion.

#### 4.5 $\Gamma$ et $\frac{\Gamma}{P}$ en fonction de l'énergie

Voici un tableau reprenant les  $\Gamma$  et  $\Gamma/P$  pour une position et énergie donnée:

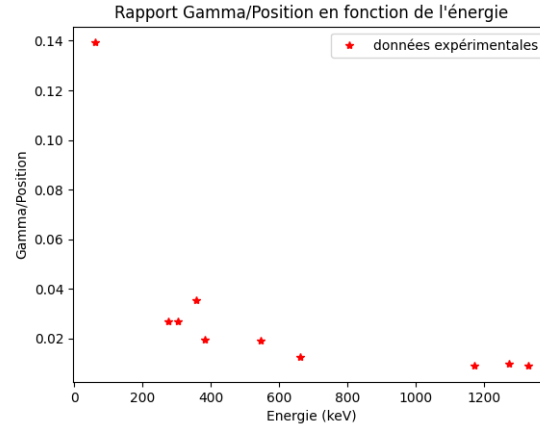
Position	$\Gamma$	$\Gamma/P$	Energie (keV)
886	11	0.0124	661.7
684	13	0.0190	545
1705	17	0.00997	1274
1567	14	0.00893	1173.2
1781	16	0.00898	1332.5
79	11	0.13924	59.5
371	10	0.02695	276.4
406	11	0.02709	302.85
477	17	0.03564	356.02
513	10	0.01949	383.8

Voici les graphiques résultants:



On peut voir que la largeur à mi-hauteur  $\Gamma$  semble croissante en fonction de l'énergie (à 1 exception près) ce qui est cohérent avec ???.





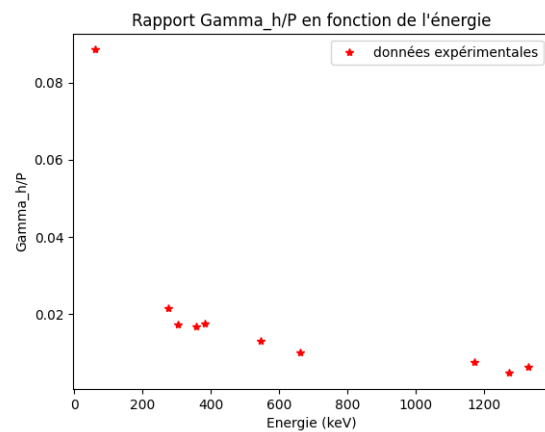
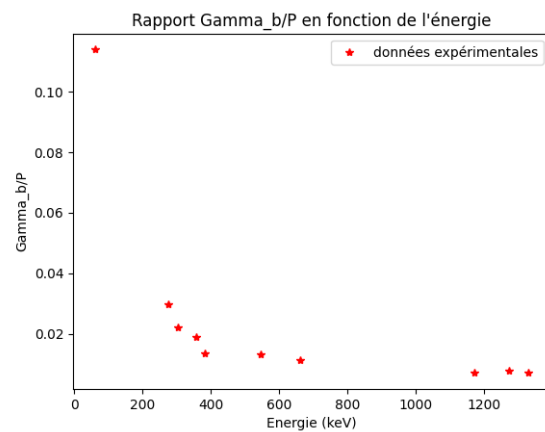
On distingue sur le graphique si-dessus que le rapport  $\Gamma/P$  semble constant en fonction de l'énergie (à 1 exception près) semble constant.

#### 4.6 $\frac{\Gamma_h}{P}$ et $\frac{\Gamma_b}{P}$ en fonction de l'énergie

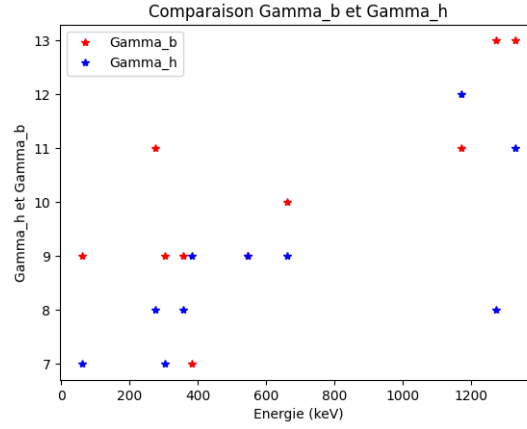
Voici un tableau reprenant les  $\Gamma_h$ ,  $\Gamma_b$ ,  $\Gamma_h/P$ ,  $\Gamma_b/P$  pour une énergie et position donnée:

Position	$\Gamma_b$	$\Gamma_h$	$\Gamma_b/P$	$\Gamma_h/P$	Energie (keV)
886	10	9	0.01129	0.01016	661.7
684	9	9	0.01316	0.01316	545
1705	13	8	0.00762	0.00469	1274
1567	11	12	0.00702	0.00766	1173.2
1781	13	11	0.00730	0.00618	1332.5
79	9	7	0.1132	0.08861	59.5
371	11	8	0.02965	0.02156	276.4
406	9	7	0.02217	0.01724	302.85
477	9	8	0.01887	0.01677	356.02
513	7	9	0.01365	0.01754	383.8

Voici les graphiques résultants :



Nous pouvons aussi nous attarder sur la symétrie des pics en plottant à la fois les partie haute et partie basse sur un même graphique avec une couleur différente pour chacun :



On voit tout de suite l'asymétrie apparaître avec le partie basse (ou aussi partie gauche sur le pic) qui est en moyenne plus grande que la partie haute (partie droite sur le pic). Cela peut être du au fait que les trous peuvent être piégés par les défauts lors de leur déplacement vers la cathode.

## 5 Conclusion

Au cours de ce laboratoire, nous avons pu manipuler le détecteur CZT, découvrir sa précision ainsi que les différentes structures apparaissant sur les spectres qui pouvaient différer des autres appareils de détections que nous avons manipuler au cours de l'année. Par exemple nous avons vu l'apparition de pics de retro-diffusion ainsi que l'apparition de structures existantes mais presque invisible pour les autres détecteurs grâce à sa grande précision comme le 2ème palier de Compton du Cobalt 60. Pour finir nous avons vu que les détecteurs CZT actuel avaient néanmoins quelques défauts comme le fait que les pics pouvaient présenter en moyenne une asymétrie pouvant s'expliquer par le piège de trous à court terme.