



UNIVERSITÉ D'ANTANANARIVO
FACULTÉ DES SCIENCES
FORMATION DOCTORALE EN PHYSIQUE



Domaine : Science et Technologie

Mention : Physique et Application

Parcours : Physique Nucléaire Appliquée et Environnement

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Laboratoire de Physique Nucléaire et Physique de l'Environnement (L.P.N.P.E)

MEMOIRE

Pour obtention du :

DIPLOME DE MASTER

**ETALONNAGE SUR SPECTRE D'UN
DETECTEUR en Cadmium Zinc Tellure
CdZnTe du L.P.N.P.E**

Présenté par:

REGIS Razafitsolofo Elidio

Devant la commission d'examen :

Président : **Monsieur RAKOTONDRAMANANA Hery Tiana**

Maitre de conférences à la Faculté des Sciences de l'Université d'Antananarivo

Examineur : **Monsieur RANDRIANARIVONY Edmond**

Professeur Titulaire à la Faculté des Sciences de l'Université d'Antananarivo

Rapporteurs: **Monsieur RAVELOMANANTSOA Solofonirina Dieudonné**

Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université d'Antananarivo

Monsieur RATOVOJANAHARY A. Justinien Franck

Maitre de conférences à la Faculté des Sciences de l'Université d'Antananarivo

Soutenu le 13/Septembre/2014

TABLE DE MATIERE

TABLE DE MATIERE.....	I
REMERCIEMENTS.....	III
Liste des tableaux.....	IV
Liste des figures.....	V
Liste des abréviations.....	VI
INTRODUCTION.....	1
Chapitre I : DETECTION DU RAYONNEMENT GAMMA.....	4
I.1 : Rayonnement gamma.....	4
I.1.1 : Caractéristiques.....	4
I.1.2 : Origines.....	5
I.2 : Interaction du photon gamma avec la matière.....	5
I.2.1 : effet photoélectrique.....	6
I.2.2 : diffusion ou effet Compton.....	7
I.2.3 : production de paire ou effet de matérialisation.....	9
I.3 : sections efficaces et domaines de prépondérance.....	10
I.4 : Atténuation du rayonnement.....	13
Chapitre II : CHAINE DE SPECTROMETRIE GAMMA.....	14
II.1 : Détecteur à semi-conducteur.....	14
II.1.1 : Généralités sur le semi-conducteur.....	14
II.1.2 : Quelques détecteurs à semi-conducteur.....	18
II.1.2.1 : Détecteurs au silicium compensé au lithium.....	19
II.1.2.2 : Détecteurs au germanium.....	20
II.1.2.3 : Détecteurs au tellure de cadmium (CdTe).....	21
II.1.2.4 : Détecteurs au cadmium zinc tellure (CdZnTe).....	21
II.2 : Spectrométrie gamma.....	22
II.2.1 : Principe.....	22
II.2.2 : Schéma de la chaîne.....	23
II.3 : Eléments constitutifs d'une chaîne de spectrométrie gamma.....	24

II.3.1 : Le détecteur.....	24
II.3.2 : L'électronique associée.....	24
II.3.2.1 : Préamplificateur.....	24
II.3.2.2 : L'amplificateur.....	24
II.3.2.3 : Convertisseur analogique-numérique et analyseur multicanaux....	25
II.3.3 : Le logiciel de traitement et d'analyse de donnée.....	25

Chapitre III : ETALONNAGE EN ENERGIE DE LA CHAINE DE

SPECTROMETRIE GAMMA.....27

III.1 : Chaîne de la spectrométrie gamma.....27

III.1.1 : Schéma de la chaîne.....27

III.1.2 : Paramétrage de mesure.....30

III.2 : Analyse de spectres d'énergie.....31

III.2.1 : Etalonnage en énergie.....31

 III.2.1.1 : Présentation du problème.....31

 III.2.1.2 : Principe.....31

 III.2.1.2 : Repérage des pics du minerai.....31

 III.2.1.3 : Etalonnage sur spectre.....33

 III.2.1.4 : Vérification à l'aide de spectre du ^{137}Cs33

III.2.2 : Analyse de spectre du ^{137}Cs34

 III.2.2.1 : Energie Compton maximale.....34

 III.2.2.2 : Energie du pic de rétrodiffusion.....35

CONCLUSION.....36

ANNEXE

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements vont à Dieu tout puissant qui m'a donné une bonne santé, la volonté et le courage pour faire ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur RAKOTONDRAMANANA Hery Tiana, Maître de conférences et Chef de département de physique à la Faculté des Sciences pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire de fin de stage.

Je tiens également à remercier Monsieur RAVELOMANANTSOA Solofonirina Dieudonné, Professeur à la Faculté des Sciences de l'université d'Antananarivo et responsable de parcours Physique Nucléaire Appliquée et Environnement d'avoir accepté mon inscription en tant que stagiaire S10 au sein dudit parcours. En plus il a bien voulu accepter d'être mon encadreur. Je dois souligner la contribution essentielle qu'il a apporté à cette étude. Ses observations constantes, ses conseils, étayés de larges discussions m'ont permis de mieux cerner le problème posé. Ce travail n'avait pu être mené à terme sans son sens de rigueur et sa grande disponibilité.

Je tiens à présenter ma profonde gratitude à Monsieur RATO VON JANAHARY A. Justinien Franck, Maître de conférences et responsable du Laboratoire Physique Nucléaire et Physique de l'Environnement L.P.N.P.E à la Faculté des Sciences de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et d'accepter aussi d'être mon co-encadreur. Je lui remercie particulièrement pour son effort ; il a fait tous les moyens pour obtenir tous les appareils qu'on avait utilisés au laboratoire L.P.N.P.E. Sans lui, je n'aurais pas pu faire ce stage.

Je présente aussi mes remerciements à Monsieur RANDRIANARIVONY Edmond, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université d'Antananarivo en acceptant d'être membre de jury de ce mémoire.

Permettez-moi également d'exprimer ma gratitude à Madame RALALARISOA Haritina Luciette, Maître de conférences, qui m'a conseillé durant mes travaux de stage.

Je ne pourrai jamais oublier d'exprimer mes vifs remerciements aux enseignants de la Faculté des Sciences qui m'ont transmis leurs connaissances depuis ma première année jusqu'à aujourd'hui même.

Ma profonde gratitude s'adresse à toute ma famille et particulièrement à mes parents pour leurs soutiens moral et financier durant mes études. En effet, ils sont venus jusqu'ici pour me soutenir.

Je transmets mes vives reconnaissances à toutes personnes qui ont contribué de loin ou de près à la réalisation du présent travail.

Liste des tableaux :

Tableau 0.1 : familles radioactives naturelles.....	1
Tableau 0.2 : les principaux radionucléides naturels émetteurs gamma dans les familles radioactives du thorium et de l'uranium.....	2
Tableau III.1 : les différents points utilisés pour l'étalonnage.....	33

Listes des figures :

Figure I.1 : Classification des rayonnements électromagnétique.....	4
Figure I.2 : Effet photoélectrique.....	7
Figure I.3 : Différents cas de la Diffusion Compton.....	8
Figure I.4 : Production de paire et annihilation.....	9
Figure I.5 : Courbe d'efficacité relative de quelques effets.....	12
Figure I.6 : Zone de prédominance du type d'interaction.....	12
Figure II.1a : Bandes d'énergies pour un isolant.....	14
Figure II.1b : Bandes d'énergies pour un conducteur.....	15
Figure II.1c : Bandes d'énergies pour un semi-conducteur.....	15
Figure II.2a : bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type N.....	16
Figure II.2B : bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type P.....	17
Figure II.3 : Principe du détecteur à semi-conducteur.....	18
Figure II.4 : Exemple de spectre représentant un pic photoélectrique.....	23
Figure II.5 : Représentation de la chaîne de mesure.....	23
Figure II.6 : Exemple de spectre de rayonnement gamma.....	26
Figure III.1 : Chaîne de spectrométrie gamma du L.P.N.P.E.....	27
Figure III.2 : Schéma simplifier du détecteur CZT 500s.....	28
Figure III.3 : Le détecteur CZT 500s.....	29
Figure III.4 : Le MCA 166.....	29
Figure III.5 : Le MCA 166 avec Le palm top.....	30
Figure III.6 : Spectre du Césium-137.....	32
Figure III.7 : Spectre de minerai d'Uranium.....	32
Figure III.8 : Spectre du Césium après étalonnage.....	34

Liste des abréviations

L.P.N.P.E : Laboratoire de Physique Nucléaire et Physique de l'Environnement

CZT : Cadmium Zinc Tellure (CdZnTe)

TEP : Tomographie par Emission de Position

GeHP : Germanium à Haute Pureté

ADC: Analogic Digital Converter

FWHM : Full Width at Half Maximum

LLD: Lower Limit Detection

ULD: Upper Limit Detection

MCA: Analyseur Multicanaux

Si(Li) : Silicium compensé au Lithium

INTRODUCTION

Toutes les matières qui nous entourent sont toutes constituées d'atomes. Parmi ces atomes, il y a ceux qui ont des noyaux radioactifs. Ces radionucléides émettent spontanément des rayonnements. Il existe deux groupes de radionucléide : les radionucléides naturels et les radionucléides artificiels.

Les radionucléides primordiaux à savoir : les familles de l'Uranium et du Thorium, ainsi que le Potassium et les radionucléides cosmogoniques comme carbone-14, sont présents dans le sol, dans l'eau et dans l'air.

Les radionucléides artificiels sont des noyaux radioactifs produits par activation ou par fission ; comme le césium-137 par exemple.

Certains isotopes radioactifs subissent plusieurs désintégrations successives avant d'atteindre un état stable, c'est la filiation radioactive.

Il existe quatre grandes familles radioactives naturelles, classées dans le tableau ci-dessous :

Nom de la famille	Nombre de Masse de type	Noyau père	période	Produit final
Thorium	4n	Th-232	$1,40.10^{10}$ ans	Pb-208
Neptunium	4n+1	Np-237	$2,14.10^6$ ans	Bi-209
Uranium	4n+2	U-238	$4,46.10^9$ ans	Pb-206
Actinium	4n+3	U-235	$7,04.10^8$ ans	Pb-207

Tableau1 : Familles radioactives naturelles

Dans une filiation radioactive, il peut exister des désintégrations différentes comme désintégration α , β , γ . Mais on s'intéresse surtout à la désintégration γ .

Le tableau suivant présente les principaux radionucléides naturels émetteurs gamma dans les familles radioactives du thorium et de l'uranium.

Nom du radionucléide	Energie(keV)	Intensité (%)	Série
Tl-208	2614,53	39,16	T H O R I U M
	860,56	12,42	
	583,19	64,50	
	510,77	22,60	
Bi-212	727,18	6,65	
Pb-212	238,62	44,60	
	77,11	17,50	
Ac-228	968,97	16,20	
	911,20	26,60	
	338,32	11,88	
Bi-214	1764,49	15,36	U R A N I U M
	1238,11	5,86	
	1120,28	14,80	
	609,31	44,80	
Pb-214	351,92	35,80	
	295,21	18,50	

Tableau 2 : Les principaux radionucléides naturels émetteurs gamma dans les familles radioactives du thorium et de l'uranium.

Les rayonnements émis par les radionucléides ne sont pas détectables à nos cinq sens usuels ; d'où la nécessité d'utiliser des détecteurs qui permettent de faire du comptage de la dosimétrie ou de la spectrométrie.

Ce travail est centré sur l' « **ETALONNAGE SUR SPECTRE D'UN DETECTEUR CdZnTe** ».

Le chapitre I, est consacré à la détection du rayonnement Gamma. Ensuite, le chapitre II traitera la chaîne de spectrométrie gamma. Enfin, le chapitre III est basé sur l'étalonnage en énergie sur spectre de la chaîne spectrométrie gamma utilisé au L.P.N.P.E.

Chapitre I : DETECTION DU RAYONNEMENT GAMMA

I.1 : Le rayonnement gamma

I.1.1 : Caractéristiques

Le rayonnement gamma, mis en évidence par le physicien français Paul Villard en 1900, [4] se trouve à l'extrémité du spectre des rayonnements électromagnétiques, a des énergies au-delà de 10 keV .

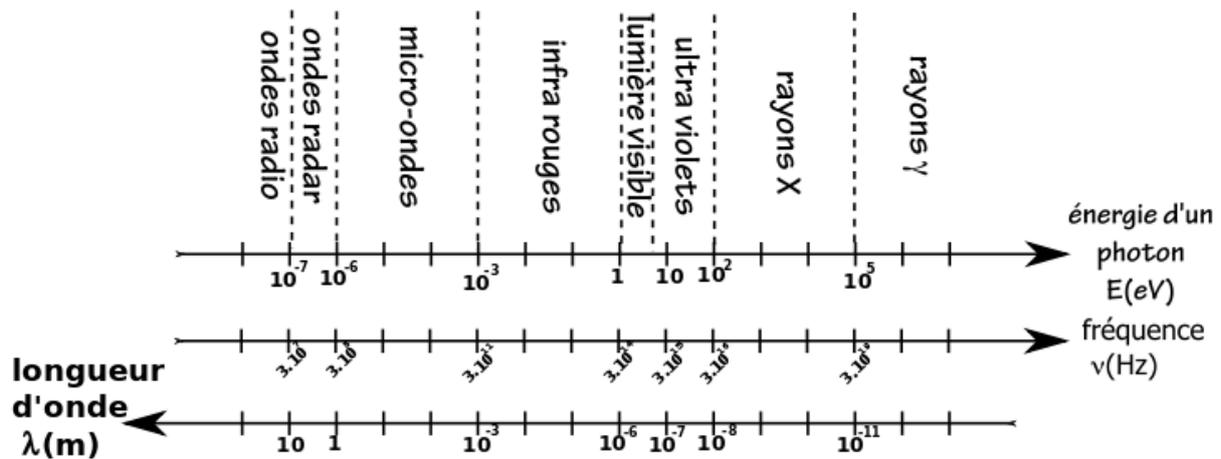


Figure I.1 : Classification des rayonnements électromagnétiques

Le rayonnement gamma est moins ionisant que les particules alpha ou les électrons ; mais par contre, il est beaucoup plus pénétrant que ces derniers. On en conclut que pour pouvoir être détecté, le matériau constituant le volume du détecteur doit être suffisamment dense pour être capable d'arrêter le rayonnement gamma. De ce fait, on privilégie l'utilisation de détecteur solide. [4], [3]

Son pouvoir ionisant et sa capacité à pénétrer profondément dans la matière font du rayonnement gamma un moyen d'irradiation de choix, utilisé à divers fins de traitement des tissus cancéreux en radiothérapie , stérilisation de certains produits dans des domaines pharmaceutique et cosmétique, ionisation des aliments pour leur conservation, amélioration des plastiques ou encore étude du vieillissement et de la tenue aux radiations de certains matériaux pour des applications militaires, spatiales ou nucléaires.

De manière similaire au scanner à rayons X, des systèmes d'imagerie gamma ont été développés actuellement et sont utilisés pour rechercher des anomalies et défauts dans les pièces métalliques ou encore pour contrôler les conteneurs. En imagerie médicale, la scintigraphie et, plus récemment, la tomographie par émission de positron, ou TEP,

permettent d'analyser la structure des tissus d'un organe dans lequel un marqueur radioactif a été injecté au préalable

I.1.2 : Origines

Le rayonnement gamma est une onde électromagnétique, et de même nature que le rayonnement X. Ce qui les différencie est leur origine. Le rayonnement gamma est issu de transitions nucléaires tandis que son homologue X est issue d'une transition électronique. Généralement, les noyaux produits par radioactivité alpha ou béta sont dans un état d'énergie excité, ce qui fait que les désintégrations par radioactivité alpha ou béta sont souvent accompagnées par des émissions de rayonnements gamma consécutives à la désexcitation.

Il peut aussi provenir du phénomène d'annihilation, quand de la matière rencontre l'anti-matière correspondante, par exemple $e^- + e^+ \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$.

I.2 : Interaction de photon gamma avec la matière

En pénétrant dans la matière, les photons gamma peuvent interagir avec les atomes de différentes manières. Les interactions sont dues :

- Aux électrons atomiques
- Au noyau
- Au champ électromagnétique du noyau
- Au champ électromagnétique des électrons

Lorsqu'ils traversent la matière, les photons gamma sont absorbés essentiellement par trois effets en fonction de leur énergie et des caractéristiques du milieu en présence : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la production de paires électron-positron.

L'effet photoélectrique et la matérialisation font disparaître complètement le photon, alors que l'effet Compton est une diffusion suivie d'une cession d'énergie.

A ces trois effets principaux s'ajoute de nombreux autres effets qui ont d'autre importance dans d'autres points de vue. Ce sont :

La diffusion élastique d'un photon qui consiste en une collision avec la matière au cours de laquelle le photon ne perd pas d'énergie. La diffusion élastique comporte deux types de diffusion : la diffusion Thomson et la diffusion Rayleigh.

- *La diffusion Thomson* est en fait la diffusion élastique d'un photon par une particule libre chargée, en général un électron. En pratique, la diffusion Thomson concerne les

photons de faible énergie qui sont absorbés par un électron atomique, c'est un électron libre ou de valence. Cet électron est ainsi mis en oscillation forcée et réémet un photon de même énergie que le photon incident, avec une direction aléatoire.

- A faible énergie, la longueur d'onde du photon incident est du même ordre de grandeur que la dimension de l'atome. Dans ce cas, au lieu d'interagir avec un seul électron, le photon incident interagit avec tous les électrons de l'atome qui se mettent à osciller en phase avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident. Ce type de diffusion élastique est connu sous le nom de *diffusion Rayleigh* ou *diffusion cohérente*.

Du point de vue conceptuel, les diffusions Thomson et Rayleigh sont très semblables et sont souvent considérées de manière globale sous le nom de diffusion Thomson-Rayleigh. La distribution de l'angle d'émission du photon peut s'estimer en considérant que la diffusion de Thomson-Rayleigh est un cas limite de la diffusion Compton lorsque l'énergie du photon incident est basse. [4]

- *Diffusion nucléaire résonante*, les rayonnements gamma incidents excitent le noyau qui se désexcite par l'émission de photon ou de particule.

I.2.1 : L'Effet photoélectrique

Dans *une collision photoélectrique*, le photon incident cède totalement son énergie E_γ à un électron fortement lié de l'atome cible. Le photoélectron est éjecté avec une énergie cinétique :

$$E_e = E_\gamma - L_e \quad (\text{I. 1})$$

Avec L_e : est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome

Lorsque l'énergie du photon incident est égale à l'énergie de libération de l'électron ou seuil photoélectrique, l'électron est émis avec une énergie cinétique nulle. Si l'énergie du photon incident, par contre, est inférieure à l'énergie de liaison de l'électron K, l'effet photoélectrique se fait sur l'électron de la couche L, et ainsi de suite. Après cet événement,

l'atome se trouve dans un état excité et subit un réarrangement au cours duquel soit un photon de fluorescence X est émis, soit un électron appelé électron Auger est éjecté. [2], [4].

La figure I.2 montre l'effet photoélectrique :

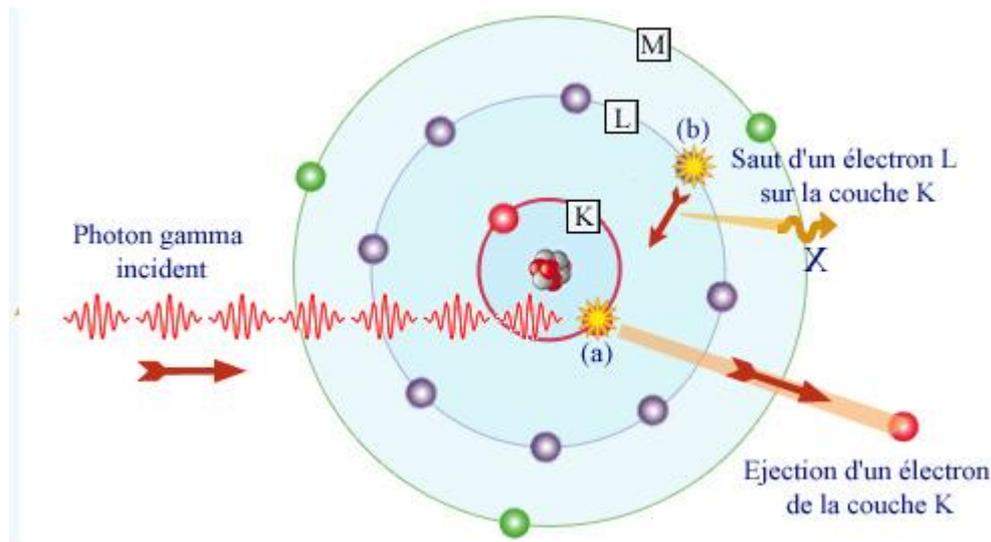


Figure I.2 : Effet photoélectrique

Source : <http://www.laradioactivite.com>

II.2.2 : *L'effet Compton*, encore nommé diffusion Compton ou diffusion incohérente

Il s'agit de l'interaction d'un photon d'énergie E_1 avec un électron libre ou peu lié d'énergie de liaison L_e très inférieure E_1 . L'interaction, bien qu'inélastique au sens strict, peut être décrite comme une collision élastique où l'électron recule avec une énergie cinétique T_e et le photon gamma est diffusé avec une énergie E_2 . Les deux grandeurs E_1 et $E_2 = E_1 - T_e$ peuvent se calculer par les relations de conservation.

On trouve :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{I. 2})$$

Où m_e est la masse au repos de l'électron ($m_e c^2 = 511 \text{ keV}$) et θ l'angle de diffusion du photon gamma, mesuré par rapport à sa direction d'incidence.

La direction de propagation du photon diffusé est généralement différente de celle du photon incident et est redistribuée aléatoirement lorsque la diffusion a lieu sur des électrons en équilibre thermique. La **figure I.3** présente la distribution de l'angle de diffusion des photons arrivant de la gauche de la figure pour différentes énergies. Les photons de faibles énergies (1 keV) subissent autant de diffusion vers l'avant que de diffusion vers l'arrière. Cette égalité progresse en faveur des diffusions vers l'avant en même temps que l'énergie du photon augmente. Pour les photons de haute énergie (10 MeV), les diffusions ne se font pratiquement que vers l'avant.

La figure I.3 illustre l'effet Compton :

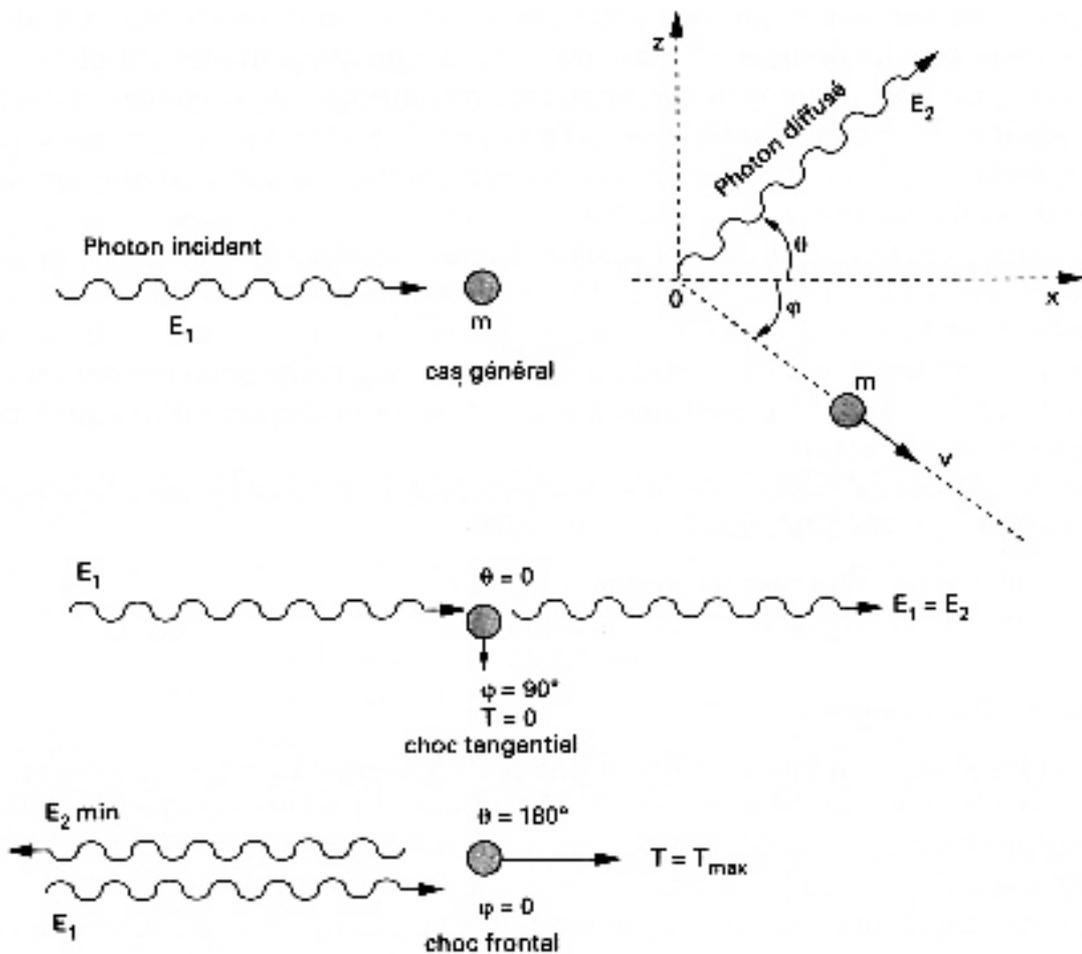


Figure I.3 : Différents cas de la Diffusion Compton

Source : <http://www.laradioactivite.com>

- un cas général, permettant de distinguer l'angle de diffusion Compton θ et φ . La direction φ prise par l'électron suite à l'interaction du photon incident,
- une diffusion vers l'avant avec un angle θ égal à 0° : l'énergie du photon diffusé est égale à celle du photon incident ($E_1 = E_2$),
- une rétrodiffusion, l'angle θ est égal à 180° . Dans ce cas, l'énergie du photon diffusé E_2 peut s'exprimer comme :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + 2 \frac{E_1}{m_e c^2}} \quad (I.3)$$

I.2.3 : La production de paire

Elle consiste en la matérialisation d'une paire électron-positron lorsqu'un photon d'énergie supérieure à 1,022 MeV disparaît au voisinage d'un noyau ou d'un électron atomique.

La figure I.4 explore la production de paire et annihilation :

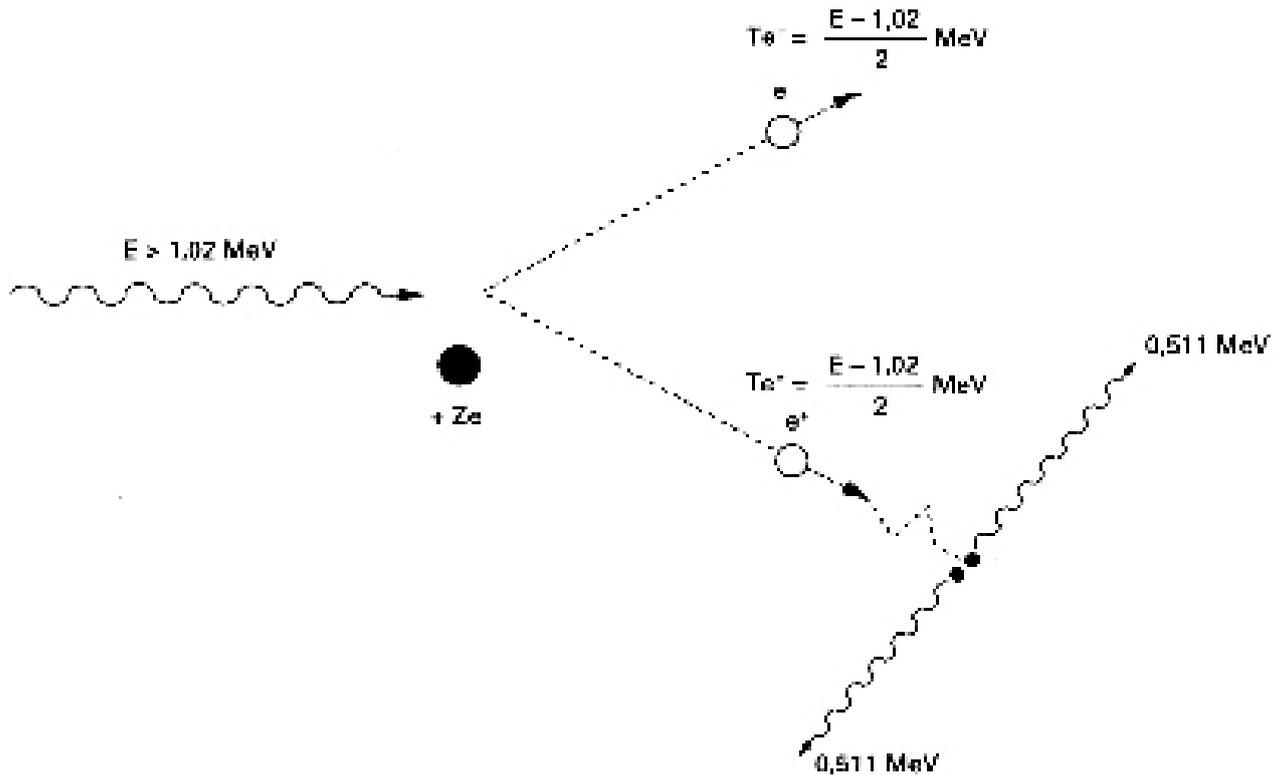


Figure I.4 : production de paire et annihilation

Source : <http://www.laradioactivite.com>

Cette création de paire peut se faire seulement si l'énergie du photon incident est supérieure à deux fois l'énergie de masse d'un électron au repos, soit 1,022 MeV. Ces deux particules vont perdre leur énergie par phénomène d'ionisation du milieu, le positron finira par s'annihiler avec un électron du milieu produisant ainsi l'émission de deux photons d'énergie individuelle de 0,511 MeV émis à 180° l'un de l'autre. Ceci explique la présence d'un pic d'annihilation à 0,511 MeV sur chaque spectre d'énergie des photons de grandes énergies.

I.3 : Les sections efficaces et les domaines de prépondérance

La probabilité pour un photon incident de déposer partiellement ou totalement son énergie dans la matière par un processus donné peut être exprimée par une section efficace atomique.

La probabilité totale σ_T pour qu'un photon d'énergie donnée soit absorbé par un atome peut être exprimé par la somme des sections efficaces σ_{ph} , σ_{dc} et σ_{pp} définies pour chaque processus d'interaction ; respectivement l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paire :

$$\sigma_T = \sigma_{ph} + \sigma_{dc} + \sigma_{pp} \quad (1.4)$$

L'importance relative des différents types d'interaction se détermine par la valeur des différentes composantes de la section efficace en fonction de l'énergie de la radiation et du numéro atomique du milieu traversé. Ces sections efficaces exprimées en barn, qui équivaut à $10^{-24}m^2$, sont calculées à l'aide de la mécanique quantique.

Le processus photoélectrique a une section efficace σ_{ph} . Elle croit fortement en fonction du numéro atomique Z de l'atome cible et diminue en fonction de l'énergie du photon incident.

$$\sigma_{ph} = C \frac{Z^{4,5}}{E_\gamma^3} \quad (1.5)$$

La section efficace σ_{dp} de l'effet Compton est composée de deux contributions : la première est la section efficace d'absorption représentant la fraction moyenne de l'énergie totale de photon diffusé; le second est la section efficace de diffusion représentant l'énergie moyenne transférée à l'électron de recul. En additionnant ces deux composantes, la section efficace pour la diffusion Compton est proportionnelle au numéro atomique du milieu et à l'inverse de l'énergie du photon :

$$\sigma_{dc} = C \frac{Z}{E_\gamma} \quad (1.6)$$

Le processus de matérialisation a une section efficace σ_{pp} rigoureusement nulle lorsque l'énergie du photon est inférieure à 1,022 MeV et qui augmente proportionnelle au carré du numéro atomique du milieu et avec l'énergie du photon incident.

E_γ du photon incident :

$$\sigma_{pp} \propto Z^2 f(E_\gamma) \quad (1.7)$$

La production de paires dans le champ de l'électron reste un phénomène moins important que la création de paires dans le champ du noyau, c'est-à-dire que pour une énergie donnée il se produira plutôt une production de paire dans le champ du noyau que dans le champ de l'électron.

La diffusion Rayleigh-Thomson a une section efficace σ_{rt} simplement exprimée en fonction du rayon classique de l'électron r_e [2]:

$$\sigma_{rt} \propto \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (1.8)$$

Les trois premières sections efficaces permettent de définir trois zones comme montrées sur les figures ci-dessous, en fonction du Z du milieu et de l'énergie du photon incident :

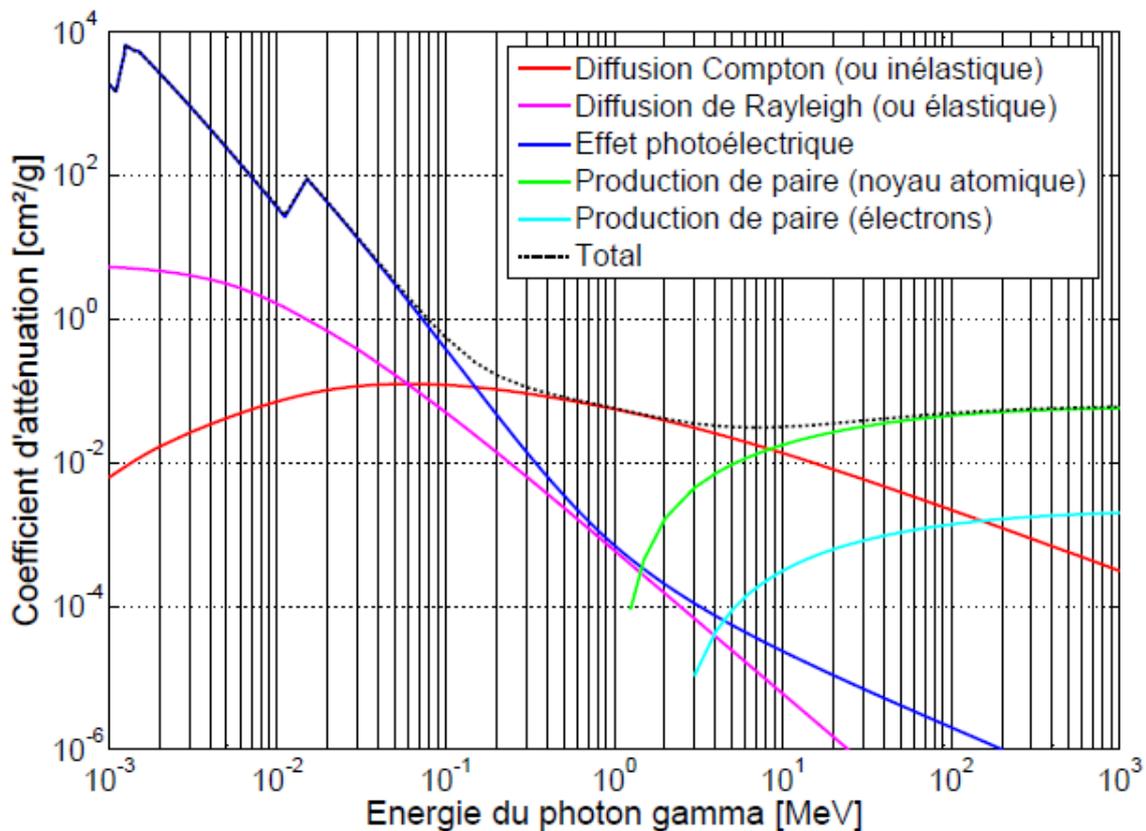


Figure I.5: Courbe d'efficacité relative de quelques effets**Figure I.6 : Zone de prédominance de chaque d'interaction**

- L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie. Dans les matériaux lourds, il n'est plus probable à partir de 500 KeV.
- L'effet de production de paire est prédominant à haute énergie, il commence à le devenir à partir de 5 MeV dans les matériaux de Z élevé.
- Entre les deux, se situe un domaine où c'est l'effet Compton qui domine. Pour les milieux de faible Z (carbone, air, eau, tissus humains), ce domaine est extrêmement large (de 20 KeV à 3 MeV).

I.4 : L'atténuation du rayonnement

Chaque interaction de photon avec la matière mène à une atténuation et/ou une modification du flux initial. Le flux, s'exprimant en photons par cm² par seconde, s'atténue lors de son passage à travers un matériau d'épaisseur x suivant la fonction exponentielle décrite dans l'équation

$$I_x = I_0 e^{(-\mu x)} \quad (I.9)$$

Où I_x est le flux de photons ayant gardé leur énergie initiale après la traversée de l'épaisseur x ,

I_0 le flux de photons incident sur le matériau et μ le coefficient d'atténuation linéique exprimé en cm^{-1} .

Pour la description de l'atténuation, au coefficient μ est préféré le coefficient d'atténuation massique μ/ρ (exprimé en $m^2 g^{-1}$), indépendant de la densité ρ du matériau.

Pour un matériau composé de différents éléments, le coefficient d'atténuation massique est obtenu en utilisant l'équation suivante:

$$\mu/\rho = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i \quad (I. 10)$$

Où w_i est la proportion en masse du $i^{ème}$ élément avec le coefficient d'atténuation massique $(\mu/\rho)_i$.

Chapitre II : CHAINE DE SPECTROMETRIE GAMMA

II.1 : Détecteur à semi-conducteur

II.1.1 : Généralité sur le semi-conducteur

On appelle semi-conducteur un matériau électriquement intermédiaire entre isolant et conducteur. On sait qu'au sein des structures cristallines de la matière, les électrons ont des énergies distinctes qui appartiennent à certains ensembles de valeurs appelées bandes d'énergies. Les bandes de faible énergie correspondent à des électrons participant au maintien de la structure cristalline, ce sont les électrons dits de Valence. Les bandes de hautes énergies correspondent à des électrons quasi "libres" de se détacher de la structure et qui par conséquent peuvent participer à une conduction électrique. On distingue isolants et conducteurs par la différence d'énergie qu'il existe entre ces bandes, appelée le "gap" (le fossé). [5]

Dans les isolants, les bandes d'énergie les plus faibles sont entièrement pleines. La hauteur de la bande interdite est grande supérieure ou égale à 7 eV. Il n'y a pas de niveaux d'énergie accessibles et pas de conduction. Par exemple, la résistivité du diamant est $\rho = 1.1012 \Omega \cdot m$ et celle du mica varie entre $10^{10} \Omega \cdot m$ et $10^{15} \Omega \cdot m$.

La figure II.1a illustre les bandes d'énergies pour un isolant :

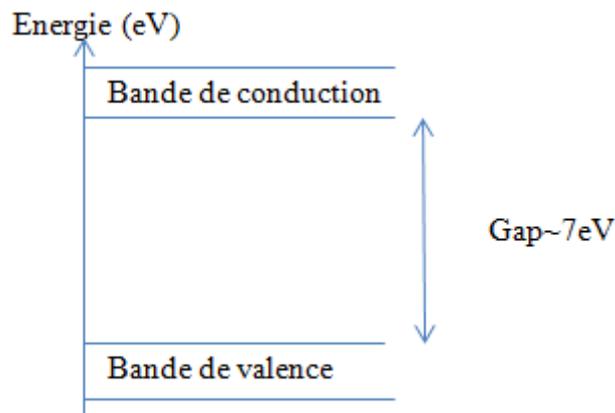


Figure II.1a : Bandes d'énergies pour un isolant

Dans les conducteurs, la dernière bande occupée est partiellement remplie : il existe beaucoup de niveaux disponibles et la conduction est grande. La conductivité diminue avec la température puisque l'agitation thermique pénalise le mouvement organisé des porteurs libres. Pour des métaux bons conducteurs, on obtient :

$$\rho_{Ag} = 1,6 \cdot 10^{-8} \Omega m ; \rho_{Cu} = 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega m ; \rho_{Al} = 2,8 \cdot 10^{-8} \Omega m$$

La figure II.1b montre les bandes d'énergies pour un conducteur :

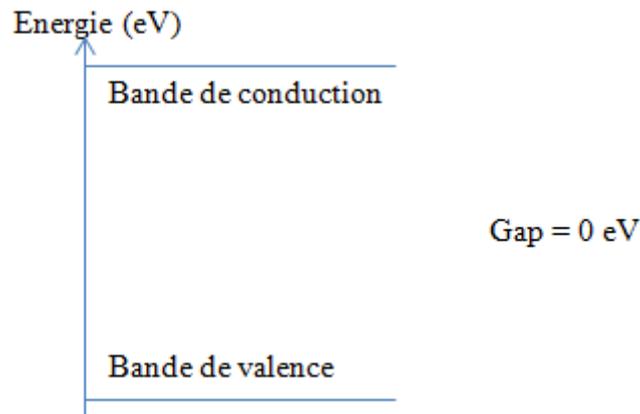


Figure II.1b : Bandes d'énergies pour un conducteur

Pour les semi-conducteurs, le gap assez faible permet à des porteurs de passer dans la bande de conduction simplement grâce à leur énergie d'agitation thermique, ainsi le semi-conducteur "intrinsèque" en tant que mauvais conducteur ou mauvais isolant a lui une conductivité qui augmente avec la température.... Pour le silicium et le germanium, on mesure à 300 K :

$$\rho_{Si} = 2400 \Omega m ; \rho_{Ge} = 0,5 \Omega m$$

La figure II.1c représente les bandes d'énergies pour un semi-conducteur :

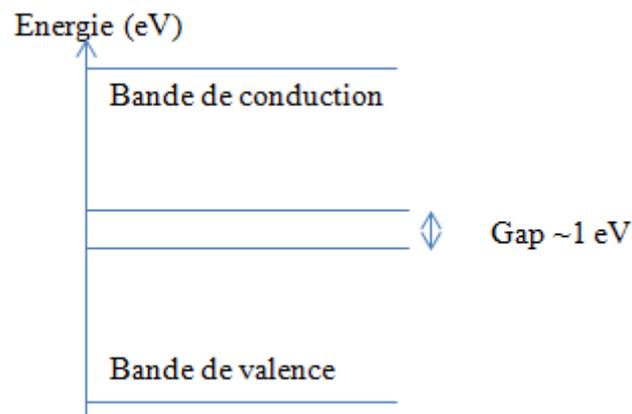


Figure II.1c : Bandes d'énergies pour un semi-conducteur

Les matériaux semi-conducteurs naturels, dits "intrinsèques", sont en particuliers le Silicium (Si) et le Germanium (Ge).

La conduction du courant électrique est réalisée par les électrons de la bande de conduction ou par le déplacement des trous dans la bande de valence. Dans un semi-conducteur intrinsèque la concentration en électrons est identique à la concentration en trous.

La résistivité du cristal semi-conducteur s'écrit [6] :

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (\text{II. 3})$$

Avec n : densité d'électrons dans le cristal

p : Densité de trous

μ_n : Mobilité des électrons [$\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$]

μ_p : Mobilité des trous [$\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$]

q : Charge électrique = $1,609189 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

La résistivité est inversement proportionnelle à la concentration de porteurs ainsi qu'à leur mobilité. Ainsi si l'on veut augmenter la conductivité à l'intérieur d'un semi-conducteur, il faut introduire des impuretés, on dit alors que l'on a réalisé un dopage.

Il existe deux types de dopages :

➤ Dopage de type N :

Les impuretés introduites possèdent un électron périphérique de plus que les atomes composant le semi-conducteur, auquel cas il reste un électron qui n'est pas lié aux autres atomes du réseau. Cela modifie le schéma des bandes et il se crée un niveau énergétique E_D dans la bande interdite. Ce niveau est appelé le niveau donneur. Ainsi un électron occupant ce niveau peut facilement passer dans la bande de conduction du fait de la proximité des deux niveaux et participer à la conduction. Le cristal semi-conducteur obtenu est alors de type N.

La figure II.2a illustre les deux bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type N

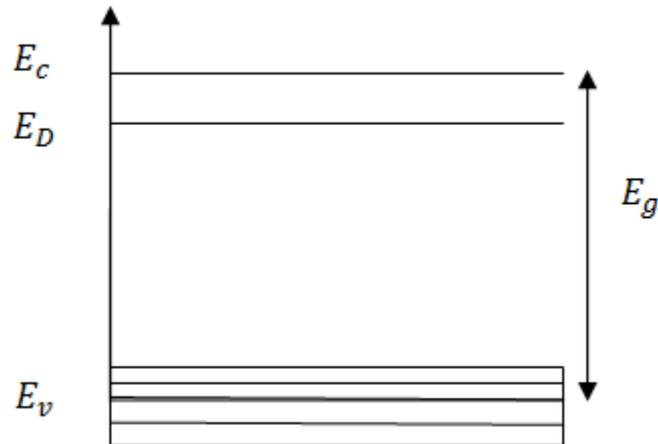


Figure II.2a : bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type N

➤ Dopage de type P :

Le deuxième type de dopage consiste à introduire dans le cristal des impuretés possédant un électron périphérique de moins que les atomes du cristal, il manque alors au réseau un électron de liaison, d'où l'apparition dans le cristal d'un trou. Ceci se manifeste par la création d'un niveau d'énergie E_A proche de la bande de valence. Ce niveau est appelé niveau accepteur. Un électron de la bande de valence peut alors passer facilement dans le niveau donneur, créant un trou mobile dans la bande de valence. Ce trou peut ensuite participer à la conduction. Le cristal semi-conducteur est dit de type P.

La figure II.2b illustre les deux bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type P

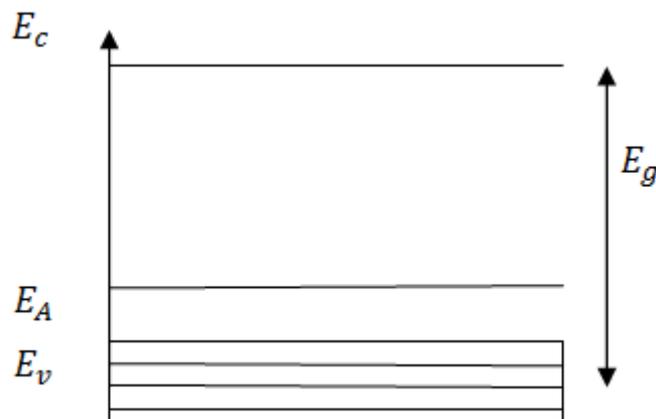


Figure II.2b : bandes d'énergie dans le cas d'un dopage de type P

Aux températures usuelles d'emploi, les cristaux semi-conducteurs peuvent être considérés comme totalement ionisés, ce qui veut dire que la concentration en porteurs

majoritaires est égale à la densité d'atomes dopeurs. Ainsi pour un semi-conducteur de type N, la résistivité s'écrit :

$$\rho_N = \frac{1}{q N_D \mu_n} \quad (\text{II. 4})$$

Et pour un semi-conducteur de type P, elle se met sous la forme :

$$\rho_p = \frac{1}{q N_A \mu_p} \quad (\text{II. 5})$$

La résistivité est donc inversement proportionnelle à la concentration en impuretés (N_D ou N_A), donc l'introduction d'impuretés a pour effet d'augmenter la conductivité. Il existe plusieurs types de détecteurs semi-conducteurs qui sont utilisés dans différents types d'applications [5] [6].

II.1.2 : Quelques détecteurs à semi-conducteur

Les détecteurs à semi-conducteur sont basés sur le même principe que la chambre d'ionisation : lorsqu'une particule chargée passe à travers le gaz de la chambre d'ionisation, les molécules du gaz sont ionisées. Les paires de charges formées se déplacent jusqu'aux électrodes sous l'effet du champ électrique appliqué et un signal électrique est alors délivré. Dans le cas des détecteurs semi-conducteurs, le gaz est remplacé par un solide et ce n'est autre que le semi-conducteur ; lorsqu'une radiation interagit avec le semi-conducteur, elle transfère de l'énergie au milieu. Cela a pour effet de créer des paires électron-trou. Le semi-conducteur étant situé entre deux électrodes et soumis à une forte différence de potentiel, les paires électrons-trous sont séparées et chaque type de porteurs de charge migre vers l'électrode appropriée. Une charge proportionnelle à l'énergie déposée dans le semi-conducteur est alors collectée aux électrodes, amplifiée puis mise en forme par la chaîne d'acquisition de manière à pouvoir être analysée par un logiciel adéquat.

La figure II.3 illustre le principe du détecteur à semi-conducteur :

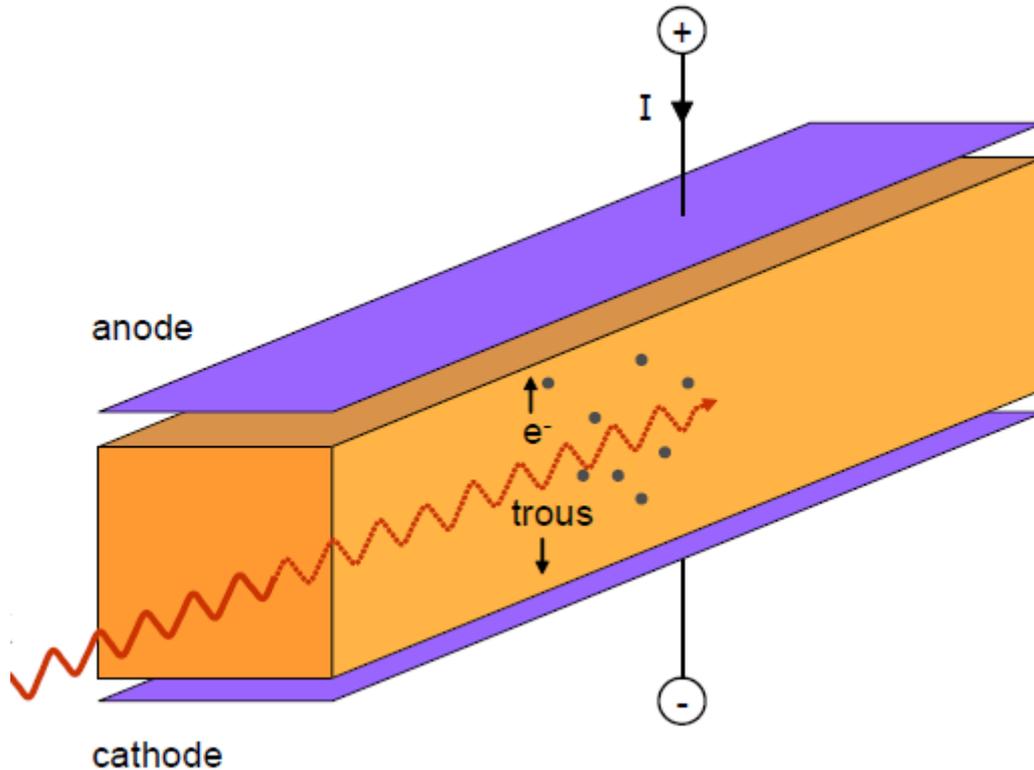


Figure II.3 : Principe du détecteur à semi-conducteur

Source : DETECTION Cd Zn Te POUR L'IMAGERIE X HAUTE ÉNERGIE
V. MOULIN – CEA-LETI / DTBS, CEA Grenoble

Les semi-conducteurs offrent l'avantage de présenter une énergie nécessaire à la création d'une paire électrons-trous très faible : elle est de 3 à 5 eV alors que dans les gaz cela varie de 20 à 40 eV et dans les matériaux scintillateurs de 400 à 1000 eV. De plus, les matériaux utilisés comme semi-conducteur ont des masses volumiques élevées, ce qui favorise l'interaction des photons dans le milieu. Ce qui permet la fabrication de détecteurs minces produisant un signal suffisamment élevé pour être mesuré. En dépit de la masse volumique élevée des matériaux utilisés comme semi-conducteur, les électrons et les trous peuvent se déplacer de façon quasiment libre ce qui favorise une collection de charge rapide (de 200 à 400 ns). [6]

II.1.2.1 : Les détecteurs de silicium compensés au lithium Si(Li)

Pour réaliser un détecteur au silicium compensé au lithium, il faut fabriquer un cristal de silicium dopé P. Sur une face du cristal de silicium, un excès de lithium est déposé par métallisation sous vide. Celui-ci est alors diffusé à une température proche de 450 °C pendant un temps très bref. On obtient alors une jonction PN c'est une juxtaposition de deux zones, l'une dopée P, l'autre dopée N ; avec une zone N très mince, l'épaisseur étant inférieure à

100 μm . Le cristal de silicium est ensuite placé dans une étuve aux alentours d'une centaine de degrés. A cette température, les atomes de lithium possèdent une grande mobilité. Un champ électrique intense est appliqué, ce qui entraîne le lithium en excès vers la zone dopée P. Au cours de cet entraînement, les ions de lithium se lient de façon électrostatique aux ions accepteurs pour former une zone compensée qui sera la zone active pour la détection des particules. L'entraînement de lithium est une technique qui permet d'augmenter la zone active pour la détection. Sans entraînement au lithium, on obtient des cristaux de silicium avec une zone active d'une épaisseur de 1 à 2 mm, alors qu'avec un entraînement au lithium, l'épaisseur de la zone active passe de 5 à 10 mm. Le faible numéro atomique du silicium permet la détection de photons de très basse énergie ou de raies X. En effet, la probabilité d'absorption par effet photoélectrique est suffisamment élevée pour permettre une mesure même avec des détecteurs de quelques millimètres d'épaisseur dans ce domaine d'énergie. De plus comme les photons de moyenne et haute énergie ne peuvent pas être détectés, cela contribue à diminuer le bruit de fond. Les détecteurs de silicium compensés au lithium permettent d'obtenir des pics très étroits, ce qui permet de discerner facilement des pics proches en énergie. Ce type de détecteur permet des mesures de photons dans un intervalle d'énergie allant de 1 à 50 keV. [6]

II.1.2.2 : Les détecteurs germanium

Il existe deux types de détecteurs germanium : les détecteurs compensés au lithium et les détecteurs au germanium ultra pur. Les détecteurs germanium compensés au lithium sont fabriqués de la même façon que les détecteurs silicium compensés au lithium. Ce type de détecteur a été commercialisé depuis le début des années 60 jusqu'au début des années 80. Il a été remplacé par les détecteurs au germanium ultra-pur dont les performances sont équivalentes pour un même volume actif mais ce dernier peut être gardé à température ambiante entre des mesures. En effet, le lithium diffusant à température ambiante, les détecteurs germanium compensés au lithium ne peuvent être utilisés à température ambiante. Dans un cristal de germanium pur, la concentration en impureté a été abaissée de 10^{13} à 10^{10} atomes/cm³. Les détecteurs germanium existent sous trois configurations géométriques : planaire, coaxiale et puits

La géométrie planaire permet d'avoir une réponse du détecteur à basse énergie (de 1 keV à 1 MeV). C'est avec cette configuration que la résolution est la meilleure

L'épaisseur du volume actif peut aller jusqu'à 1 ou 2 cm, ce qui donne un volume de 10 à 30 cm^3 , ce qui est relativement faible.

La géométrie coaxiale permet de contourner ce problème : le volume actif peut atteindre 750 cm^3 . Par contre, la réponse en énergie se trouve décalée vers les hautes énergies: de 10 keV à 10 MeV . En plus, la résolution est moins bonne qu'avec la géométrie planaire. Avec la géométrie puits la réponse du détecteur est dans le même intervalle en énergie que la géométrie coaxiale mais du fait que l'on peut introduire un échantillon à l'intérieur du détecteur, cela améliore l'efficacité de la détection. La résolution à basse énergie est moins bonne qu'avec une géométrie coaxiale mais à haute énergie la résolution est meilleure avec la géométrie puits.

Les détecteurs germanium sont les détecteurs qui présentent les meilleures performances pour la détection de photons dans un large intervalle d'énergie (20 keV à 1,5 MeV). Parmi les différentes configurations, c'est la géométrie puits qui est la plus intéressante car la possibilité d'introduire un échantillon à l'intérieur du détecteur permet la mesure de faibles activités. [6]

II.1.2.3 : Les détecteurs au tellure de cadmium (CdTe)

Ils associent des matériaux de numéro atomique élevé, 48 pour le cadmium et 52 pour le tellure, ce qui augmente la probabilité d'interaction, améliorant ainsi la détection des photons. En effet la probabilité d'interaction par effet photoélectrique est quatre à cinq fois plus élevée dans le Cd Te que dans le germanium et cent fois plus grande que dans le silicium. Les détecteurs au Cd Te offrent aussi l'avantage de ne pas avoir besoin d'être refroidis lors de leur utilisation. Néanmoins, la faible efficacité de collection des trous dans le CdTe entraîne une résolution en énergie, largeur à mi-hauteur des pics visualisés sur le spectre, moins bonne que celle obtenue avec le germanium ou le silicium. [6]

Une autre conséquence des problèmes de collection de charge dans le CdTe est que les détecteurs sont de formes cylindriques et relativement petites : un diamètre de 1 mm à 1 cm pour une hauteur de quelques millimètres. Les détecteurs CdTe sont essentiellement utilisés dans la spectroscopie de photons X ou de gamma à très basse énergie.

II.1.2.4 : Les détecteurs au cadmium zinc tellure (CdZnTe)

Il s'agit des détecteurs les plus récents pouvant être utilisés à température ambiante et composés d'un mélange variable de composés ternaires de formule brute $Cd_{1-x}Zn_xTe$ où x est

la fraction en masse de Zn dans le CdTe. Ils présentent les mêmes propriétés de détection que les CdTe, ils sont essentiellement utilisés pour mesurer des photons de basse énergie (inférieure à 100 keV).

Parmi les quelques détecteurs semi-conducteurs fonctionnant à température ambiante, l'intérêt porté au CdZnTe est croissant depuis environ quelques années passées, tant sur le plan scientifique qu'industriel. Connu depuis longtemps pour ses propriétés spectrométriques, il présente effectivement des caractéristiques intéressantes pour la détection gamma. Matériau de numéro atomique élevé (Cd=48, Te=52) et de densité élevée ($d=6$), il permet d'assurer un bon pouvoir d'arrêt avec une épaisseur raisonnable, typiquement 90 % à 140 keV pour 6 mm.

Sa haute résistivité, d'au moins 109 $\Omega \cdot cm$, permet de fonctionner à température ambiante dans de bonnes conditions. Sa faible largeur de bande interdite (1,5 eV) et ses propriétés de transport des charges, en particulier mobilité et durée de vie des électrons, permettent d'atteindre une résolution en énergie meilleure. Plusieurs méthodes de tirage permettent d'obtenir du CdTe ou du CdZnTe. Pour obtenir la haute résistivité, le matériau est traditionnellement compensé au chlore. Au début des années 1990, une nouvelle technique de croissance sans compensation au chlore, est apparue qui a contribué fortement à l'essor récent du matériau. Cette technique dite croissance sous haute pression aux environ 100 bars, permet de fabriquer de gros lingots au moins de diamètre 100 mm, d'un matériau de qualité spectrométrique qui présente des propriétés intéressantes : sa résistivité est environ dix fois supérieure soit quelques 1010 $\Omega \cdot cm$ ce qui entraîne une diminution du bruit du détecteur et il ne présente pas de phénomène de sous polarisation ou, effondrement du champ électrique dans le détecteur. [9]

La résolution du CdZnTe est suffisante car elle se situe entre le détecteur à GeHP et NaI(Tl). Mais le CdZnTe permet de se passer d'un germanium et surtout de son refroidissement associé. La facilité de manipulation du CdZnTe permet de limiter le temps d'exposition du personnel effectuant la mesure. Il permet également d'accéder à des points de mesure sur terrain inaccessible au germanium.

II.2 : La spectrométrie gamma

II.2.1 : Principe

La spectrométrie gamma a pour but de connaître la distribution en énergie des rayonnements gamma émis par une source radioactive. Le spectre obtenu traduit les différentes interactions élémentaires du rayonnement dans le détecteur. L'interaction du

rayonnement gamma avec le détecteur peut se faire sous deux grands types de dépôt d'énergie :

- Toute l'énergie du photon est déposée dans la partie sensible du détecteur. Ce type d'événement créera dans le spectre le signal utilisé pour l'identification et la quantification des radionucléides : le pic d'absorption total ou pic photoélectrique. Seule cette information est utilisée dans les méthodes classiques d'analyse par spectrométrie gamma.
- Seule une partie est déposée, par exemple suite à une diffusion Compton, le photon diffusé s'échappe du détecteur. Il laisse dans le détecteur une énergie variable sans contribuer aux pics d'absorption totale. Ces événements se traduisent dans le spectre par un fond continu, gênant car pouvant masquer d'autres pics d'absorption totale.

Dans les méthodes d'analyse classiques, on ne s'intéresse qu'aux pics d'absorption totale ou les pics photoélectriques. Autrement dit on n'utilise que le taux de comptage de ces pics permettant remonter à l'activité de l'isotope constituant la source radioactive.

La figure II.4 montre un exemple de spectre représente un pic photoélectrique :

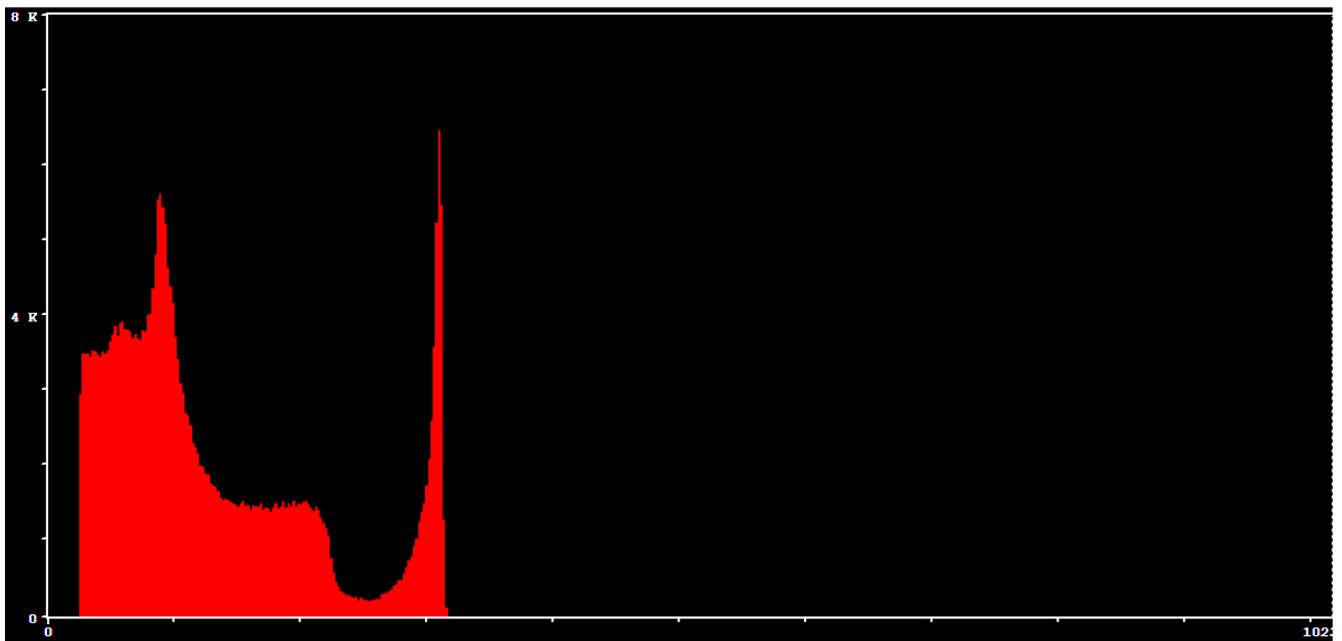


Figure II.4 : Exemple de spectre représentant un pic photoélectrique

II.2.2 : Schéma de la chaîne

La chaîne de la spectrométrie gamma peut être récapitulée par la figure II.5 ci-après :

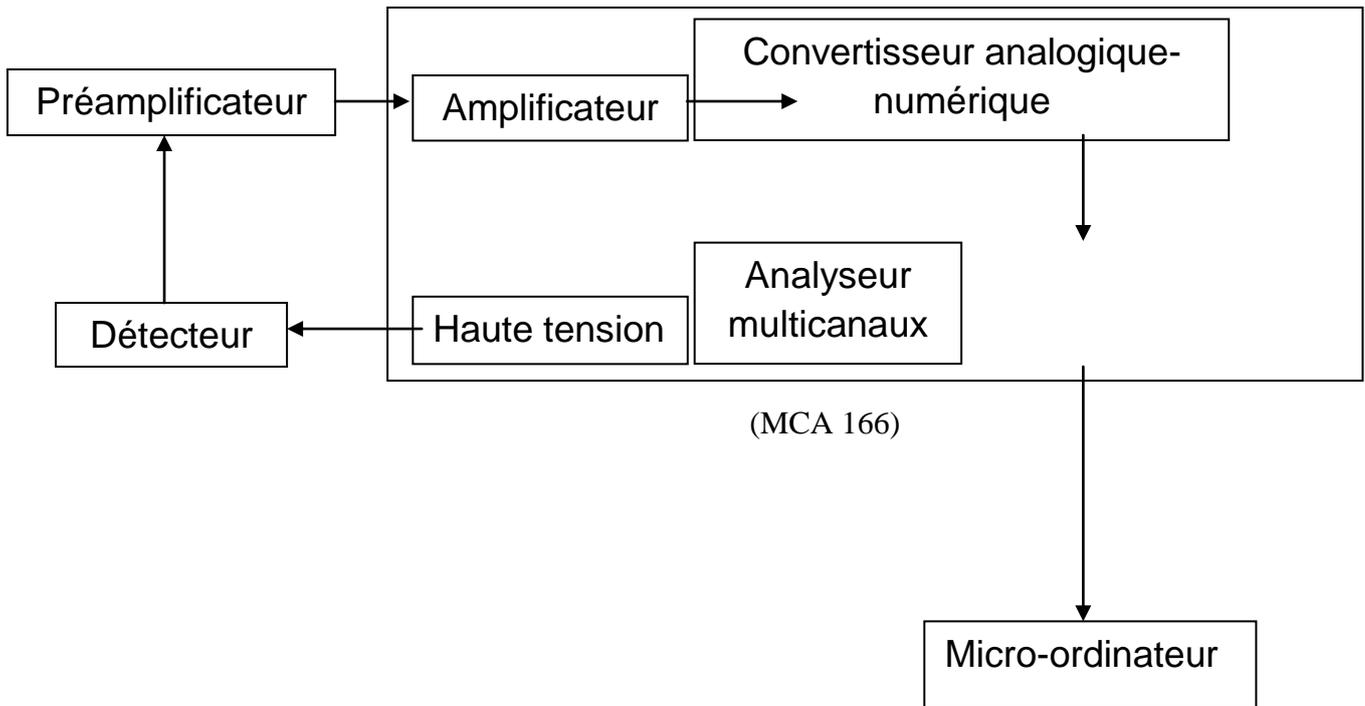


Figure II.5 : Représentation de la chaîne de mesure

II.3 : Éléments constitutifs de la chaîne de spectrométrie gamma

II.3.1 : Le détecteur

Les détecteurs jouent un rôle très important en recherche, particulièrement aux techniques nucléaires. Ils rendent visible le phénomène de la radioactivité, les rayonnements qui ne sont pas détectable par nos cinq sens usuels. Ils sont conçus pour faire :

- des comptages pour des mesures d'activité
- de la spectrométrie, permettant ainsi d'identifier des radionucléides et d'avoir une mesure spécifique d'activité
- de la dosimétrie par la mesure de la quantité d'énergie absorbée

II.3.2 : L'électronique associée

Le rôle essentiel de l'électronique est d'assurer l'acquisition du signal délivré par le détecteur.

II.3.2.1 : Préamplificateur

Pour diminuer le bruit électronique, le préamplificateur doit être placé le plus près possible du détecteur. Le préamplificateur est isolé de la haute tension par un condensateur. Le signal à l'entrée du préamplificateur n'est pas forcément proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Par contre l'intégrale de ce signal est égale à la charge collectée qui dépend de l'énergie déposée. C'est pourquoi, dans la plupart des applications spectroscopiques sont utilisés des préamplificateurs sensibles à la charge. Il s'agit d'un montage intégrateur dont le signal de sortie est proportionnel à la charge en entrée de celui-ci et indépendant de la capacité du détecteur. Le temps de montée du signal de sortie est relié au temps de collection de charge alors que le temps de descente lui ne dépend que de la constante de temps RC du montage intégrateur. Le temps de montée peut varier de quelques ns à quelques μ s. Le temps de descente est en général fixé à 50 μ s. Ceci signifie que l'on a un temps de montée rapide et un temps de descente beaucoup plus lent.

II.3.2.2 : L'amplificateur

L'amplificateur réalise deux tâches essentielles : la mise en forme du signal et son amplification. Il s'agit de filtrer le signal de manière à avoir le meilleur rapport signal sur bruit. Le signal de sortie du préamplificateur étant assez lent, avant qu'il atteigne zéro volt, il est possible qu'un autre signal arrive. Pour éviter ceci, le signal de sortie du préamplificateur est différencié pour éliminer la composante lente. Cela a pour effet de préserver uniquement l'information relative aux caractéristiques du détecteur contenue dans la constante de temps du signal montant. Ensuite, le signal est intégré pour réduire le bruit et on obtient un signal quasiment gaussien. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne obtenue s'exprime en terme de constante de temps que l'on peut régler. Si elle est choisie trop courte, le bruit est amplifié, si elle est trop longue, on peut assister à l'empilement de deux signaux électriques. En général, la constante de temps est choisie de 3 à 30 μ s suivant le type de détecteur.

II.3.2.3 : Convertisseur analogique-numérique et analyseur multicanaux

A la sortie de l'amplificateur, on a un signal continu. Pour l'acquisition, il est préférable de travailler avec des grandeurs discrètes, c'est-à-dire qui ne peuvent prendre qu'un ensemble fini de valeurs. C'est pourquoi on utilise un convertisseur analogique-numérique

(ADC), qui transforme l'amplitude du signal électrique fourni par l'amplificateur en un nombre qui est alors proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Cette opération nécessite entre 0,8 et 6 μ s. La sortie de l'ADC est enregistrée dans une mémoire qui possède autant d'adresses que le maximum de numéro de canaux servant à découper le spectre final. Il y a au total 8192 canaux disponibles pour l'acquisition.

L'analyseur multicanaux sert à collecter et enregistrer les événements issus de l'ADC en les classant. Dès qu'un signal a été analysé par l'ADC, l'adresse mémoire dans laquelle il a été enregistré est bloquée et son contenu est incrémenté d'un coup. Cela permet d'obtenir un histogramme en temps réel dans lequel l'énergie déposée dans le cristal est reliée au numéro de canal plus l'énergie est élevée, plus le numéro de canal est grand et le nombre de coups dans un canal donné est proportionnel au nombre de photons ayant déposé la même énergie dans le cristal. Cette opération nécessite entre 1,5 et 3 μ s.

II.3.3 : Le logiciel de traitement et d'analyse de donnée

L'équipe de L.P.N.P.E utilise comme logiciel de traitement de spectre le « winspec »

Winspec permet de visualiser en temps réel la sortie de l'analyseur multicanaux, à savoir un spectre avec en abscisse le numéro de canal et en ordonnée le nombre de coups dans ce canal. De manière à pouvoir identifier les désintégrations radioactives mises en jeu, le spectre doit être étalonné en énergie. Cela consiste à établir une relation polynômiale entre le numéro de canal et l'énergie déposée dans le cristal. Le spectre obtenu est alors un ensemble de pics distribués en énergie se rajoutant à un fond.

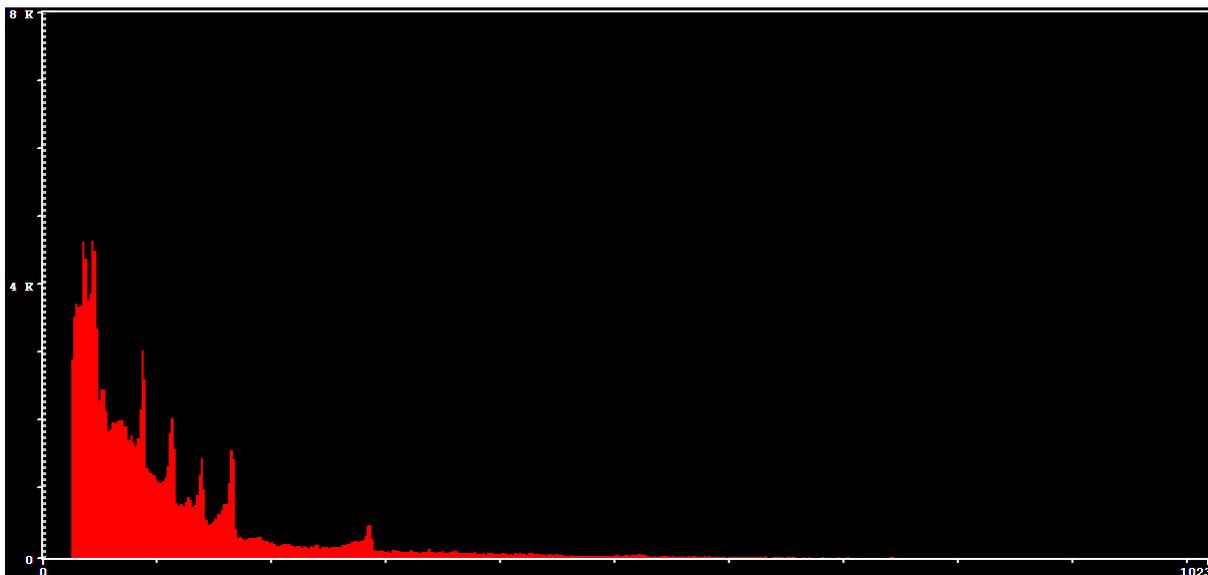


Figure II.6 : Exemple de spectre de rayonnement gamma

Chapitre III : ETALONNAGE EN ENERGIE DE LA CHAINE SPECTROMETRIE GAMMA AU L.P.N.P.E

III.1 : Chaîne de la spectrométrie gamma

III.1.1 : Schéma de la chaîne

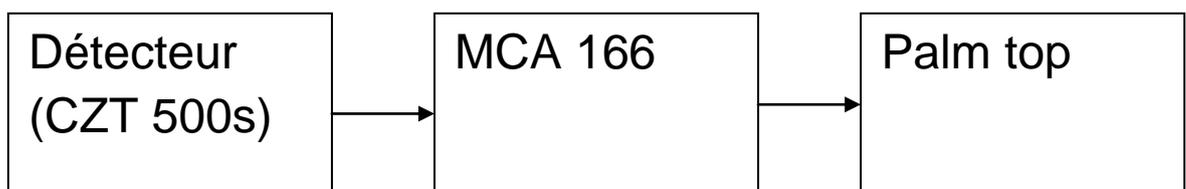
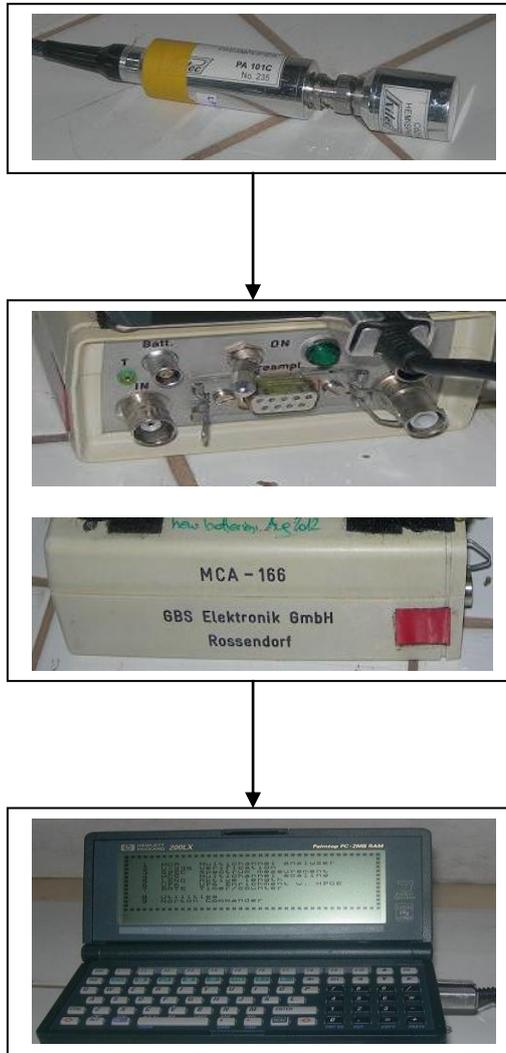


Figure III.1 : Chaîne de spectrométrie gamma du L.P.N.P.E

➤ Détecteur :

Les interactions des rayonnements incidents se produisent dans le détecteur. On a utilisé un détecteur à semi-conducteur CZT.

Voici quelques informations à propos de notre détecteur.

Spécifications :

- Détecteur : CZT
- modèle : 500s
- résolution : $FWHM \leq 18keV$ à $662 keV$

Caractéristiques électriques :

- tension de polarisation : +1400 V

Caractéristiques géométriques :

- diamètre : 24mm
- longueur : 33mm

La figure III.2 illustre le schéma simplifié du détecteur CZT 500s

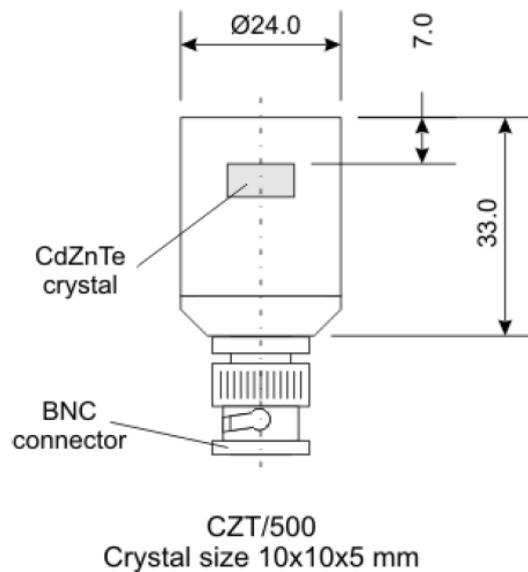
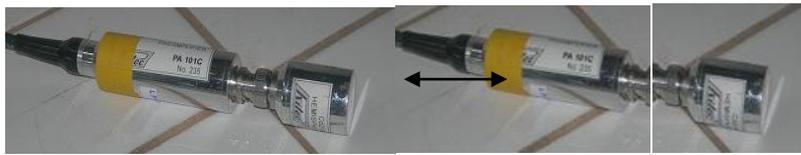


Figure III.2 : Schéma simplifié du détecteur CZT 500s

Source: LARGE VOLUME HEMISPHERICAL NUCLEAR RADIATION DETECTOR CZT/500(S)
RITEC SIA

On remarque que pour le détecteur CZT 500s, le préamplificateur vient juste après le détecteur, voir même solidaire avec le détecteur.

La figure III.3 montre le montage du préamplificateur avec le détecteur



Préamplificateur Détecteur

Figure III.3 : Le détecteur CZT 500s

➤ MCA 166 :

Il constitue l'ensemble de l'amplificateur, l'analyseur multi-canal et la haute tension.

La figure III.4 montre le MCA 166 avec les différents ports de connexion :

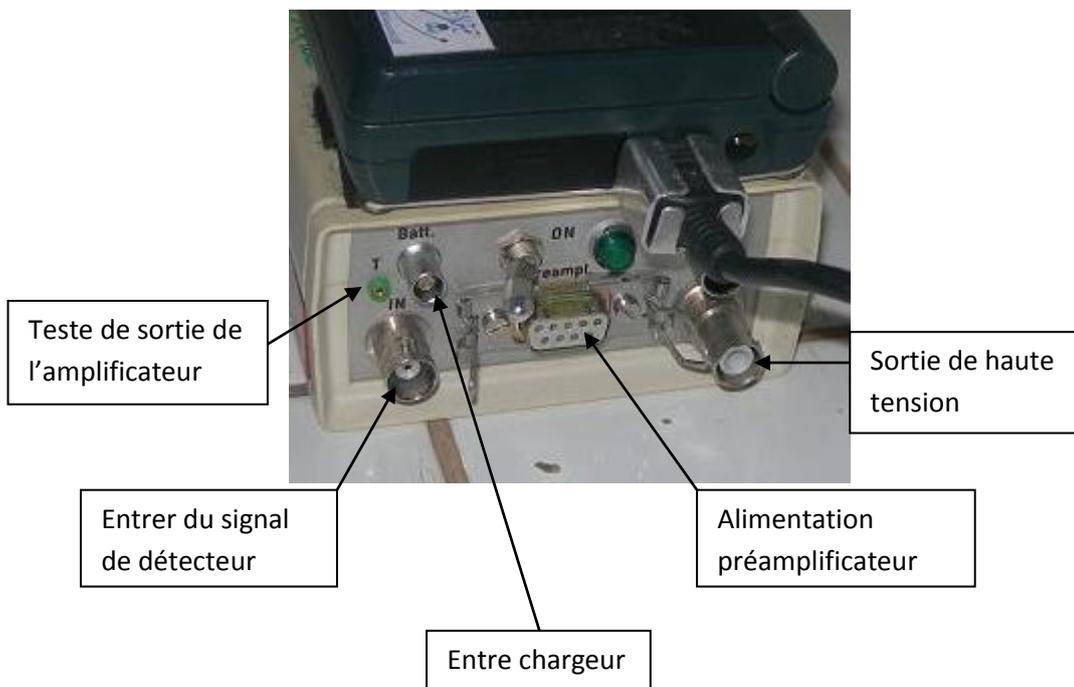


Figure III.4 :Le MCA 166

➤ Palmtop :

Pendant cette étude, le Palm top est utilisé seulement durant l'acquisition des spectres. Il commande le MCA 166 pendant le paramétrage des mesures. Il est fixé au-dessus du MCA 166.

La figure III.5 montre le MCA avec le Palmtop



Figure III.5 : Le MCA 166 avec le palmtop

De préférence on a fait l'analyse des spectres obtenus sur un autre ordinateur plus performant à l'aide d'un logiciel « winspec ».

III.1.2 : Paramétrage des mesures

Pour toutes nos études, on règle les différents paramètres de mesure comme suit :

- Haute tension : +1400 V
- Nombre de canal : 1024 canaux
- LLD : 0
- ULD : 991
- Corse gaine : 200
- Fine gaine : 1

III.2 : Analyse de spectres d'énergie

III.2.1 : Etalonnage en énergie

III.2.1.1 : Présentation du problème

Le logiciel winspec permet d'avoir un spectre avec le numéro de canal en abscisse et le nombre de coups dans le canal correspondant. Ce spectre correspond à un histogramme représentant le nombre de photons mesurés en fonction de leur énergie. Un étalonnage en énergie est donc nécessaire à l'identification des éléments radioactifs, en établissant une relation linéaire entre le numéro de canal et l'énergie déposée dans le détecteur. Pour établir cette relation il nous faut au moins deux ou trois points. Donc normalement on a besoin au moins deux énergies connues émises par un ou plusieurs sources étalons.

Le problème est qu'on n'a qu'une source étalon de ^{137}Cs mais on dispose d'un minerai d'uranium. On va essayer de faire l'étalonnage à partir du spectre de l'uranium, car les différents pics photoélectriques ont des énergies bien connues : c'est l'étalonnage sur spectre.

III.2.1.2 : Principe

Pour cela On mesure sur des conditions expérimentales bien déterminées un échantillon de minerai d'Uranium. En suite on sélectionne deux ou trois pics qui vont probablement apparaître dans le spectre d'énergie de la famille d'Uranium. On relève les numéros « n » de chaque canal correspondant au canal d'accumulation maximale et leur affecter leur valeur en énergie « E » correspondante. Ainsi on obtient la courbe d'étalonnage d'équation :

$E = a n + b$; a et b sont des constantes qu'on détermine par la méthode de moindre carré.

Une fois l'étalonnage est fini, l'identification des éléments se fait par la détermination de l'énergie correspond au centroïde des différents pics présents dans un spectre inconnu en utilisant l'équation de la droite d'étalonnage en énergie.

A partir de ces informations et par consultation des tables ou des bibliothèques, les éléments émetteurs présents dans un échantillon analysé sont identifiés.

A titre de vérification, on applique l'équation de la courbe d'étalonnage au spectre du ^{137}Cs .

III.2.1.2 : Repérage des pics du minerai

On repère d'abord le pic du césium déjà enregistré dans la chaîne. Il se trouve dans le canal numéro 310 avec théoriquement une énergie de $661,657\text{ keV}$. Donc pour le spectre de l'Uranium le pic qui se trouve au voisinage du canal numéro 310 doit avoir une énergie près de $661,657\text{ keV}$. D'après le **tableau 2** le numéro de canal 286 correspond donc à l'énergie $609,31\text{ keV}$.

Voici les spectres du Césium-137 et du minerai d'Uranium :

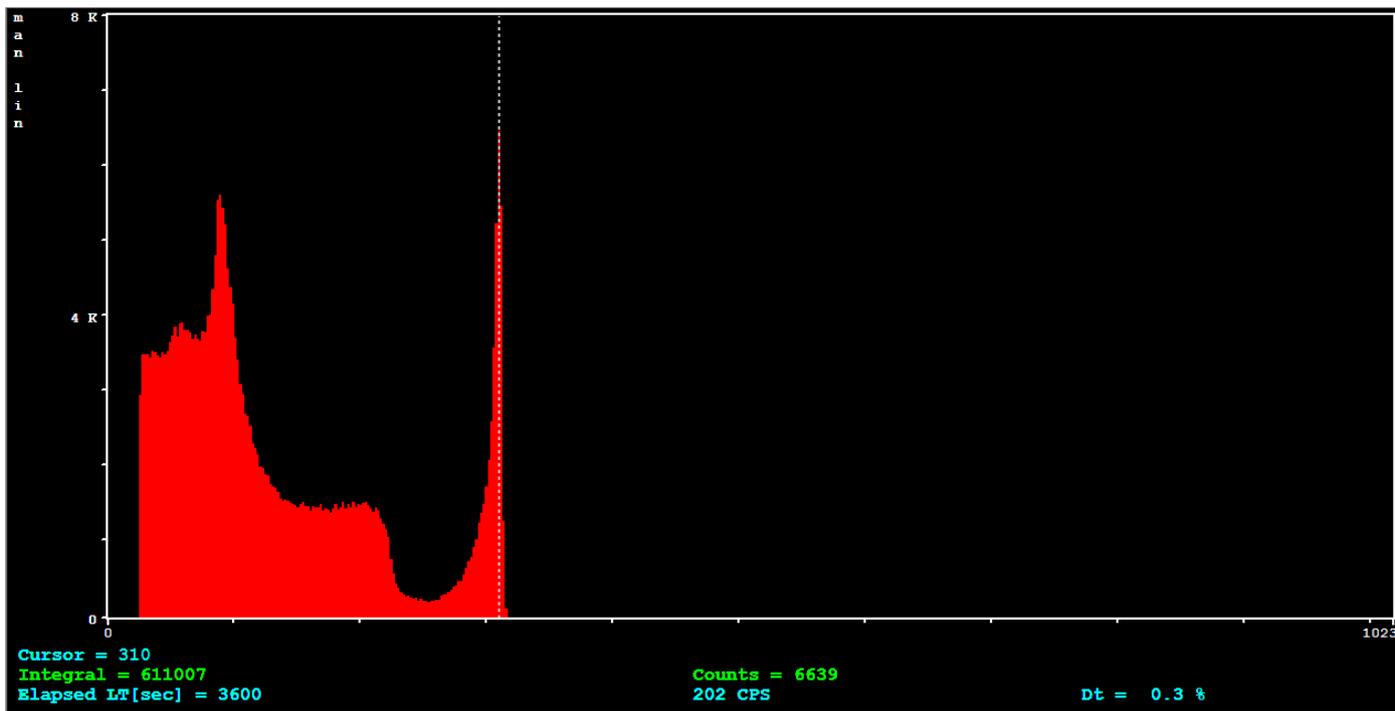


Figure III.6 : Spectre du Césium-137

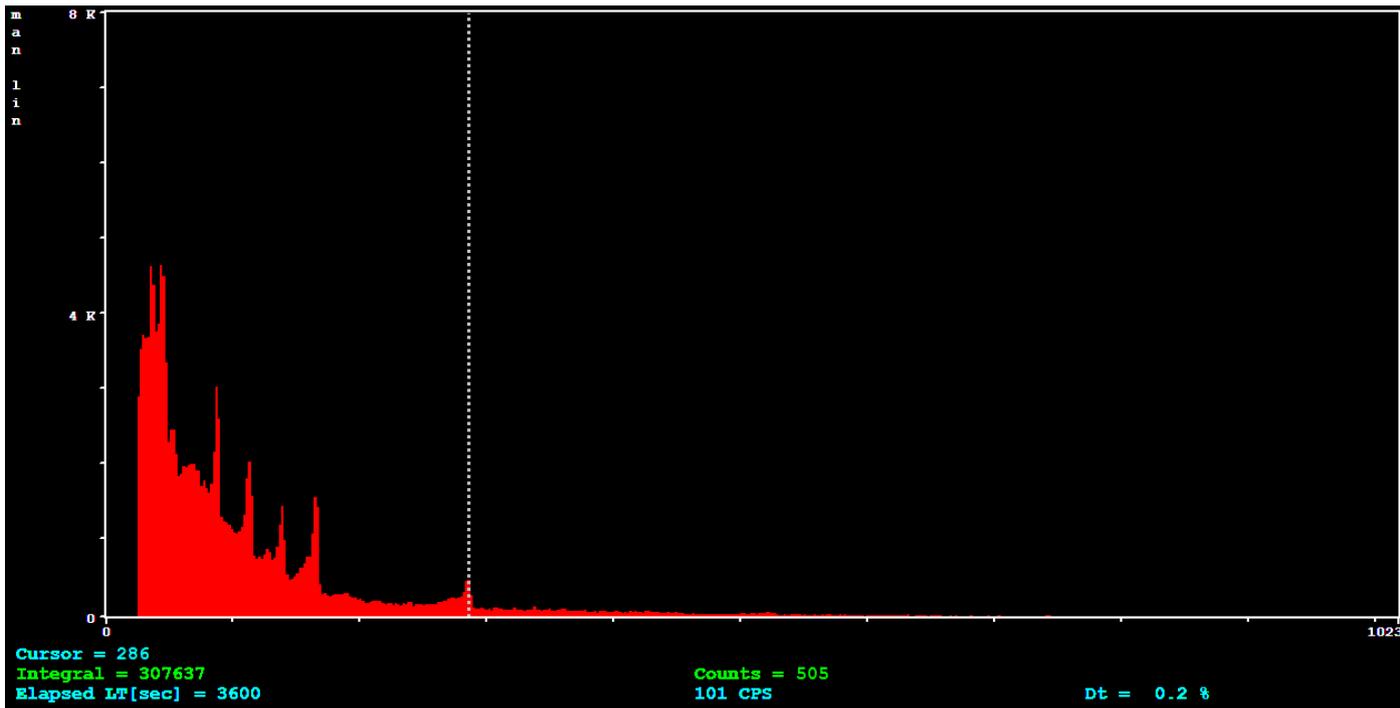


Figure III.7 : Spectre de minerai d'Uranium

III.2.1.3 : Etalonnage sur spectre

On règle le gain de manière à étaler le spectre sur le maximum de canaux afin d'avoir une plus grande précision sur l'énergie. On prend le spectre du minerai d'Uranium qui comprend différents pics ; on utilise seulement trois de ces pics pour cette étalonnage.

Et voici les pics utilisés pour l'étalonnage, après le repérage préalable :

Numéro de canal	Energie en (keV)
138	295,21
164	351,92
286	609,31

Tableau III.1 : Points utilisés pour l'étalonnage

L'équation d'étalonnage donné par le winspec étant :

$$E=2,122 n + 2,333$$

E : Energie en [keV]

n : Numéro de canal

III.2.1.4 : Vérification à l'aide de spectre du ^{137}Cs

On garde tous les paramètres de mesure comme ceux du minerai d'Uranium.

Théoriquement le pic photoélectrique du ^{137}Cs doit se trouve sur l'énergie de 661,657 keV.

Mais en appliquant notre courbe d'étalonnage sur le pic de ^{137}Cs on trouve 660,254 keV.

On obtient à peu près le même ordre de grandeur ; donc on peut dire que notre étalonnage est fiable.

III.2.2 : Analyse de spectre du ^{137}Cs

On reprend le spectre du Césium :

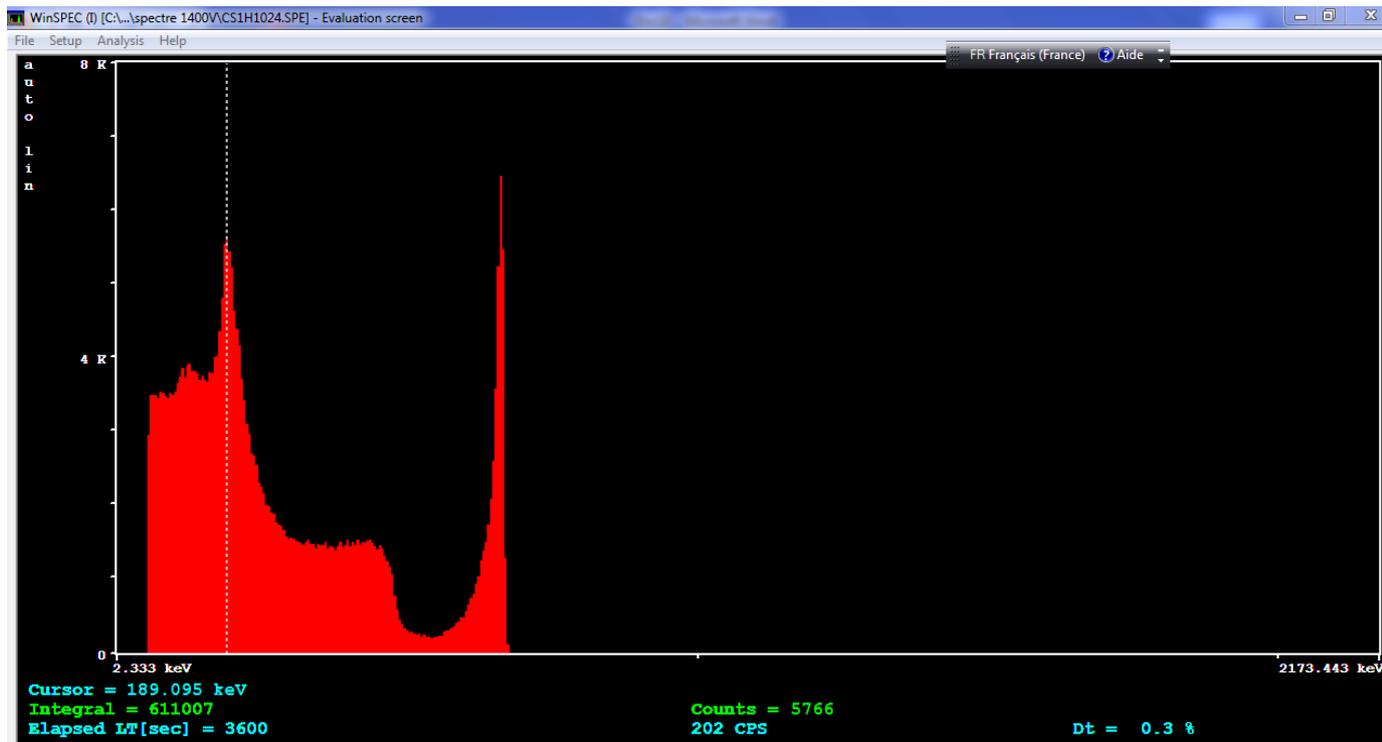


Figure III.8 : Spectre du Césium après étalonnage

III.2.2.1 : Energie Compton maximale

Par calcul : Dans l'effet Compton, l'énergie du photon après collision élastique est donnée par la formule (I.2)

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (I.2)$$

Et l'énergie cinétique de l'électron après collision élastique est $T_e = E_1 - E_2$. L'énergie cinétique maximale est donc pour E_2 minimale et correspond à $\cos\theta = -1$. Pour cette valeur de $\cos\theta$, pour l'énergie incidente du Césium-137

$$E_1 = 661,657 \text{ keV et pour } m_e c^2 = 511 \text{ keV}$$

On a $E_2 = 184,323 \text{ keV}$ et de $T_e = 477,334 \text{ keV}$

Expérimentalement : On trouve sur le spectre une énergie Compton maximale à **452,260 keV**.

III.2.2.2 : Energie du pic de rétrodiffusion

Par calcul : L'énergie du pic de rétrodiffusion nous est donnée par la formule (I.3) :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + 2 \frac{E_1}{m_e c^2}} \quad (I.3)$$

Avec les mêmes valeurs E_1 de et de $m_e c^2$ que pour l'énergie Compton maximale. Nous trouvons alors $E_2 = \mathbf{184,323 keV}$.

Expérimentalement : On trouve sur le spectre une énergie du pic de rétrodiffusion à $\mathbf{189,095 keV}$

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons contribué à la mise en fonctionnement de la chaîne spectrométrie gamma au sein du Laboratoire Physique Nucléaire et Physique de l'Environnement (L.P.N.P.E) en utilisant le détecteur CdZnTe. Le détecteur CdZnTe présente plusieurs avantages par rapport à d'autre détecteur, particulièrement le fait qu'il ne nécessite pas un refroidissement.

Un étalonnage en énergie a été fait sur le spectre d'un minerai d'Uranium en exploitant les pics photoélectriques du Bi-214 et Pb-214.

L'analyse du spectre de césium-137 nous a permis de vérifier la fiabilité du résultat de la droite d'étalonnage.

Dans le futur, nous allons effectuer des études radioécologiques au sein du L.P.N.P.E car nous disposons d'un spectromètre gamma, portatif, apte pour les mesures sur terrain.

ANNEXE

1) Sensibilité

Elle se définit comme la capacité d'un détecteur, de produire un signal utilisable pour un type donné de radiation et d'énergie. La sensibilité d'un détecteur pour un type donné de radiation d'une certaine énergie dépend de plusieurs facteurs :

- La section efficace d'ionisation dans le détecteur
- La masse du détecteur
- Le bruit de fond du détecteur
- Le matériau protégeant le volume sensible du détecteur

2) La réponse du détecteur

En général, le signal en sortie des détecteurs électriques est une impulsion de courant. La quantité d'ionisation est reflétée dans la charge électrique contenue dans le signal. Supposons que la forme de l'impulsion ne change pas d'un événement à l'autre, alors l'intégrale est directement proportionnelle à l'amplitude du signal. La relation entre l'énergie de la radiation et la charge totale du signal de sortie est appelé la réponse du détecteur. L'idéal est que cette réponse soit linéaire. Ce qui n'est pas toujours le cas. Elle l'est seulement pour une certaine gamme d'énergie.

3) La résolution en énergie

La résolution en énergie définit l'écart à partir duquel le détecteur peut distinguer 2 pics de proches énergies. La résolution en énergie est donnée par la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum) ou FWHM. Si on envoie un faisceau mono énergétique sur le détecteur ; idéalement, on doit observer une impulsion delta. En réalité, on observe une gaussienne. Si l'épaisseur à mi-hauteur du pic gaussien est donnée par ΔE , la résolution à l'énergie E est donnée par

$$\text{Résolution} = \frac{\Delta E}{E} \times 100$$

Dans le cas du détecteur NaI, il possède une résolution en énergie de 8% ou 9% pour un rayon gamma de 1MeV.

4) La fonction de réponse

La fonction de réponse est le spectre des amplitudes du signal observé par le détecteur lorsqu'il est bombardé par un faisceau mono énergétique d'une radiation donnée. Cette réponse est une gaussienne. Si néanmoins, on la considère comme une fonction delta de Dirac ; pour une énergie fixe de particule incidente, le signal de sortie possède une seule et fixe amplitude. Si la réponse est linéaire, le spectre obtenu correspond directement au spectre d'énergie de la radiation incidente.

La fonction de réponse d'un détecteur à une certaine énergie dépend

- des différentes interactions que la radiation peut produire dans le détecteur
- de la conception du détecteur
- de la géométrie du détecteur.

5) Le temps de réponse

Le temps de réponse est le temps pendant lequel le détecteur met en forme le signal après l'interaction.

6) L'efficacité du détecteur

L'efficacité du détecteur se divise en deux catégories : *L'efficacité absolue* et *l'efficacité intrinsèque*.

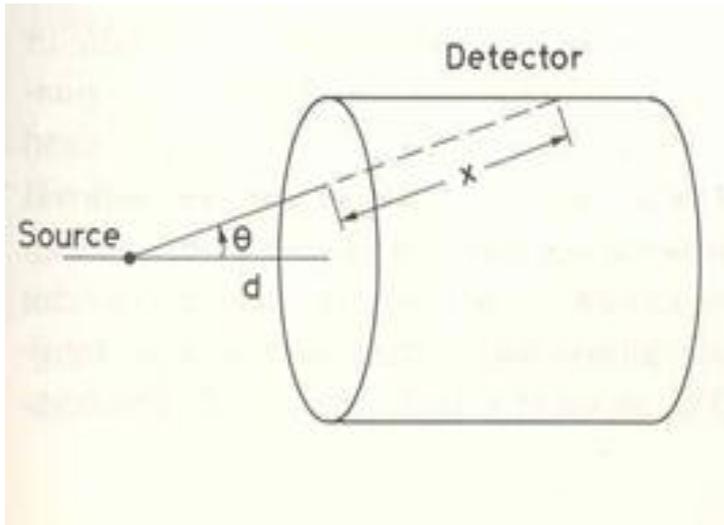
L'efficacité absolue ou totale d'un détecteur se définit comme :

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{événements enregistrés}}{\text{événements émis par la source}}$$

Elle est fonction de :

- la géométrie du détecteur
- la probabilité d'interaction dans le détecteur.

Considérons dans le cas d'un détecteur cylindrique avec la source à une distance d sur l'axe de détection.



Si la source émet de manière isotrope, alors la probabilité que la particule soit émise à un angle θ est :

$$P(\theta)d\Omega = \frac{d\Omega}{4\pi}$$

La probabilité que la particule frappant le détecteur aura une interaction dans le détecteur est donnée par

$$P_{int}(x) = 1 - e^{(-\omega x)}$$

En combinant les deux dernières relations, on obtient

$$d\varepsilon_{tot} = [1 - e^{(-\frac{x}{\lambda})}] \frac{d\Omega}{4\pi}$$

Avec x le chemin parcouru dans le détecteur

λ le parcours moyen pour qu'il se produise une ionisation

L'efficacité totale est trouvée en intégrant la relation précédente sur le volume du détecteur.

L'efficacité total peut être se diviser en 2 partie : *l'efficacité intrinsèque* ε_{int} , et *l'efficacité géométrique* ε_{geom} . On a que

$$\varepsilon_{tot} \cong \varepsilon_{int} \varepsilon_{geom}$$

L'efficacité intrinsèque se définit comme

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{événements enregistrés}}{\text{événements parvenants au détecteur}}$$

Cette probabilité dépend de la section efficace d'interaction de la radiation incidente dans le milieu réactif du détecteur.

L'efficacité intrinsèque est une fonction du type de radiation, de son énergie et du matériau constituant le détecteur.

7) Le temps mort

Le temps mort est le temps qu'il faut au détecteur pour traiter un événement qui est habituellement en relation avec la durée de l'impulsion du signal.

REFERENCE BIBLIOGRAPHIE

[1] : Axe « Génie des Procédés », centre SPIN, Ecole Mines de Saint-Etienne.

[2] : Mickael LEMERCIER : Développement d'une méthode analytique pour quantifier par spectrométrie gamma *in-situ* les radionucléides présents dans les sols. Thèse pour obtention de grade de doctorat, soutenue le 14 décembre 2007.

[3] Fichier en PDF sur le cite web : www.hypotheses.com/docs/user42_Detecteur_NaI2.pdf

[4] : Benoît PIRARD : Etude et validation d'un spectromètre gamma pour la mesure de la composition chimique des surfaces planétaires. Thèse pour obtention de grade de doctorat, soutenue le 18 décembre 2006.

[5] : Université de Bordeaux, DEPARTEMENT E.E.A (Electronique-Electrotechnique-Automatique) Physique et technologie des composants de puissance.

Web: www.creea.u-bordeaux.fr

[6] : Fabien COURTINE : Etalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par techniques de Monte-Carlo, soutenue publiquement le 9 mars 2007.

[7] : DETECTION Cd Zn Te POUR L'IMAGERIE X HAUTE ÉNERGIE

V. MOULIN – CEA-LETI / DTBS, CEA Grenoble

17 rue des Martyrs – 38054 Grenoble Cedex 9

vincent.moulin@cea.fr

J.-L. PETTIER – CEA-DEN / DTN, CEA Cadarache

CEA Cadarache Cedex 13108 – ST PAUL LEZ DURANCE

jean-luc.pettier@cea.fr

[8] : Caractérisation par spectrométrie gamma Cd-Zn-Te de la contamination des circuits des centrales nucléaires.

Alain Rocher (EDF)

Nicolas Blanc de Lanaute (Canberra)

[9] VERS LES GAMMA-CAMÉRAS

À SEMI-CONDUCTEURS

O.PEYRET, C.MESTAIS, L.VERGER

LETI (CEA - Technologies Avancées) - Département Systèmes - CEA/G

- Grenoble –

[10] RITEC SIA; LARGE VOLUME HEMISPHERICAL NUCLEAR RADIATION DETECTOR CZT/500(S) [Http:www.ritec.lv](http://www.ritec.lv)

« ETALONNAGE SUR SPECTRE D'UN DETECTEUR AU Cadmium-Zinc-Tellure de laboratoire L.P.N.P.E »

RESUME

L'objectif général de ce travail est de mettre en fonctionnement une chaîne de spectrométrie gamma avec un détecteur CdZnTe. Nous allons faire l'étalonnage en énergie de la chaîne de mesure à l'aide d'une source étalon de Césium-137 et d'un minerai d'uranium.

Un étalonnage grossier est fait à l'aide de la source de Césium-137 émettant un rayonnement gamma d'énergie 661,7 keV, permettant ainsi de positionner les différents pics photoélectriques dans les spectres d'énergie du minerai d'Uranium.

Un étalonnage fin est alors effectué à partir des énergies des rayons gamma émis par le Pb-214 et Bi-214 contenant dans le minerai.

A la fin le spectre du Césium-137 est analysé à partir de la droite d'étalonnage ainsi obtenue.

Mots clés : spectrométrie gamma, détecteur Cd-Zn-Te, étalonnage

« CALIBRATION ON THE SPECTRIUM OF A DETECTOR Cadmium-Zinc-Tellurium of laboratory L.P.N.P.E »

ABSTRACT

The main objective of this work is to operate a chain of gamma spectrometry with a CdZnTe detector. We will make the energy calibration of the measurement chain using a standard Cesium-137 and a Uranium ore source.

A rough calibration is done using the Cesium-137 source emits gamma radiation with an energy 661,7 keV, allowing positioned different photoelectric peaks in the energy spectra of Uranium ore.

Fine calibration is then carried from the energy of the gamma rays emitted by the Pb-214 and Bi-214 content in ore.

In the end, the spectrum of Cesium-137 is scanned from right to calibration obtained.

Keywords: gamma spectrometry, detector CdZnTe, calibration