

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTERE DE L 'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET  
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE**

**FACULTE DES SCIENCES**

**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**N° d'ordre :**

**Série:**

**MEMOIRE**

**PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER**

**EN PHYSIQUE**

**SPECIALITE**

**RAYONNEMENT ET APPLICATIONS**

Par

**LAKEHAL CHAOUKI**

**Mesures qualitatives et quantitatives des éléments  
radioactifs naturels présents dans des échantillons de  
l'environnement par spectrométrie  $\gamma$**

SOUTENU LE :

Devant le jury :

Président : F. BENRACHI

Prof. Univ.Mentouri Constantine

Rapporteur : M. RAMDHANE

Prof. Univ.Mentouri Constantine

Examineur : A. BOUCENNA

Prof. Univ. Abbas Ferhat Sétif

: A. BELAFRITES

MC. Univ. Jijel

*J*e dédie ce manuscrit à mes chers parents qui m'ont  
encouragé à donner le meilleur de moi-même, et qui m'ont  
fourni les moyens d'être ce que je suis aujourd'hui.  
Je le dédie aussi à mes frères et ma sœur, je leur souhaite  
une carrière pleine de succès. Que dieu les garde tous.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement.</b>	<b>4</b>
1.1 Notions sur la radioactivité . . . . .	4
1.1.1 Définition . . . . .	4
1.1.2 Lois de décroissance . . . . .	4
1.1.3 Différents types de décroissance radioactive . . . . .	8
1.2 Origine de la radioactivité dans l'environnement . . . . .	17
1.2.1 Radionucléides d'origine cosmique . . . . .	17
1.2.2 Radionucléides émanants de la création de l'univers . . . . .	18
1.2.3 Radioactivité d'origine artificielle . . . . .	21
<b>2 Détection des rayonnements nucléaires</b>	<b>31</b>
2.1 Interaction des rayonnements avec la matière . . . . .	31
2.1.1 Interaction des particules chargées avec la matière . . . . .	31
2.1.2 Interaction des neutrons avec la matière . . . . .	40
2.1.3 Interaction des photons avec la matière . . . . .	42
2.2 Généralités sur les détecteurs . . . . .	48
2.2.1 Modes de fonctionnement d'un détecteur . . . . .	48
2.2.2 Principales caractéristiques d'un détecteur . . . . .	51
2.3 Détecteur semi-conducteur pour spectrométrie gamma . . . . .	57
2.3.1 Structure électronique des cristaux parfaits et des semi-conducteurs . . . . .	57
2.3.2 Propriétés physiques . . . . .	60
2.3.3 Détecteurs semi-conducteur couramment utilisés . . . . .	62
<b>3 Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes</b>	<b>64</b>
3.1 Description de quelques modules électroniques de spectrométrie $\gamma$	64
3.1.1 Type Linéaire-Linéaire . . . . .	68
3.1.2 Type Linéaire-Logique . . . . .	74
3.1.3 Type Logique-Linéaire . . . . .	75
3.1.4 Type Logique-Logique . . . . .	75
3.1.5 Autre type . . . . .	76

---

3.2	Notions sur la spectrométrie $\gamma$ . . . . .	76
3.2.1	Définition . . . . .	76
3.2.2	Mesure et analyse . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Partie expérimentale</b>	<b>78</b>
4.1	Première partie : Caractéristique électronique de la chaîne de mesure . . . . .	78
4.1.1	Description des constituants de la chaîne de spectrométrie	78
4.1.2	Détermination des caractéristiques de la chaîne de mesure	83
4.2	Deuxième partie : Mesure de la radioactivité des échantillons prélevés de l'environnement . . . . .	91
4.2.1	Préparation des échantillons . . . . .	92
4.2.2	Calibration de la chaîne de mesure . . . . .	93
4.2.3	Mesure des activités spécifiques des échantillons . . . . .	96
	<b>Conclusion</b>	<b>106</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>109</b>

---

# Introduction

La présence des radioéléments dans le sol provient de deux sources principales : la radioactivité naturelle, représentée principalement par les familles radioactives  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et l'élément  $^{40}\text{K}$  et par les radioéléments d'origines cosmiques.

La radioactivité artificielle est issue de la contamination par des radioéléments dont l'origine sont les essais d'armes nucléaires réalisées dans l'atmosphère durant les années soixante, et des radioéléments provenant de différentes activités nucléaires réalisées par l'être humain.

Cette thèse a pour but de déterminer qualitativement et quantitativement les radioéléments présents dans l'environnement et principalement les éléments naturels.

Afin d'effectuer cette étude, nous avons prélevé six échantillons de l'Est algérien pour évaluer l'ordre de grandeur des activités spécifique de chaque famille radioactive.

- Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à une étude bibliographique sur les notions fondamentales de la radioactivité ainsi que les différents types de décroissances radioactives. On y trouve également les origines, naturelle et artificielle, des radioéléments dans l'environnement.

- Le second chapitre détaillera les principes de détection des rayonnements nucléaires, en commençant par l'interaction rayonnement-matière jusqu'à l'illustration des détecteurs.

L'analyse par spectrométrie gamma, avec suffisamment de précision, implique une bonne connaissance de tous les constituants de la chaîne de mesure. Le troisième chapitre est réservé à l'étude des principes et du fonctionnement des différents modules électroniques.

- Enfin, le quatrième chapitre porte sur les travaux expérimentaux réalisés où nous avons effectués un ensemble de mesures pouvant être regroupés en deux grandes parties :

. La détermination des différentes caractéristiques de la chaîne de mesure : le temps mort, la résolution en énergie et la linéarité intégrale et différentielle de la chaîne de mesure afin d'effectuer les mesures concernant la radioactivité dans les meilleurs conditions.

. La mesure de la radioactivité de six échantillons prélevés sur différents sites, suivie par l'analyse et la discussion de tous les résultats obtenus.

# Chapitre 1

## Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement.

### 1.1 Notions sur la radioactivité

#### 1.1.1 Définition

Dans la nature, il existe deux types de noyaux, ceux qui ne subissent aucune transformation au cours du temps : ce sont des noyaux stables, et ceux qui se transforment au cours du temps : ce sont des noyaux instables ou "radioactifs". Le processus de cette transformation est appelée "*radioactivité*".

La radioactivité est une transformation spontanée, que nous ne pouvons ni arrêter, ni accélérer ou ralentir, d'un noyau père situé dans un état énergétique instable à un autre noyau (stable ou non) avec émission d'un rayonnement nucléaire (particule ou onde électromagnétique). Les noyaux radioactifs sont appelés "*radioéléments ou radionucléides*". Pour un nombre donné des noyaux radioactifs, le moment où l'un de ces noyaux se désintègre ne peut être prédit, mais nous pouvons cependant déterminer une probabilité de désintégration.

#### 1.1.2 Lois de décroissance

À partir d'un instant quelconque, un noyau radioactif a une chance sur deux (probabilité  $p = 1/2$ ) de se désintégrer dans un laps de temps appelé demi-vie ou période notée  $T_{1/2}$ .

**Constante de désintégration radioactive  $\lambda$**

C'est la probabilité de décroissance d'un radionucléide par unité de temps, elle ne dépend ni du temps ni de l'espace. C'est une caractéristique propre au noyau. Chaque radionucléide a un ou plusieurs isotopes, et chacun d'eux peut être stable ou radioactif. Les isotopes radioactifs sont appelés radio-isotopes, et chacun d'eux a sa propre constante de désintégration  $\lambda$ .

Si on dispose d'un nombre de noyaux radioactifs  $N_0$  à l'instant  $t = t_0$ , Pendant un petit intervalle de temps  $dt$ , la variation du nombre de noyau  $dN$  est proportionnel aux nombre de noyaux presents, à la probabilité de désintégration  $\lambda$  et au temps  $dt$ , tel que :

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt \tag{1.1}$$

*le signe (-) signifie que le nombre de noyaux décroît*  
l'intégrale de la relation 1.1 donne :

$$N = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \tag{1.2}$$

Où

$N_0$  : nombre du noyau radioactifs à  $t = t_0$

$N$  : nombre du noyau radioactifs restants à l'instant  $t$

$\lambda$  : constante de désintégration.

**La vie moyenne (durée de vie)  $\tau$**

C'est le temps moyen de survie d'un noyau radioactif, s'exprime en (s) en SI, tel que :

$$\tau = \frac{\int t \cdot dN}{\int dN} = \frac{\int t \cdot (-\lambda \cdot N \cdot dt)}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \tag{1.3}$$

**La période ( demi-vie)  $T_{1/2}$  :**

C'est le temps nécessaire au bout duquel le nombre initial  $N_0$  des noyaux radioactifs est réduit à la moitié.

La relation entre  $T_{1/2}$ ,  $\lambda$  et  $\tau$  est donnée par :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \cdot \ln 2 \tag{1.4}$$

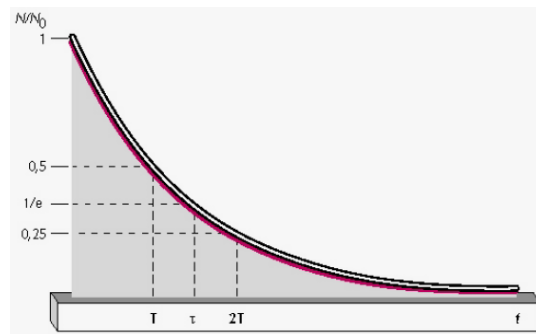


FIG. 1.1 – Demi-vie

### Activité

Elle représente le nombre de désintégrations par une unité du temps pour une quantité donnée de radionucléides. C'est la vitesse de la décroissance radioactive.

$$A = \lambda \cdot N \quad (1.5)$$

$$A = \lambda \cdot N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \quad (1.6)$$

$$A = A_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t) = \lambda \cdot m \cdot \frac{N_A}{M} \quad (1.7)$$

où :

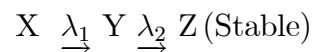
$N_A$  = nombre d'Avogadro ( $\text{mol}^{-1}$ )

$m$  = masse de la substance (kg)

$M$  = masse molaire de la substance (kg/mol)

### Décoissance radioactive en filiation

Soit la filiation suivante :



Si on désigne respectivement par  $A$ ,  $B$  et  $C$  les nombres d'atomes des éléments  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  présents à l'instant  $t$  dans l'échantillon considéré, et si on suppose qu'à l'instant  $t = 0$ , nous avons  $A_0$  atomes de l'élément  $X$ .

Les équations différentielles qui donnent la variation de nombre du noyaux  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  sont :



$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= -\lambda_1 A \dots\dots\dots (a) \\ \frac{dB}{dt} &= \lambda_1 A - \lambda_2 B \dots\dots (b) \\ \frac{dC}{dt} &= \lambda_2 B \dots\dots\dots (c) \end{aligned}$$

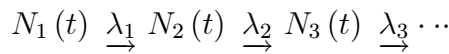
Les solutions des équations (a), (b) et (c) sont les suivantes :

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \tag{1.8}$$

$$B(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot A_0 \cdot (e^{-\lambda_1 \cdot t} - e^{-\lambda_2 \cdot t}) \tag{1.9}$$

$$C = A_0 \cdot \left( 1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 \cdot t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 \cdot t} \right) \tag{1.10}$$

Si la filiation radioactive contient plus que trois éléments tel que :



La variation du nombre de noyaux de chaque élément, c'est-à-dire  $N_1(t)$ ,  $N_2(t)$ ,  $N_3(t)$  ...etc, est donnée par :

$$\begin{aligned} N_1 &= C_{11} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \\ N_2 &= C_{21} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{22} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \\ N_3 &= C_{31} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{32} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + C_{33} \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} \\ &\cdot \\ &\cdot \\ &\cdot \\ N_k &= C_{k1} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{k2} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + \dots + C_{kk} \cdot e^{-\lambda_k \cdot t} \end{aligned}$$

Avec :

$$C_{ki} = C_{k-1,i} + \frac{\lambda_{k-1}}{\lambda_k - \lambda_i}$$

Les conditions initiales sont :

$$N_k(0) = C_{k1} + C_{k2} + C_{k3} + \dots + C_{kk}$$

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 8

► L'activité des sources radioactifs est mesuré en SI par :

- Le becquerel :  $1 \text{ Bq} = 1$  désintégration par seconde
- Le curie :  $1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10}$  dés/s (c'est une ancienne unité).

L'activité spécifique  $A_M$  : est l'activité d'une substance donnée de masse  $m$  :

$$A_M = \frac{A}{m} \quad (1.11)$$

Il faut noter que pour les mesures de la radioactivité dans l'environnement, on utilise :

- Le becquerel par mètre cube ( $\text{Bq}/\text{m}^3$ ) pour l'air,
- Le becquerel par litre ( $\text{Bq}/\text{l}$ ) pour les eaux et le lait, (liquide de façon générale)
- Le becquerel par kilogramme de matière fraîche ( $\text{Bq}/\text{kg}$ ) pour la végétation.

### 1.1.3 Différents types de décroissance radioactive

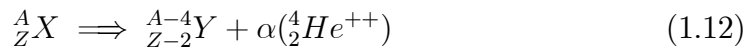
Il existe 9 types de décroissances radioactives qui peuvent donner lieu soit :

- À des particules chargées (rayonnements  $\alpha, \beta, \dots$ etc.)
- À des particules neutres (les neutrons)
- À des rayonnements électromagnétiques (rayonnement  $\gamma$ , rayon X)

#### 1. Décroissance $\alpha$

*Le rayonnement alpha est constitué d'un noyau d'hélium comprenant deux protons et deux neutrons.*

Un noyau instable  ${}^A_Z X$  peut se transformer en un autre noyau  ${}^{A-4}_{Z-2} Y$  (stable ou non) avec émission du rayonnement  $\alpha$ .



Les rayonnements  $\alpha$  ont des énergies bien déterminées, généralement comprises entre 4 et 9 MeV. Généralement elle est observée dans les radionucléides lourds (qui ont le numéro atomique  $Z \geq 83$ ), à titre d'exemple la décroissance de  ${}^{220}\text{Rn}$  vers  ${}^{216}\text{Po}$  (Figure 1.3).

La vie moyenne de la plupart des radionucléides qui décroissent par émission  $\alpha$  est relativement longue. Le mécanisme de l'émission de cette particule

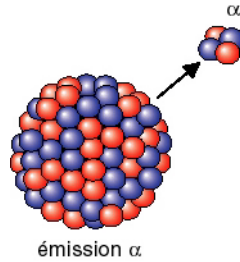


FIG. 1.2 – Décroissance alpha

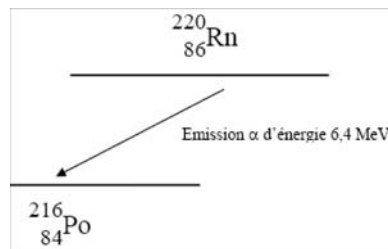


FIG. 1.3 – Décroissance du  $^{220}\text{Rn}$

se fait grâce à l'effet tunnel, car le puit de potentiel du noyau émetteur est très important.

## 2. Décroissance $\beta$

La décroissance  $\beta$  concerne les noyaux instables riches en protons ou en neutrons. Ce type de transformation peut se trouver sous deux processus différents :

- ▷ Décroissance  $\beta^-$
- ▷ Décroissance  $\beta^+$

**a. Décroissance  $\beta^-$  :** C'est un processus issu de la transformation d'un neutron en un proton : dans ce cas  $Z$  augmente d'une unité.

L'émission  $\beta^-$  concerne les noyaux qui ont un excès de neutrons.

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu} \quad (1.13)$$

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} X + \beta^- + \bar{\nu} \quad (1.14)$$

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 10

L'émission de la particule  $\beta^-$  est associée avec une particule appelée antineutrino " $\bar{\nu}$ ", tableau 1.13.

La découverte de l'antineutrino a permis d'expliquer très bien le spectre en énergie de la particule  $\beta^-$  qui est spectre continu, (Figure 1.4). L'énergie totale de la décroissance radioactive est partagée entre les deux particules.

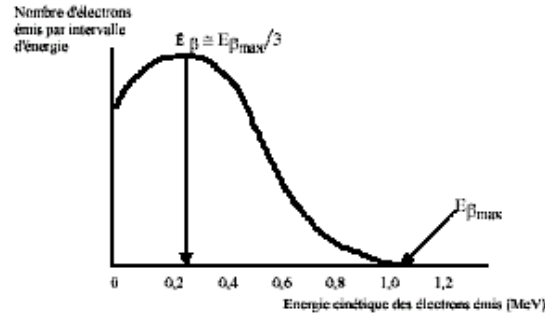


FIG. 1.4 – Variation de l'intensité de rayonnements bêta avec leurs énergie

La décroissance  $\beta^-$  peut aller directement à l'état fondamental, comme elle peut aller vers des états excités avec un rapport de branchement donné. Les états excités reviennent à l'état fondamental par émission d'un rayonnement  $\gamma$ . A titre d'exemple le cas du  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{60}\text{Co}$  (Figure 1.5).

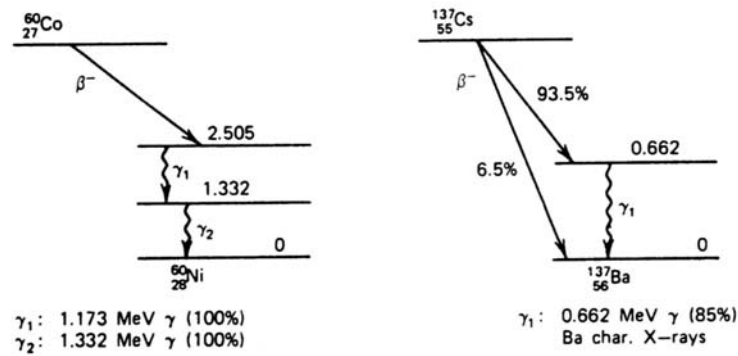


FIG. 1.5 – Décroissance du  $^{60}\text{Co}$  et  $^{137}\text{Cs}$

**b. Décroissance  $\beta^+$**  Le rayonnement  $\beta^+$  est un électron chargé positivement ( $e^+$ ) appelé Positron.

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 11

C'est le cas opposé de la décroissance  $\beta^-$  où certains noyaux ayant un excès de proton nécessitent la transformation d'un proton en un neutron pour aller à la stabilité. Dans ce cas le numéro atomique  $Z$  diminue d'une unité.

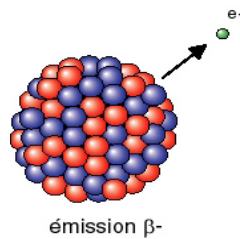


FIG. 1.6 – Décroissance bêta

L'émission du rayonnement  $\beta^+$  est associée à l'émission d'un neutrino  $\nu$ . Comme l'énergie de recul du noyau fils est très petite devant l'énergie totale de la décroissance radioactive, cette dernière est partagée entre les  $\beta^+$  et  $\nu$ . La durée de vie des positrons  $\beta^+$  est très courte, cela est dû au processus d'annihilation.

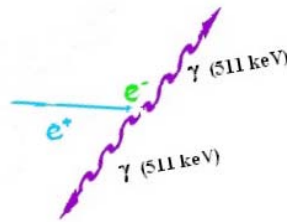


FIG. 1.7 – Le processus d'annihilation

Un exemple de ce type de décroissance est le  ${}^{22}\text{Na}$  illustré par la figure 1.8.

### 3. Capture électronique

Pour la même raison que la désintégration  $\beta^+$ , certains noyaux ayant un excès de protons peuvent capturer un des électrons du cortège électronique afin de transformer un proton en un neutron et cela suivant :

1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 12

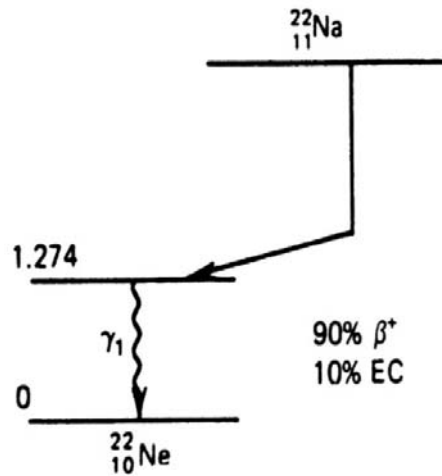


FIG. 1.8 – Décroissance  $^{22}\text{Na}$



Le  $^{57}\text{Co}$  est un des radionucléides qui décroît par capture électronique (Figure 1.9)

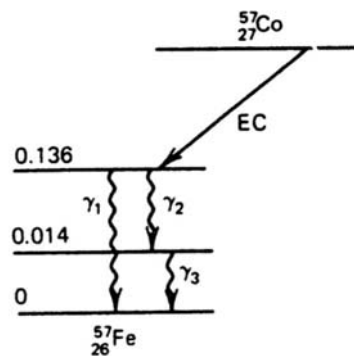


FIG. 1.9 – Décroissance  $^{57}\text{Co}$

L'électron capturé est généralement celui de la couche K ou L. Plus on s'éloigne de ces couches plus la probabilité de capturer un électron diminue. L'électron capturé par le noyau laisse derrière lui un vide qui doit être comblé par l'un des électrons de couches supérieures.

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 13

On aura donc un réarrangement du cortège électronique de l'atome et l'émission de rayons X d'énergie égale à la différence entre les deux niveaux de transition initial et final .

### 4. Effet Auger

Parfois le réarrangement du cortège électronique ne peut pas être suivi par l'émission de rayons X. L'énergie de cette dernière est transmise à l'un des électrons du cortège électronique de l'atome, qui s'échappe à son tour de sa couche avec une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du Rayon X et l'énergie de liaison de l'électron éjecté. Ce dernier est appelé **électron Auger** et le processus de l'**effet Auger** est représenté par l'équation :

$$E_{e_{Auger}^-} = E_{Rx} - E_L \quad (1.19)$$

En spectroscopie, on peut distinguer entre les électrons Auger et les particules  $\beta^-$  par leurs spectres en énergie. Celui des particules  $\beta^-$  est un spectre continu par contre le spectre en énergie des électrons Auger est un spectre discret.

### 5. Désexcitation gamma

*Le rayonnement  $\gamma$  est une onde électromagnétique très énergétique d'origine nucléaire.*

Le noyau passe spontanément d'un état excité à un état moins excité ou à l'état fondamental. L'excédent d'énergie du noyau est alors libéré sous forme d'un quanta de rayonnement électromagnétique à ondes courtes, c'est à dire d'un rayonnement gamma et sous forme d'énergie de recul du noyau (mais elle est plus faible devant l'énergie du rayonnement gamma). En pratique, tous les noyaux fils (produits de la désintégration  $\alpha$ ,  $\beta$ ,...etc.) émettent des rayonnements gamma, car peuvent se former ainsi bien à l'état fondamental que dans des états excités . L'énergie des rayonnements émis à la suite d'une désintégration alpha ne dépasse généralement pas 0.5 MeV , tandis que celle des rayonnements gamma émis à la suite d'une désintégration bêta peut dépasser 2.5 MeV.

La durée de vie de l'état excité du noyau est généralement brève au point d'être difficilement mesurable. Mais, dans certains cas, l'état excité peut durer des secondes, des heurs ou des années.

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 14

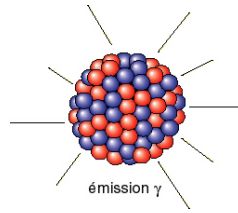


FIG. 1.10 – Décroissance gamma

Lors d'une émission gamma, l'énergie d'excitation du noyau  $E$  se dégage sous forme d'énergie d'un rayon gamma  $E_\gamma$  et d'énergie cinétique de recul  $E_R$  du noyau

$$E = E_\gamma + E_R$$

Les rayonnements gamma émis par les noyaux sont caractéristiques du radionucléide. À titre d'exemple  $^{60}\text{Co}$  ( $E_{\gamma_1} = 1132.51 \text{ k eV}$  et  $E_{\gamma_2} = 1173.23 \text{ k eV}$ ), le  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 661.62 \text{ k eV}$ ), Figure 1.11.

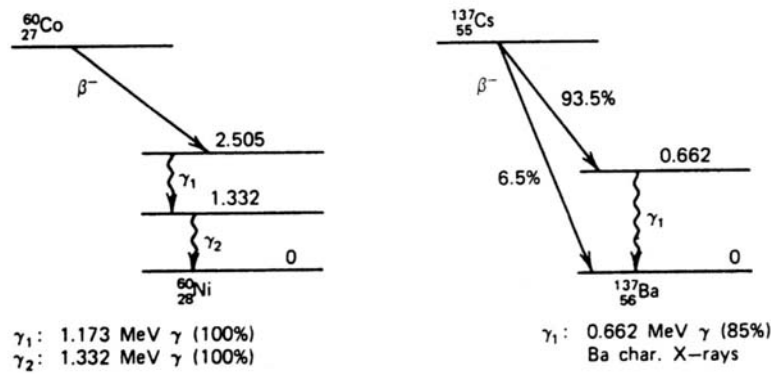


FIG. 1.11 – Décroissance du  $^{60}\text{Co}$  et  $^{137}\text{Cs}$

## 6. Conversion interne

Puisque les fonctions d'onde des électrons périphériques peuvent se chevaucher avec les états d'excitations des noyaux, l'énergie d'excitations de ces derniers peut être transférée directement à l'un des électrons, qui s'échappe immédiatement de son orbite avec une énergie cinétique  $E_{cin}$  donnée par :

$$E_{cin} = Q_\gamma - E_L - E_R \quad (1.20)$$



## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 15

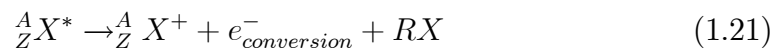
Où :

- $Q_\gamma$  : l'énergie d'excitation du noyau
- $E_L$  : l'énergie de liaison de l' $e^-$  dans sa couche
- $E_R$  : l'énergie de recul du noyau

Puisque l'énergie de recul du noyau est très petite devant les autres énergies, on peut la négliger

Aucun rayonnement  $\gamma$  n'est émis dans ce type de désexcitation. L'électron éjecté est appelé **électron de conversion**. Après son échappement, l'électron va être remplacé immédiatement par un des électrons du cortège électronique de l'atome. Ce dernier va être remplacé par un autre et ainsi de suite. Chaque remplacement va être associé à une émission du Rayon X d'énergie égale à la différence entre les deux niveaux de transition.

On peut résumer cet aspect précédent par l'équation ?? :



### Remarque

► Contrairement aux électrons de la décroissance  $\beta^-$ , l'électron de conversion et l'électron Auger sont monoénergétiques.

► L'énergie de l'électron de conversion est de l'ordre du MeV ou quelques centaines de KeV, or celle de l'électron Auger est de l'ordre de quelques dizaines d'eV.

**A titre d'exemple**, le  ${}^{113m}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 100$  min) décroît vers l'état fondamental par conversion interne en émettant des rayons X.

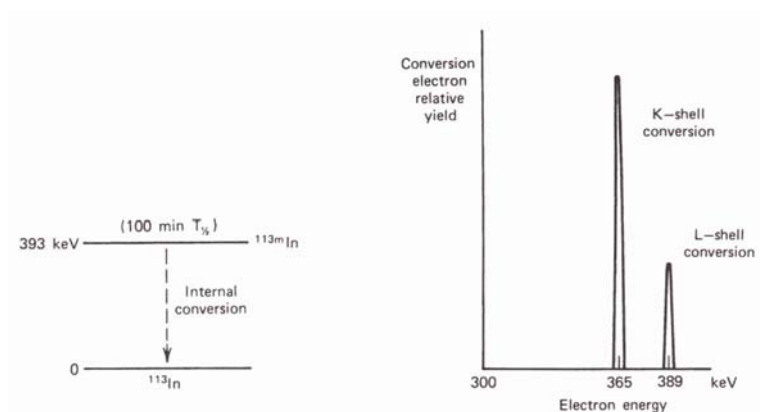


FIG. 1.12 – Conversion interne

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 16

Le rapport entre l'intensité des rayonnements  $\gamma$  ( $I_\gamma$ ) et celle des électrons de conversion  $I_{ec}$  est appelé taux de conversion noté  $\alpha_i$ , où  $i$  désigne la couche de l'électron de conversion émis. Si cet électron est éjecté de la couche  $K$  alors on écrit :

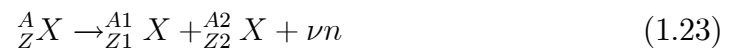
$$\alpha_k = \frac{I_{ec(k)}}{I_\gamma} \quad (1.22)$$

Généralement  $\alpha_k < 0.1$  et  $\alpha_k > \alpha_L > \alpha_M > \dots$

Dans le cas du  $^{137m}\text{Ba}$ ,  $\alpha_k=0.094$

## 7. Fission spontanée

Elle concerne les noyaux très lourds de numéro atomique  $Z \geq 90$ . Ce type de nucléide se scinde en deux noyaux de masses approximativement égales (appelés "*fragments de fission*") avec une émission de 2 à 3 neutrons.



La demi-vie des noyaux qui décroissent par la fission spontanée est de l'ordre de  $10^{15}$  à  $10^{16}$  ans ; elle est très grande généralement devant la demi-vie de la décroissance  $\alpha$  pour le même élément. L'un des radionucléide qui décroît par la fission spontanée en compétition avec la décroissance  $\alpha$  est  $^{235}\text{U}$  par :

	Demi-vie
Décroissance $\alpha$	$7.1 \cdot 10^8 \text{ ans}$
Fission spontanée	$1.8 \cdot 10^{17} \text{ ans}$

**Tableau 1-1**

## 8. Emission d'un nucléon

Pour quelques radionucléides riches ou déficients en neutrons et ayant  $Q_\beta$  important, l'émission d'un nucléon (proton ou neutron) peut avoir lieu à la suite d'une décroissance  $\beta$ . (Cette dernière alimente un niveau énergétique supérieur à celui de séparation d'un neutron ou d'un proton).

## 9. Décroissance par émission d'amas " Clusters emission "

Ce type de désintégration est spécifique à quelques radionucléides ayant  $Z > 87$  à l'exception du  $^{114}\text{Ba}$  ( $Z = 56$ ).

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 17

Le tableau suivant illustre les différents Clusters émis par quelques radionucléides [25] :

Elément	$^{222}\text{Ra}$	$^{223}\text{Ra}$	$^{224}\text{Ra}$	$^{226}\text{Ra}$	$^{228}\text{Th}$	$^{230}\text{Th}$	$^{231}\text{Pa}$	$^{234}\text{U}$	$^{235}\text{U}$
Cluster	$^{14}\text{C}$	$^{14}\text{C}$	$^{14}\text{C}$	$^{14}\text{C}$	$^{20}\text{O}$	$^{24}\text{Ne}$	$^{24}\text{Ne}$	$^{28}\text{Mg}$	Ne
Famille	×	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	$^{238}\text{U}$	×	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$

**Tableau 1-2 :** Radionucléides émetteurs d'amas

La désintégration par émission du cluster a lieu surtout pour les radionucléides artificiels. Mais ceci ne signifie pas qu'on peut trouver des radionucléides naturels qui se désintègrent par ce type de décroissance comme il est indiqué dans le tableau précédent où les trois familles radioactives naturelles sont présentes.

## 1.2 Origine de la radioactivité dans l'environnement

Les radionucléides existants dans l'environnement ont plusieurs origines : cosmique, émanants de la création de l'univers et activités humaines.

### 1.2.1 Radionucléides d'origine cosmique

les rayonnements cosmiques primaires sont constitués principalement d'électrons, de protons et des alphas ayants des énergies importantes de l'ordre de  $10^9$  à  $10^{20}$  eV. Lorsque ces particules arrivent à la couche extérieure de l'atmosphère, elles interagissent avec les constituants de cette dernière en créant un flux important de particules très énergétiques (mu, psi, mésons, neutron,  $\beta^-$ , proton,  $\beta^+$ , ... etc). Ces particules vont interagir avec les constituants de l'atmosphère (N, O, Ar, Kr, Xe...) en créant un ensemble de noyaux stables et d'autres radioactifs. Plus de vingt radionucléides sont ainsi produit de façon continue.

Les principaux éléments produits sont : le tritium ( $^3\text{H}$ ) et le carbone14 ( $^{14}\text{C}$ ). Ce dernier représente 83% de l'activité générée par les rayonnements cosmiques. il est produit à partir de l'azote ( $^{14}\text{N}$ ) et de l'oxygène ( $^{16}\text{O}$ ) par les deux réactions nucléaire suivantes :



## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 18



Le tableau suivant illustre les principaux éléments [27].

Principaux radioéléments d'origine cosmique [27]				
Radioélément	T <sub>1/2</sub>	MD [MeV]	Taux de production	A ( Bq. m <sup>-3</sup> )
<sup>3</sup> H	12.32 ans	β <sup>-</sup> (0.018)	2000 à 25000	0.17
<sup>7</sup> Be	53.29 j	ε; γ (0.478)	80	0.017
<sup>10</sup> Be	1.6*10 <sup>6</sup> ans	β <sup>-</sup> (0.555)	400 à 500	10 <sup>-7</sup>
<sup>14</sup> C	5730 ans	β <sup>-</sup> (0.155)	17000 à 25000	0.017
<sup>22</sup> Na	2.60 ans	β <sup>+</sup> ; γ (1.275)	0.5 à 0.9	1.7*10 <sup>-7</sup>
<sup>26</sup> Al	7.16*10 <sup>5</sup> ans	β <sup>+</sup> ; γ (1.85 – 1.13)	1.0 à 1.5	
<sup>32</sup> Si	172 ans	β <sup>-</sup> (0.2)	1.6	3.3*10 <sup>-8</sup>
<sup>32</sup> P	14.26 j	β <sup>-</sup> (1.7)	8 à 10	3.3*10 <sup>-4</sup>
<sup>35</sup> S	87.5 j	β <sup>-</sup> (0.2)	14 à 15	2.5*10 <sup>-4</sup>
<sup>36</sup> Cl	3.0*10 <sup>6</sup> ans	ε; β <sup>+</sup> ; β <sup>-</sup> (0.71)	10 à 30	5*10 <sup>-10</sup>
<sup>39</sup> Ar	269 ans	β <sup>-</sup> (0.57)	50 à 60	
<sup>81</sup> Kr	2.3*10 <sup>5</sup> ans	ε; γ (0.276)	≤ 0.01	

**Tableau 1-3 :** Radioéléments d'origine cosmique

A : Activité moyenne dans l'air

MD : Mode de décroissance

Tous ces radionucléides sont déposés à la surface de la terre par les eaux de pluie. On les retrouve aussi dans les météorites. Leurs radioactivités est faible et ne présentent aucun danger sur l'être humain.

### 1.2.2 Radionucléides émanents de la création de l'univers

Ce sont des radionucléides possédant une demi-vie très longue devant l'âge de la terre, de l'ordre de 10<sup>9</sup> à 10<sup>15</sup> année. Chaque famille port d'un radionucléide père instable de longue demi-vie et s'arrête à un isotope stable du plomb. Tous les radionucléides qui appartiennent à ces familles radioactives se désintègrent soit par émission de rayonnement α ou β suivie souvent d'une décroissance γ.

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 19

### • Famille du Thorium 232 ( $^{232}\text{Th}$ series)

Le premier élément de cette famille est le  $^{232}\text{Th}$  qui a une demi-vie  $T_{1/2}$  égale à  $1.405 \cdot 10^{10}$  ans et une abondance isotopique égale 100 %. Cette chaîne radioactive se termine par le  $^{208}\text{Pb}$  (Stable).

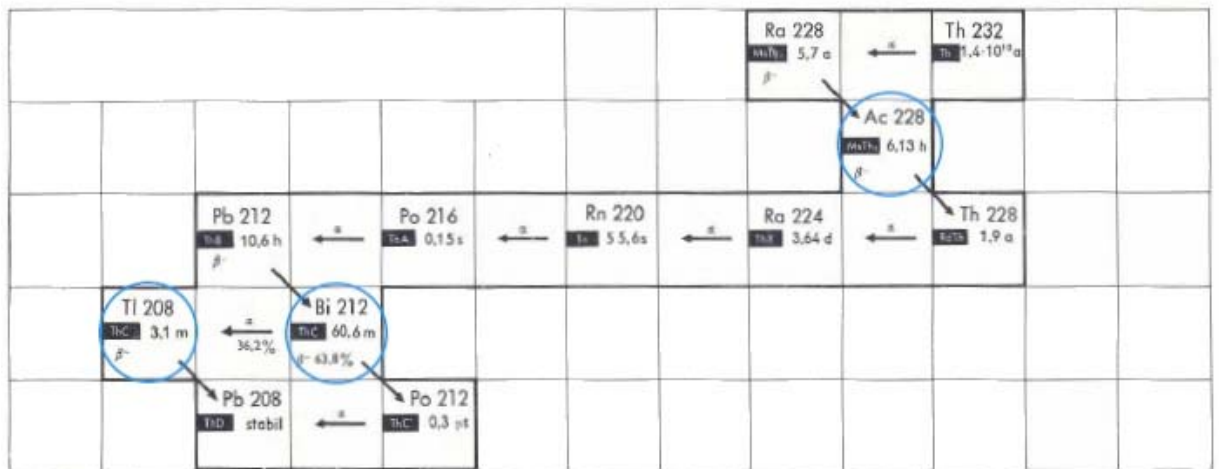


Tableau 1-4 : Famille du Thorium232

### • Famille de l'Uranium 235 ( $^{235}\text{U}$ series)

Cette famille commence par le radionucléide père  $^{235}\text{U}$  avec une demi-vie  $T_{1/2} = 7.038 \cdot 10^8$  ans et une abondance isotopique de 0.71%. Le dernier élément de cette famille est le  $^{207}\text{Pb}$  (Stable).

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 20

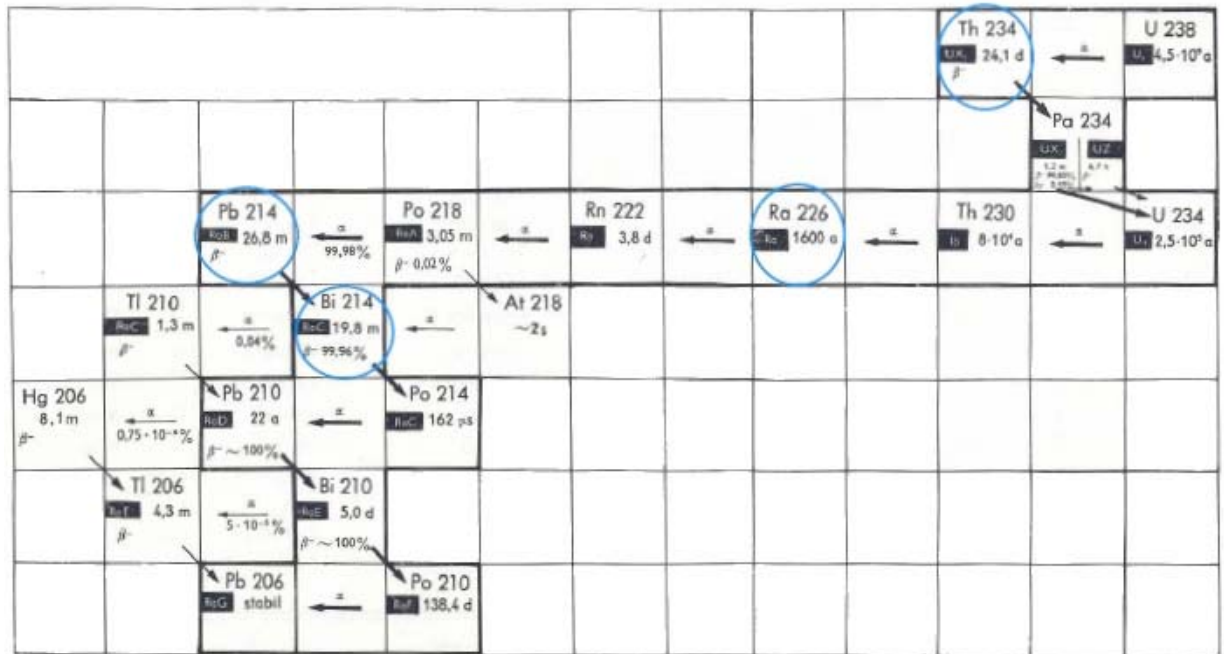
										Th 231 T <sub>1/2</sub> 25,6 h β <sup>-</sup>	U 235 T <sub>1/2</sub> 7·10 <sup>8</sup> a
			Bi 215 7,4 m β <sup>-</sup>	← α 97% →	At 219 0,9 m β <sup>-</sup> 3%	← α 4·10 <sup>-10</sup> % →	Fr 223 22 m β <sup>-</sup> ~100%	← α 1,2% →	Ac 227 22 a β <sup>-</sup> 98,8%	← α →	Pa 231 T <sub>1/2</sub> 3,3·10 <sup>4</sup> a
		Pb 211 T <sub>1/2</sub> 36,1 m β <sup>-</sup>	← α ~100% →	Po 215 1,8 ms β <sup>-</sup> 5·10 <sup>-10</sup> %	← α →	Rn 219 3,9 s α	← α →	Ra 223 11,4 d α	← α →	Th 227 T <sub>1/2</sub> 18,7 d	
	Tl 207 T <sub>1/2</sub> 4,8 m β <sup>-</sup>	← α 99,98% →	Bi 211 2,15 m β <sup>-</sup> 0,32%	← α →	At 215 ~100 μs						
		Pb 207 stabil	← α →	Po 211 0,52 s							

Tableau 1-5 : Famille de l'Uranium235

### • Famille de l'Uranium 238 (<sup>238</sup>U series)

Le premier radionucléide dans cette famille est l'<sup>238</sup>U qui a une T<sub>1/2</sub> égale à 4.468 · 10<sup>9</sup> ans et une abondance isotopique de 99,3% et elle se termine par le <sup>206</sup>Pb (Stable).

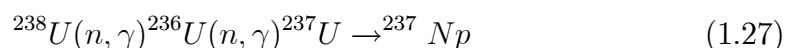
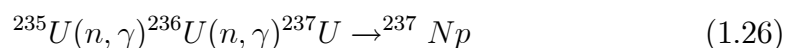
## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 21



**Tableau 1-6** : Famille de l'Uranium 238

### • Famille du Neptunium

Cette famille a été découverte plus tard que les autres, elle a disparue après, car le parent  $^{237}\text{Np}$  a une période relativement courte devant l'âge de la terre ( $T_{1/2} = 2.144 \cdot 10^6$  ans). Le dernier élément stable de cette famille est le  $^{209}\text{Bi}$ . Le fait que cette famille n'existe plus dans la nature, elle est présente dans les spectres obtenus dans quelques étoiles et dans les réacteurs nucléaires où le radionucléide père ( $^{237}\text{Np}$ ) est produit suivant les réactions suivantes :



### 1.2.3 Radioactivité d'origine artificielle

Les radionucléides d'origine artificielle qui se trouvent dans l'environnement peuvent avoir plusieurs origines qui sont :

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 22

### ■ Retombé des essais d'armes nucléaires

Dés l'année 1945, les cinq puissances du monde qui sont : les Etats-Unis, l'ex-URSS, le Royaume-Uni, la France et la République populaire de Chine ont effectué un nombre important d'essais d'armes nucléaires dans l'atmosphère.

Le tableau suivant montre le nombre d'essais de quelques états [10] :

Etat	Date de première explosion par fission nucléaire	Date de première explosion par fusion nucléaire	Nombre d'essais
Etats-Unis	16/07/1945	31/10/1952	815
URSS	29/08/1949	12/08/1953	597
Royaume-Uni	03/10/1952	15/05/1957	40
France	13/02/1960	24/08/1968	140
Chine	16/10/1964	17/06/1967	29
Inde	18/05/1974		1
Total			1622

**Tableau 1-7** : Essais d'armes nucléaires dès l'année 1945

Ce nombre important d'essais nucléaires a laissé derrière une quantité importante de différents radionucléides artificiels dans l'atmosphère, dont 12% les retombées furent locales, 10% pour les retombées troposphériques (troposphère c'est une couche de l'atmosphère situé entre la surface du sol et une altitude de 10 km environ) et 78% pour les retombées stratosphérique (stratosphère c'est une couche de l'atmosphère situé entre la troposphère et la mésosphère c'est-à-dire entre 10 et 50 km d'altitude).

L'irradiation des population liées aux retombées fut d'abord le résultats le l'irradiation par les produit de fission à vie courte ( $T_{1/2} = 8$  à 100j) pendant la période des essais [19]. Les radionucléide les plus importants selon leurs période sont :  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  et le  $^{137}\text{Cs}$ . Mais il y avait d'autres radionucléides tels que le  $^3\text{H}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{140}\text{Ba}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ...etc.

Ces retombées se situent principalement dans l'hémisphère nord (3 à 4 fois plus affecté que l'hémisphère sud). La Figure 1.13 montre cette différence entre les deux hémisphères sud et nord pour le  $^{90}\text{Sr}$ .



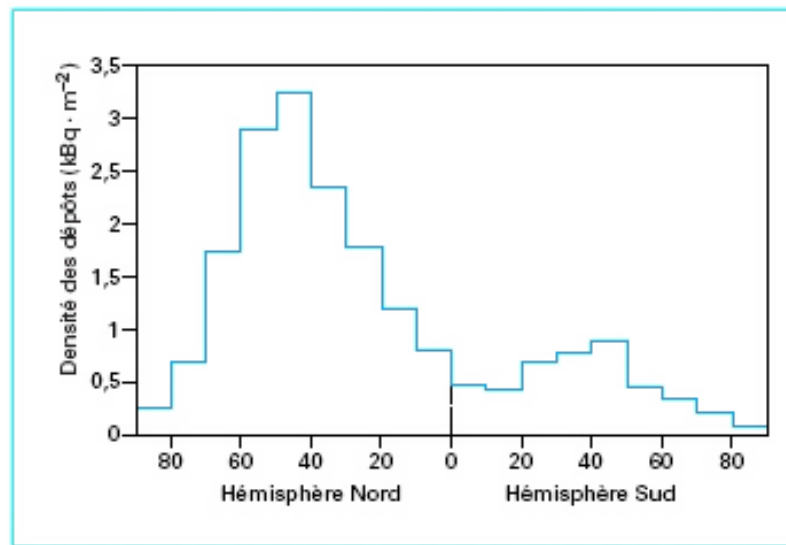


FIG. 1.13 – Contamination des deux hémisphères sud et nord par le <sup>90</sup>Sr

### ■ Accidents graves

Un ensemble d'accidents graves ont été enregistré au niveau de plusieurs réacteurs nucléaires civiles ou militaires ainsi que dans plusieurs sous-marins et satellites. Ces accidents ont libéré des quantités importantes des radionucléides dans l'environnement (l'eau, le sol et l'air). On peut citer quelques uns parmi eux :

- L'accident de Kystym

Cet accident a eu lieu le 27 septembre 1975, au niveau du complexe Mayak à l'ex-URSS, une quantité très importante des radionucléides artificiels comme le <sup>144</sup>Ce, <sup>95</sup>Zr, <sup>95</sup>Nb et <sup>106</sup>Ru et notamment le <sup>90</sup>Sr où la radioactivité de cet élément a été estimée à 5 millions de curies ce qui représente 50 % de la radioactivité totale.

Une surface de 120 kilomètres carrés était le siège d'une activité de <sup>90</sup>Sr supérieure à 3,7 millions de Bq/m<sup>2</sup> avec à l'intérieur une zone de 5 kilomètres carrés où l'activité dépassait 74 millions de Bq/m<sup>2</sup>. Les Soviétiques ont décidé d'évacuer une zone de 1 000 kilomètres carrés où vivaient dix mille habitants et où régnait une activité égale ou supérieure à 74 000 Bq/m<sup>2</sup> de <sup>90</sup>Sr au sol.

- Accident de Tchernobyl

À 100 kilomètres au nord-ouest de Kiev (Ukraine), existe la centrale nucléaire

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 24

de Tchernobyl, l'accident a eu lieu le 26 avril 1986, à 1 h 24 au niveau du réacteur numéro 4 de cette centrale qui est constitué de quatre réacteurs de type R.B.M.K.



FIG. 1.14 – Accident de Tchernobyl

À cause de l'absence du bâtiment de confinement, une quantité de radionucléides a été rejetée du cœur du réacteur dans l'atmosphère pendant dix jours complets. Cette quantité a été estimée 630 PBq de  $^{131}\text{I}$ , 35 PBq du  $^{134}\text{Cs}$  et 70 PBq du  $^{137}\text{Cs}$  et d'autre radionucléides comme le  $^{140}\text{La}$ ,  $^{136}\text{Cs}$ ,  $^{110m}\text{Ag}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ... etc.

Malgré que cet accident a eu lieu à Tchernobyl en Ukraine. Plusieurs pays de l'hémisphère nord ont été contaminé par les radionucléides issues de cet accident. On donne à titre d'exemple la mesure faite en France exactement à Tilly-sur-Mouse le 2 mai 1986 qui montre une quantité importante des différents radionucléides arrivés à cette ville après six jours de l'accident de Tchernobyl. La Figure 1.15 montre très nettement cette contamination.

- Accident de Three Mile Island

Au niveau du réacteur numéro 2 de la centrale nucléaire de Three Mile Island au Etats-Unis (c'est un réacteur à eau sous pression) exactement le 28 mars 1979, il y a eu un défaut technique qui a affecté toutes les pompes d'alimentation en eau des générateurs de vapeur dont la température du cœur est devenue très importante, et comme l'enceinte de confinement n'a pas été isolée, l'eau radioactive est passée dans un bâtiment auxiliaire. Les rejets radioactifs résultant du dégazage de cette eau contaminée ont ensuite rejoint l'extérieur par le système de ventilation. Cet accident est classé niveau 5 dans l'échelle de gravité qui en compte 7 niveaux.

Heureusement, le cœur du réacteur est resté confiné dans l'enceinte de béton où la quantité des radionucléides rejetées dans l'environnement est relativement

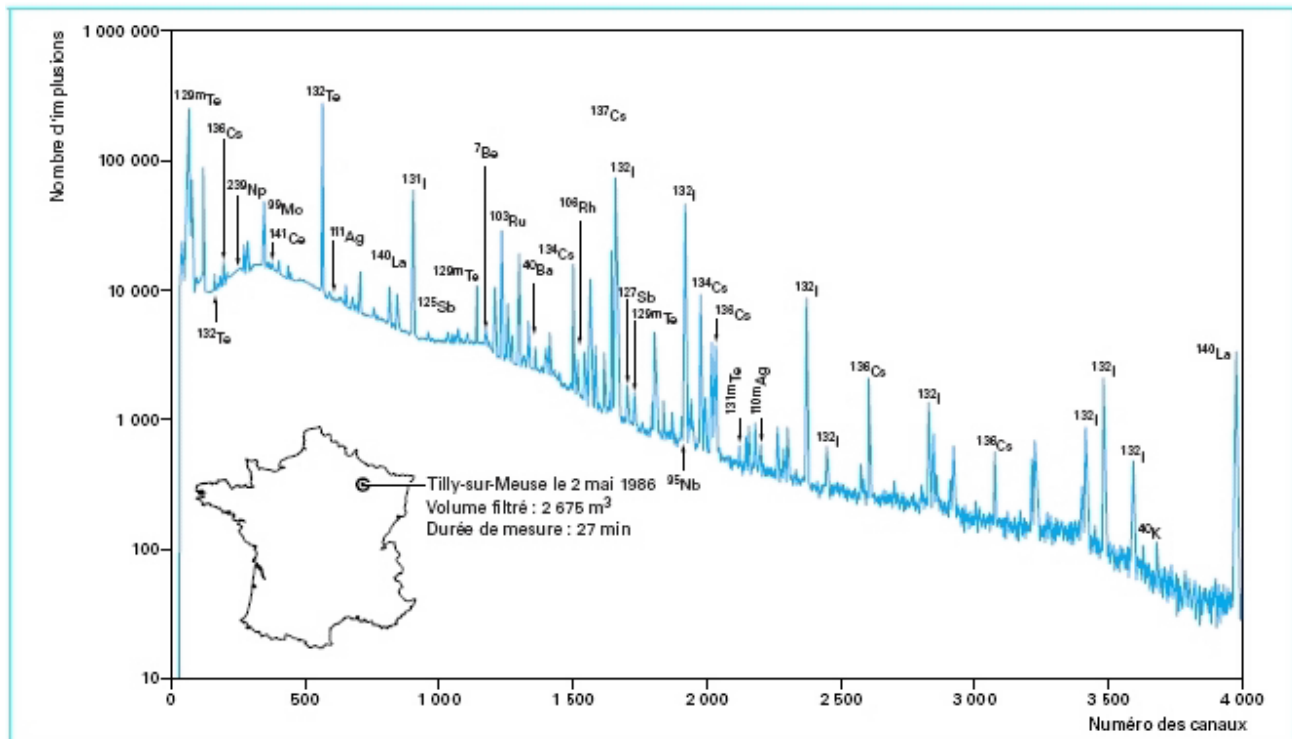


FIG. 1.15 – Contamination de la France par les radionucléides artificiels issus de l'accident de Tchernobyl

faible par rapport aux autres accidents. Les éléments les plus importants rejetés dans l'atmosphère sont le  $^{133}\text{Xe}$  (370 PBq) et l' $^{131}\text{I}$  (550 GBq) [19].

- Accident de Tokai-Mura

Le 30 septembre 1999, exactement au Tokai-Mura (140km au nord-est de Tokyo-Japon) il y a eu un accident grave au niveau de l'usine de fabrication de combustible nucléaire de la compagnie privée J.C.O, où il y avait un déclenchement incontrôlé d'une réaction en chaîne de fission au sein d'un milieu contenant des matières fissiles. C'est un accident de criticité, c'est-à-dire que les ouvriers de ce réacteur n'ont pas respecté les normes de sûreté et de criticité, ou ils ont déposé 9.2 kilogrammes d'uranium enrichi à 18.8% (utilisé pour un surgénérateur expérimental Joyo) dans un dissolvant (un seau en acier spécifique) et le lendemain ils y ont rajouté successivement trois charges de 2.3 kilogrammes, soit en total de 16.1 kilogrammes d'uranium dans le dissolvant [18]. La réaction en chaîne s'est déclenchée à la dernière charge : un premier pic très fort s'est traduit par un flash bleu et a été accompagné d'une émission intense de neutrons et de

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 26



FIG. 1.16 – Centrale nucléaire de Three Mile Island au Etats-Unis

rayons gamma, suivi de plusieurs autres. Elle est stoppée au bout d'une vingtaine d'heures grâce notamment à l'injection de bore. La radioactivité environnante a atteint 4 000 fois les niveaux de base.

- Accident du réacteur de Winscale

c'est un réacteur au Royaume-Uni, l'accident a eu lieu en octobre 1957 (même année de l'accident de Kystym en URSS), il y a eu une quantité considérable de radionucléides rejetés dans l'atmosphère, 740 TBq d' $^{131}\text{I}$  accompagnés de 22 TBq de  $^{137}\text{Cs}$ , 3 TBq de  $^{106}\text{Ru}$ , 1.2 PBq de  $^{133}\text{Xe}$  et 8.8 TBq de  $^{210}\text{Po}$ .

- Accidents des sous-marins nucléaires

Dans ce paragraphe on va citer quelques-uns seulement, à cause de l'absence de plus d'informations sur ce type d'accidents :

➤ Le 24 avril 1968, dans l'océan pacifique à 750 milles au nord-ouest de l'île Oahu (Hawaii), le sous-marin (dénommé « Golf » dans la nomenclature américaine) a coulé après une série d'explosions à bord. Il portait cinq armes nucléaires.



FIG. 1.17 – Sous-marin nucléaire

➤ En mai 1968, un sous-marin appelé K27 équipé de deux réacteurs nucléaires

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 27

un peu spécifiques où ils utilisent un fluide caloporteur constitué d'un métal liquide composé d'un mélange de bismuth et de plomb. Une panne au niveau des circuits de circulation du fluide a entraîné la mise de l'un des deux réacteurs en surchauffe un gaz radioactif est diffusé dans tout le sous-marin.

➤ En avril 1970, un autre accident dans un sous-marin appelé K8, et qui portait des armes nucléaires. L'accident est dû probablement à l'intrusion d'eau dans le réacteur où il y a eu une explosion dans ce dernier, qui coulait ce sous-marin dans le golfe de Gascogne.

➤ Il y a eu d'autres accidents au niveau des sous-marin soviétique comme le K19 en juillet 1961, le K219 en octobre 1986, le K278 en mer de Norvège le 7 avril 1986... etc. Au total, sur environ deux cent trente sous-marins nucléaires que l'U.R.S.S. aurait construits, on compte plus d'une vingtaine d'accidents graves.

### ■ Installations nucléaires

L'une des sources importantes des radionucléides artificiels rejetés dans l'environnement sont les centrales nucléaires utilisées pour la production d'électricité. Ces radionucléides sont produit non seulement lors du fonctionnement de la centrale, mais depuis l'opération d'extraction et de traitement du minerai jusqu'au retraitement du combustible usé où lors de l'extraction et la production d'une tonne d' $U_3O_8$ . On estime à 300 GBq la radioactivité du radon, elle atteint 2000 GBq/t en Allemagne de l'est pendant l'occupation soviétique.

Lors du fonctionnement de la centrale, beaucoup de radionucléides sont produits et rejetés dans l'atmosphère à partir des rejets liquides et gazeux.

Pour un réacteur à eau sous pression du parc français, les principaux radionucléides identifiés dans les effluents liquides sont : le  $^{54}Mn$ ,  $^{58}Co$  et  $^{60}Co$ ,  $^{110m}Ag$ ,  $^{124}Sb$ ,  $^{131}I$ ,  $^{137}Cs$  et le tritium  $^3H$ . Le tableau 1-8 et la Figure 1.18 montre les activités et les pourcentages de chaque radionucléide en dehors du  $^{14}C$  et du  $^3H$   
[11]

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 28

Rejets radioactifs liquides en 1999 et par palier de centrale électronucléaire à eau présurisée			
Rejets liquides	Palier (en MWe)	Rejets	Limite annuelle
Activité hors tritium	900	0.79 G Bq	375 G Bq
	1300	0.99 G Bq	550 G Bq
	1450	0.43 G Bq	110 G Bq
Tritium	900	10.14 T Bq	27.5 T Bq
	1300	18.87 T Bq	40 T Bq
	1450	7.78 T Bq	40 T Bq

Tableau 1-8

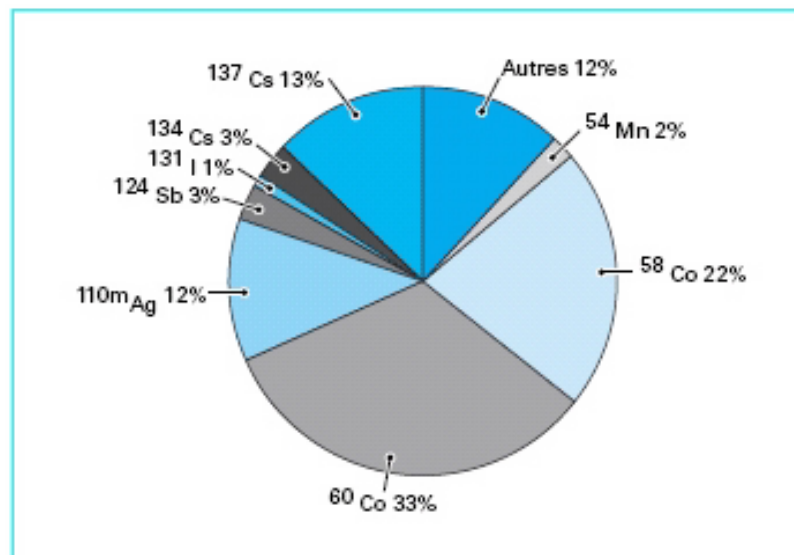


FIG. 1.18 – Rejets radioactifs liquides du REP

Concernant les rejets gazeux, ils sont constitués généralement de gaz rares radioactifs (Ar, Kr et le Xe), le tritium  $^3\text{H}$  (de l'ordre de  $\text{T Bq}\cdot\text{an}^{-1}$ ),  $^{14}\text{C}$  (de l'ordre de  $120\text{G Bq}\cdot\text{an}^{-1}$ ),  $^{131}\text{I}$  (les halogènes) et les aérosols [11]. Le tableau suivant montre des quantités des Halogènes, Aérosols et le Tritium.

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 29

Rejets radioactifs gazeux en 1999 et par palier de centrale électronucléaire à eau présurisée			
Rejets gazeux	Palier en MWe	Rejets	Limite annuelle
Activité hors tritium	900	4.93 T Bq	575 T Bq
	1300	7.11 T Bq	825 T Bq
	1450	7.04 T Bq	165 T Bq
Aérosols+halogénés	900	0.11 G Bq	18.75 T Bq
	1300	0.09 G Bq	27.5 T Bq
	1450	0.08 G Bq	5.5 T Bq

**Tableau 1-9**

Au cours de retraitement du combustible utilisé à des fins civiles qui se fait actuellement en France, le Royaume-Uni et au Japon. Les principaux radionucléides rejetés dans l'environnement sont le Tritium  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{129/134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ . Durant ces dernières années, des efforts considérables ont été faits pour diminuer les concentrations des trois derniers radionucléides d'un facteur 80, 13 et 9 successivement. Il y a d'autres éléments rejetés dans l'environnement les éléments transuraniens  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Np}$  et  $^{241}\text{Am}$ .

### ■ Sources d'origine naturelle modifiées par la technologie

#### ► Energie fossile :

Les sources d'énergie provenant du gaz et du pétrole contiennent des faibles quantités de radionucléides mais le charbon est considéré comme une source importante des radionucléides notamment le  $^{40}\text{K}$ . Cette source (charbon) devient très importante après l'utilisation dans une usine de production d'électricité de 100 MW brûlant du charbon rejeté environ  $4 \times 10^6 \text{t}$  par an de cendres, soit un total d'environ 150 à 600 GBq de produits radioactifs selon les sources et la nature du charbon. Le tableau suivant montre l'augmentation de la concentration des radionucléides après la brûlure du charbon [19].

## 1. Etude bibliographique sur la radioactivité de l'environnement. 30

Concentration (en Bq/ kg) du charbon et des cendres de combustion		
Radionucléide	Charbon	Cendres
$^{40}\text{K}$	50 à 100	250 à 700
Famille de $^{238}\text{U}$	16 à 27	200 à 900
Famille de $^{232}\text{U}$	8 à 27	50 à 150

**Tableau 1-10**

### ► Minerais phosphatés

Les minerais phosphatés sont considérés aussi comme des sources importantes pour les radionucléides naturelle et particulièrement des radionucléides de la famille  $^{238}\text{U}$  (les activités du  $^{40}\text{K}$  et la famille de  $^{232}\text{Th}$  sont similaires à la composition des autres roches). L'activité de l' $^{238}\text{U}$  dans les minerais phosphatés d'origine sédimentaire peut atteindre 1500 Bq/ kg. Dans les engrais phosphatés, les activités des radionucléides de cette famille peuvent atteindre 4000 Bq/ kg d' $^{238}\text{U}$  et 1000 Bq/ kg de  $^{226}\text{Ra}$  dans  $\text{P}_2\text{O}_5$ . Les engrais phosphatés sont considérés comme une source principale de la contamination de l'environnement par le  $^{226}\text{Ra}$  [19].

Le phosphogypse et le silicate de calcium sont les deux produits dérivés de l'industrie des phosphates où ils sont utilisés surtout dans les matériaux de construction. Les plâtres et ciments, l'activité du  $^{226}\text{Ra}$  dans le phosphogypse est estimé à 900 Bq/ kg, elle est plus dans le silicate de calcium où elle est estimée entre 1300 et 2200 Bq/ kg [19].



# Chapitre 2

## Détection des rayonnements nucléaires

Les rayonnements nucléaires sont des particules infiniment petites qu'on ne peut pas les observer visuellement. Leur détermination se fait à l'aide des instruments appelés détecteurs. Le choix du détecteur se fait selon la nature du rayonnement et de son interaction avec la matière. Mais avant de citer les principaux détecteurs utilisés en spectroscopie nucléaire, nous allons tout d'abord décrire les différents types d'interactions entre les rayonnements et la matière.

### 2.1 Interaction des rayonnements avec la matière

#### 2.1.1 Interaction des particules chargées avec la matière

Une particule chargée et une particule ayant une masse et une charge (positive ou négative). Le processus d'interaction entre les particules chargées (légères ou lourdes, positives ou négatives) peut être quantifié par les grandeurs suivantes :

- Pouvoir d'arrêt massique
- Interaction radiative
- Transfert d'énergie linéique
- Parcours

##### a. Pouvoir d'arrêt massique

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu donnée (solide, liquide...),

il se produit une interaction électromagnétique avec les électrons de ce milieu à cause de leurs charges. Cette particule perd son énergie progressivement dans ce milieu. L'élément d'énergie perdue  $dE$  par la particule chargée parcourant un élément de distance  $dl$  dans le milieu est appelé *pouvoir d'arrêt linéaire* noté  $S$  et mesuré par  $[\text{J} \cdot \text{m}^{-1}]$  :

$$S = \frac{dE}{dl} \quad (2.1)$$

Si le milieu a une densité  $\rho$ , le rapport entre le pouvoir d'arrêt linéaire  $S$  et la densité  $\rho$  est appelé le *pouvoir d'arrêt massique* mesuré par  $[\text{J} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}]$  où :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dl} \quad (2.2)$$

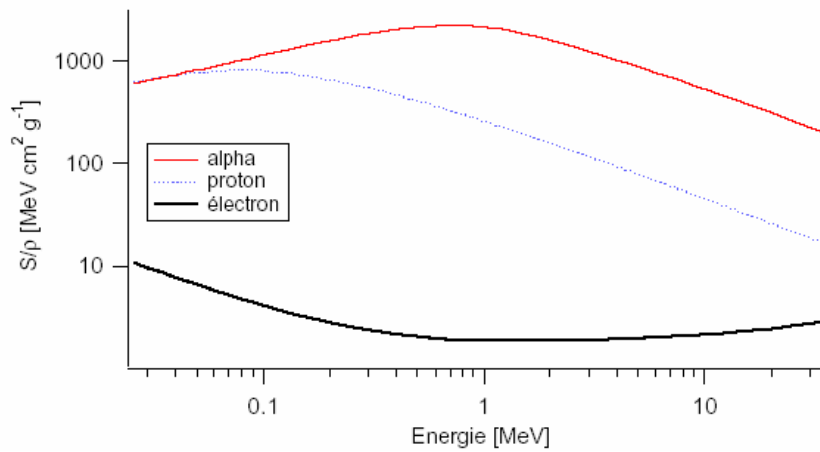


FIG. 2.1 – Pouvoirs d'arrêts massiques des trois particules alpha, positron et l'électron dans l'eau.

La figure 2.1 illustre les valeurs des pouvoirs d'arrêts massiques mesurés pour trois particules chargées qui sont alpha, proton et électron dans l'eau. On voit très nettement que plus la masse de la particule augmente plus le pouvoir d'arrêt massique devient important.

En réalité, le pouvoir d'arrêt massique est composé de trois termes représentés par la relation suivante :

$$\frac{S}{\rho} = \frac{S_{el}}{\rho} + \frac{S_{rad}}{\rho} + \frac{S_{nuc}}{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dl} \right)_{el} + \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dl} \right)_{rad} + \frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{dE}{dl} \right)_{nuc} \quad (2.3)$$

Où :

$\frac{S_{el}}{\rho}$  : le pouvoir d'arrêt massique électronique (ou de collision) dû aux collisions avec les électrons atomiques.

$\frac{S_{rad}}{\rho}$  : le pouvoir d'arrêt massique radiatif provenant des émissions de rayonnement de freinage dans le champ électrique des noyaux ou des électrons atomiques

$\frac{S_{nuc}}{\rho}$  : le pouvoir d'arrêt massique nucléaire dû aux collisions élastiques coulombiennes dans lesquelles l'énergie de recul est impartie aux atomes. Il ne se rapporte pas à des interactions nucléaires.

Le terme le plus important dans la relation précédente est le premier  $\frac{S_{el}}{\rho}$  où l'interaction dominante est l'interaction électromagnétique (appelée aussi collision). Elle est donnée par la formule de Bethe qui montre tous les paramètres dépendants des deux particules incidentes (de charge  $z$  et de vitesse  $v$ ) et le noyau cible de charge  $Z$  où :

$$S_{el} = \left( \frac{dE}{dl} \right)_{el} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} \rho B \quad (2.4)$$

Avec

$$B = Z \left[ \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (2.5)$$

$m_0$  : la masse de l'électron

$I$  : le potentiel moyen d'excitation ou d'ionisation du milieu

$c$  : la célérité de la lumière dans le vide

D'après la formule de Bethe on voit très bien que le pouvoir d'arrêt linéaire varie en  $1/v^2$ . Autrement dit, l'énergie perdue par la particule incidente est inversement proportionnelle à son énergie cinétique, et proportionnelle à sa charge  $z$  et celle du noyau cible  $Z$ .

Pour le même milieu (cible), la particule alpha perd plus d'énergie que le proton.

### b. Interaction radiative

L'électromagnétisme classique dit que si une particule de masse ( $m$ ) subit une accélération donnée, il y aura une émission des rayonnements électromagnétique par cette particule et l'intensité de ces rayonnements sera proportionnelle à  $a^2$ . A cause du terme  $1/m^2$ , la quantité d'énergie émise par des particules de grande masse est négligeable. Pour des particule légères, comme les électrons où la masse

est très petite, le terme devient important ce qui permet l'émission d'une quantité de radiation assez importante.

La proportion d'énergie perdue sous forme radiative s'exprime par un coefficient généralement noté  $\mathbf{g}$ . Lorsque ce coefficient est égale à 0, aucune énergie n'est perdue sous forme radiative. Lorsque  $\mathbf{g}$  vaut 1, l'énergie est uniquement perdue sous forme radiative. En terme de pouvoir d'arrêt,  $\mathbf{g}$  peut être défini par l'équation 2.6.

$$g = 1 - \frac{S_{el} + S_{nuc}}{S} \quad (2.6)$$

### c. Transfert d'énergie linéique (TEL)

Symbolisé par  $L_{\Delta}$ , c'est la perte d'énergie au bout du parcours par unité de longueur  $dl$ , moins la somme des énergies cinétiques de tous les électrons relâchés avec une énergie cinétique supérieur à  $\Delta$ . Autrement dit, c'est le pouvoir d'arrêt linéaire électronique  $S_{el}$  moins la somme des énergies cinétiques de tous les électrons relâchés ayant une énergie cinétique supérieur à  $\Delta$ .

$$L_{\Delta} = S_{el} - \sum \frac{dE_{cin,\Delta}}{dl} \quad (2.7)$$

Sachant que chaque milieu a une énergie moyenne  $W$  pour créer une paire ( $e^{-}$ , ion/trou), lorsque le rayonnement pénètre dans la milieu il va créer un nombre de paires ( $e^{-}$ , ion/trou) donné. Ce dernier, par unité de longueur  $dl$ , est appelé *Densité linéique d'ionisation* "DLI". Si on connaît l'énergie moyenne d'ionisation  $W$  du milieu et le nombre de charge produit dans ce milieu, on peut déterminer le TEL dans ce milieu en appliquant la relation suivante :

$$TEL = DLI \cdot W \quad (2.8)$$

Comme on a vu précédemment,  $S_{el}$  est inversement proportionnel à l'énergie de la particule incidente et le TEL est proportionnel à  $S_{el}$ , donc le TEL va être inversement proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

On peut montrer à partir de formules très complexes que la relation entre le TEL par ionisation et celui par radiation est donnée par la relation suivante :

$$TEL_{rad} \approx \frac{Z \cdot E}{800} \cdot TEL_{ion} \quad (2.9)$$

A titre d'exemple :

Dans l'eau,  $Z = 8$  pour l'oxygène, donc un rayonnement de  $E = 1$  MeV (très énergétique) ne produit que 1% du TEL par radiation.

#### d. Parcours

Lorsque une particule chargée pénètre dans une matière donnée, elle va parcourir une certaine distance puis elle s'arrête. Cette distance est appelée parcours (range en anglais). La relation entre le parcours et le pouvoir d'arrêt est donnée par :

$$R = \int_E^0 \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.10)$$

La perte d'énergie dans la traversée d'une épaisseur  $\Delta x$  calculée à partir de l'expression de Bethe [22], simplifiée dans le cas non relativiste, est une valeur moyenne. Pour chaque particule prise individuellement, on observe des fluctuations autour de la valeur moyenne, car statistiquement ces particules n'auront pas subi le même nombre de collisions durant leur parcours. Il en résulte que pour une perte d'énergie donnée, le parcours varie lui aussi autour d'une valeur moyenne. Ces fluctuations sont habituellement appelées « straggling » énergétique.

#### 2-1-1-a : Interaction des particules chargées lourdes

Une particule chargée lourde est une particule chargée positivement ayant une masse très supérieure à celle de l'électron. Dès sa pénétration dans la matière, elle va interagir immédiatement avec les atomes du milieu sous l'effet coulombien.

**Pouvoir d'arrêt** Le pouvoir d'arrêt des particules chargées lourdes provient presque exclusivement de la composante coulombienne.

**Pic du Bragg** Un exemple typique de l'énergie perdue par une particule lourde chargée en fonction de la profondeur de pénétration dans la matière est présenté dans la Figure 2.2. Au début de la trajectoire, l'énergie perdue augmente avec la profondeur. La particule chargée perd d'autant plus d'énergie que sa vitesse est réduite. Vers la fin de la trajectoire, la particule chargée est progressivement neutralisée par les charges de la matière et finit par s'arrêter. Cette augmentation de la perte d'énergie en fin de trajectoire est connue sous le nom de pic de Bragg.

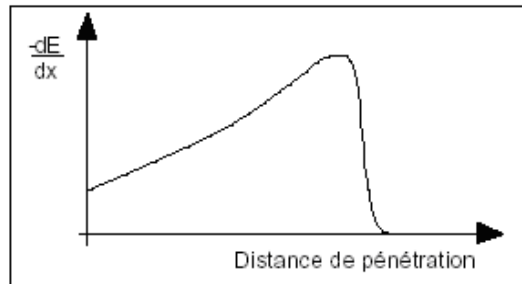


FIG. 2.2 – Pic du Bragg.

**Parcours** Il existe deux notions concernant le parcours d'une particule chargée lourde

1/ le parcours moyen  $R_m$ , c'est la distance parcourue dans la matière par la particule où l'intensité des particules entrante est réduite de moitié  $\left(\frac{I}{I_0} = 1/2\right)$ .

2/ le parcours extrapolé définit comme l'épaisseur interceptée par la droite prolongeant la partie linéaire de la zone de transition.

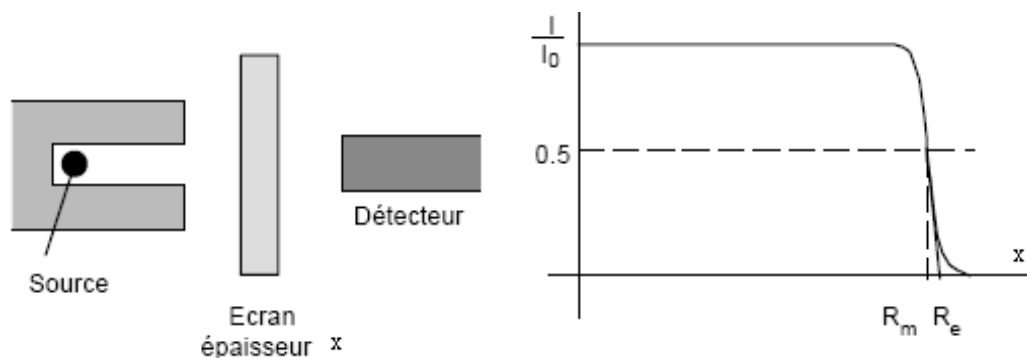


FIG. 2.3 – Parcours moyen et extrapolé d'une particules chargés lourdes.

À cause de leurs masses et de leurs charges, les particules chargées lourdes traversent la matière sans aucune déviation c'est-à-dire que leurs trajectoires reste presque rectilignes, et elles sont freinés de manière quasi continue.

### 2-1-1-b : Interaction des électrons rapides avec la matière

Puisque la masse des électrons incidents est égale à celle des électrons orbitaux de la matière traversée, l'effet de ces derniers ne sera pas identique à celui des particules chargées lourdes. Pour un flux d'électron de même énergie,

chaque électron prend une trajectoire absolument différente des autres, c'est le contraire des particules chargées lourdes. Les électrons incidents peuvent perdre une importante énergie dès la première collision.

**Pouvoir d'arrêt :** L'interaction des électrons avec la matière diffère de celle des particules chargées lourdes par le fait que les électrons peuvent interagir avec la matière de manière radiative (bremsstrahlung). Le pouvoir d'arrêt des électrons ne contient donc pas uniquement une composante de collision (interaction coulombienne) comme pour les particules lourdes chargées, mais également une composante radiative. Le rapport entre l'énergie perdue sous forme radiative et perdue par collision est donné par :

$$\frac{S_{rad}}{S_{el}} \approx \frac{EZ}{700} \quad (2.11)$$

Où E est l'énergie de l'électron incident en MeV et Z le numéro atomique du matériau pénétré. La proportion d'énergie perdue sous forme radiative augmente proportionnellement avec l'énergie de l'électron.

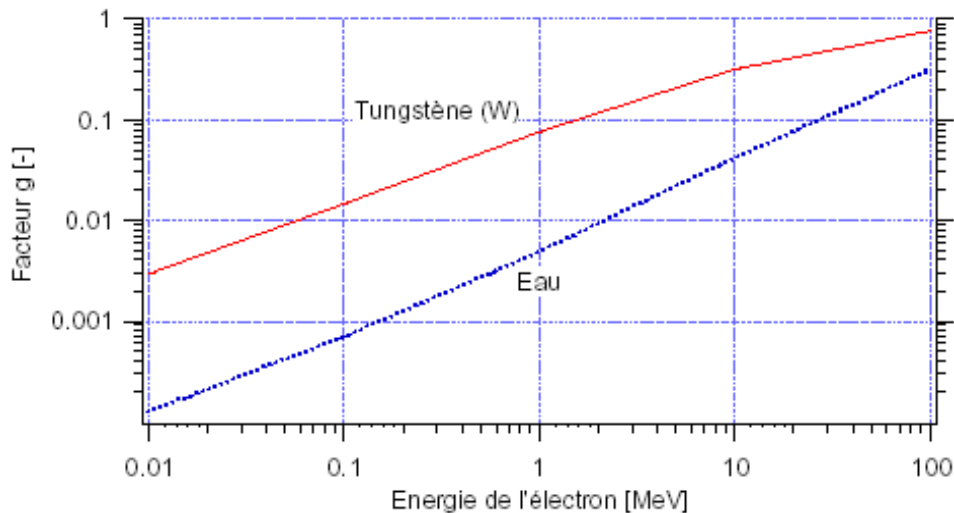


FIG. 2.4 – Interaction radiative d'un électron dans le Tungstène et dans l'eau.

## Parcours

**Source d'électrons monoénergétique** Contrairement au cas des particules chargées lourdes, les électrons monoénergétique, vont être directement atténués par les électrons orbitaux du milieu traversé. Ceux qui peuvent aller plus profondément sont ceux qui n'ont pas subit une grande déviation.

Une expérience semblable à celle des particules chargées lourdes et qui montre la variation de nombre d'électrons détecté en fonction de l'épaisseur  $x$  de la matière atténuante est donnée par la Figure 2.5

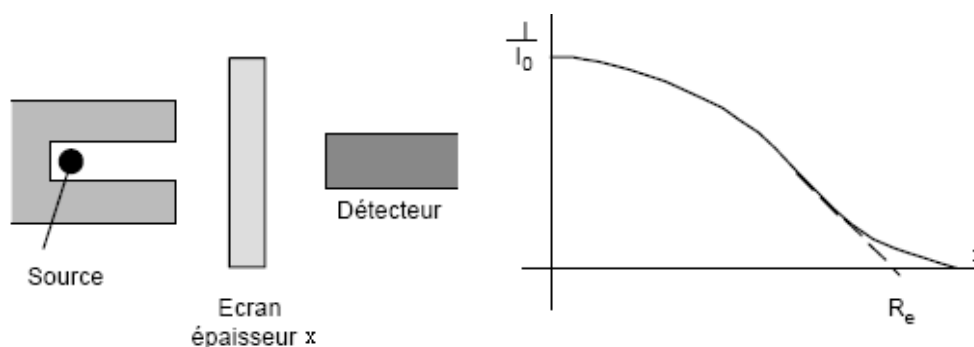


FIG. 2.5 – Parcours d'un électron monoénergétique.

Cette Figure illustre très bien la diminution du rapport  $I/I_0$  dans la matière. Contrairement aux particules chargées lourdes où le rapport  $I/I_0$  reste constant jusqu'à une épaisseur proche de la valeur  $R_m$  puis décroît rapidement.

Le concept de parcours moyen n'est plus utilisé pour les électrons monoénergétiques où on utilise seulement le concept parcours extrapolé  $R_e$  défini à partir d'une courbe de transmission ( $I/I_0 = f(x)$ ). Il est défini comme l'épaisseur correspondant à l'extrapolation de la partie linéaire de la courbe de transmission. Le parcours des électrons dans la matière dépend uniquement de leurs énergies et de la nature du milieu (structure, densité, . . . etc.)

### Source du rayonnement $\beta$

#### Cas du $\beta^-$

Comme les rayonnements  $\beta^-$  ont un spectre d'énergie continue (à cause la partition de l'énergie totale de la décroissance entre le rayonnement  $\beta^-$  et l'antineutrino  $\bar{\nu}$ ), la courbe de transmission (2.5) sera différente de celle d'une source d'électrons monoénergétiques. Dans la majorité des spectres  $\beta^-$ , la variation de



l'intensité des rayonnements  $\beta$  dans la substance est une courbe exponentielle. Elle est donnée par la relation suivante :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.12)$$

Où  $I(x)$  : est le nombre des particules détectées à une épaisseur  $x$

Dans le cas d'une source émettrice  $\beta^-$ , le parcours est défini de manière similaire au parcours d'une source monoénergétique. La différence réside dans le fait que l'on considère l'intersection de la droite extrapolant la partie finale de la courbe avec le niveau du bruit de fond sur une échelle semi-logarithmique, comme il est montré dans la figure 2.6 :

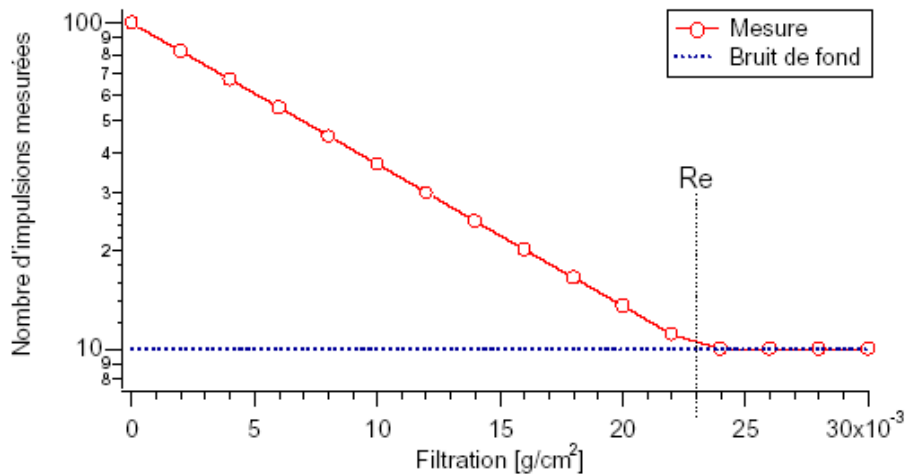


FIG. 2.6 – Parcours des rayonnements  $\beta^-$

### Cas du positron $\beta^+$

Ceux-ci ayant une charge ( $+e$ ) et une masse identique à celle des électrons. Leur comportement, et en particulier leur trajectoire chaotique dans la matière a les mêmes propriétés que celles des électrons. Comme précédemment, la différence principale entre les électrons et les positrons se manifeste en fin de trajectoire, lorsque le positron s'annihile avec un électron du milieu et donne lieu à l'émission de deux photons de 511 keV. Ces photons étant plus pénétrant que les électrons, ils peuvent déposer leur énergie à des distances fort éloignées des traces des positrons.

### 2.1.2 Interaction des neutrons avec la matière

Comme les neutrons sont des particules neutres (n'ont pas de charge). Au cours de leurs pénétration dans la matière, il ne se produit aucune interaction avec les électrons du milieu traversé. Donc, ils peuvent aller plus profondément dans la matière et interagir directement avec les noyaux du milieu.

#### Interaction des neutrons rapides

On parle de neutrons rapides lorsqu'ils ont une énergie cinétique supérieure à 1 keV. Lorsque ces neutrons rencontrent les noyau cibles, ils entrent en collisions élastiques ; c'est-à-dire que l'énergie perdue par les neutron sera transférée aux noyaux cibles sous forme énergie cinétique : on parle alors de noyau de recul, et suivant la masse de noyaux cibles, cette perte d'énergie par les neutrons sera plus ou moins importante.

Le rapport entre l'énergie perdue et l'énergie cinétique initiale du neutron incident est appelé le rendement de la diffusion élastique noté par  $\rho$ . Si on trace la courbe de la fonction  $\rho = f(A)$  où  $A$  est le nombre de masse, on trouve la courbe 2.7 :

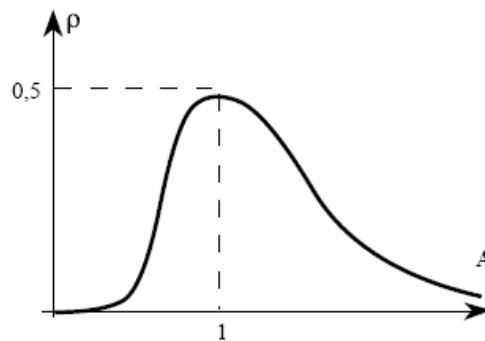


FIG. 2.7 – Rendement de la diffusion élastique des neutrons rapides

Cette figure montre très nettement que la valeur maximale de l'énergie perdue par les neutrons correspond à la valeur  $A = 1$ , qui correspond l'Hydrogène et qui correspond à  $\rho = 1/2$  c'est-à-dire que la perte d'énergie maximale par les neutrons incidents ne sera que inférieur ou égale à la moitié de l'énergie cinétique initiale des neutrons incidents. Quand on s'éloigne de  $A = 1$  on remarque très bien que le rendement diminue progressivement jusqu'à l'annulation. Donc, pour

arrêter ou ralentir les neutrons rapides, il faut que le milieu atténuant contient beaucoup d'hydrogène comme l'eau et la paraffine.

Pour bien expliquer les résultats précédents, on peut donner deux raisonnements :

1/ en appliquant les lois de conservation d'énergie et d'impulsion on trouve que la relation entre l'énergie de neutron avant et après la collision calculée dans le centre de masse :

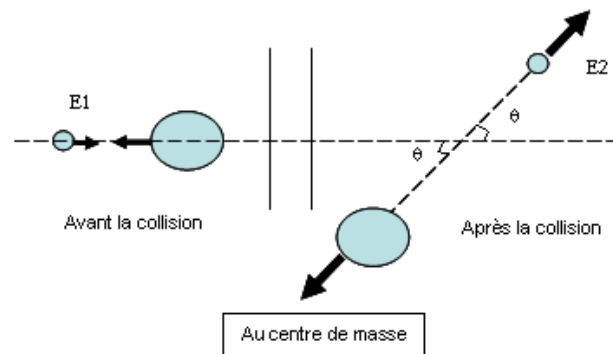


FIG. 2.8 – Collision élastique entre un neutron rapide un un noyau incident

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2} [(1 + \varepsilon) + (1 - \varepsilon) \cos \theta] \quad (2.13)$$

$$\text{où } \varepsilon = \left( \frac{A - 1}{A + 1} \right)^2$$

L'énergie  $E_2$  est minimale (transfert d'énergie est maximum) lorsque le terme  $\cos \theta = 0$  c'est-à-dire

$$\text{pour } \theta = \frac{\pi}{2} \pm n\pi$$

Donc :

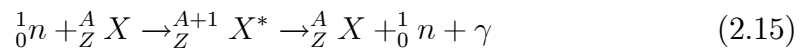
$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2} (1 + \varepsilon) = \frac{1}{2} \left( 1 + \left( \frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \right) \quad (2.14)$$

Encore une fois, la valeur minimale de ce rapport  $\left( \frac{E_2}{E_1} \right)$  en fonction du nombre de masse  $A$  est pour  $A=1$ , qui correspond à l'hydrogène où la valeur du  $\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{2}$ .

2/ La deuxième résonnement pour bien expliquer pourquoi les atomes les plus légers sont les plus utilisés pour arrêter ou ralentir les neutrons rapides que les atomes lourds : lorsque un matériau est constitué d'atomes lourds, ces derniers ont un volume assez grand, donc la distance entre les noyaux de ces atomes

devient assez importante. Quand les neutrons arrivent, la probabilité pour rencontrer un noyau devient faible, et plus les atomes du matériau deviennent petits, plus la probabilité pour qu'un neutron incident rencontre plusieurs noyaux devient importante, et donc ils vont perdre beaucoup d'énergies par les collisions avec les noyaux.

- Le deuxième type d'interaction des neutrons rapides avec les noyaux est le passage par un noyau intermédiaire, c'est-à-dire que le neutron incident fait une réaction nucléaire pour former un noyau intermédiaire excité. Ce dernier décroît par émission d'un neutron secondaire et un rayonnement gamma. La réaction suivante montre le processus :



### Interaction des neutrons lents

On parle de neutrons lents lorsque leurs énergies est inférieure à 1 keV, ces neutrons seront capturés par un noyau. Il existe deux types de capture :

**capture radiative :** Après la capture de neutron par le noyau, ce dernier va être dans un état excité. Il se désexcite par émission du rayonnement gamma :



Ce processus est utilisé dans les méthodes d'analyses où on détermine la nature des atomes d'un matériau donné en se basant sur les rayonnements émis par les noyaux fils résultants de la capture neutronique. La technique est appelée "*méthode d'analyse par activation neutronique AAN*".

**capture non radiative :** Après la capture du neutron par le noyau, la décroissance de ce dernier se fait par émission d'un rayonnement alpha ou bêta ou par la fission nucléaire

### 2.1.3 Interaction des photons avec la matière

#### L'effet Rayleigh

Lorsque le photon d'énergie  $E = h\nu$  rencontre un atome dans un milieu donné, il va interagir avec lui sans aucun transfert d'énergie, mais seulement

avec un changement dans la direction du photon incident avec un angle  $\theta$ , comme il est illustré dans la figure 2.9.

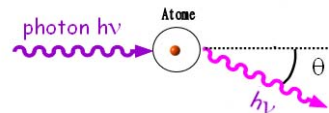


FIG. 2.9 – L'effet Rayleigh

### L'effet photoélectrique

C'est un processus dans lequel il y a une absorption totale du photon d'énergie  $E = h\nu$  par l'un des atomes du milieu traversé. Cette absorption est suivie par l'émission d'un photoélectron avec une énergie cinétique  $E_{e^-}$ .

$$E_{e^-} = h\nu - E_l \quad (2.17)$$

$E_l$  : c'est l'énergie de liaison de l'électron éjecté (photoélectron) dans l'atome.

Le processus de l'effet photoélectrique est donc une réaction à seuil, parce que pour avoir ce processus, l'énergie cinétique du photon doit être supérieure ou égale à l'énergie de liaison  $E_l$ .

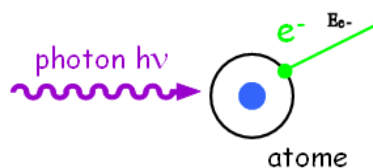


FIG. 2.10 – L'effet photoélectrique

En réalité, l'énergie totale de la réaction entre le photon et l'atome doit être partagée entre l'énergie cinétique du photoélectron et l'énergie de recul  $E_r$  de l'ion (d'après les lois de conservation d'énergie et d'impulsion). Mais comme la

masse de l'ion est très supérieure devant celle du photoélectron, l'énergie de recul sera presque négligeable devant l'énergie cinétique du photoélectron.

La formule de la section efficace de ce processus est difficile à reproduire théoriquement, mais on peut montrer que [15] :

$$\sigma_{photo} \propto (h\nu)^{-3.5} \cdot Z^5 \quad (2.18)$$

$\sigma_{photo}$  décroît fortement avec l'énergie des photons incidents, mais présente une structure en dents de scie (Figure 2.11, sachant que  $\mu = \sigma N$ ) avec des discontinuités aux énergies de liaison des diverses couches ou sous-couches atomiques, qui traduisent l'augmentation du nombre d'électrons susceptibles de participer à l'effet photoélectron. Au delà du seuil d'émission des électrons K, 80% de l'émission photoélectron concerne les électrons de cette couche profonde.

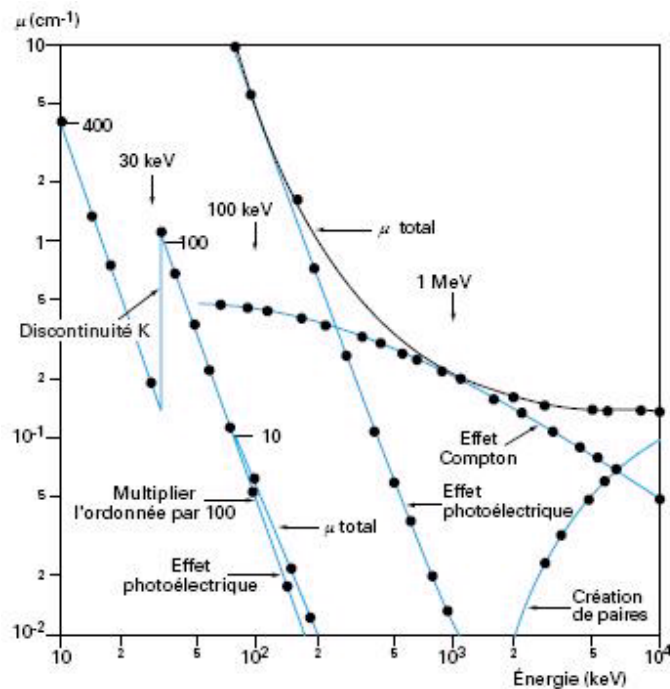


FIG. 2.11 –

Ainsi, on remarque d'après la formule 2.18 qu'il y a une forte dépendance de la section efficace avec le numéro atomique  $Z$ , ceci est bien exploité dans la fabrication des matériaux utilisés pour la protection.

La direction du photoélectron éjecté fait un angle  $\theta$  avec la direction du photon incident, cet angle dépend fortement de l'énergie de ce dernier. Plus

l'énergie du photon augmente, plus l'angle du photoélectron sera petit, c'est-à-dire que le photoélectron sera focalisé vers l'avant et vis versa.

Après l'éjection du photoélectron de l'atome, il y aura un réarrangement électronique dans l'atome qui est suivie par l'émission des rayons X ou des électrons Auger. Généralement ces deux derniers sont absorbés dans le milieu sauf pour les rayons X, il y a une probabilité non nulle d'échappement.

### L'effet Compton

Il s'agit de la diffusion élastique d'un photon d'énergie  $E = h\nu$  sur un électron périphérique. Ce processus conduit à la mise en mouvement de cet électron qui emporte une fraction de l'énergie du photon incident en transformant cette énergie en énergie cinétique. Contrairement au processus de l'effet photoélectrique, il n'y a pas la disparition totale du photon incident, mais seulement une quantité d'énergie est transférée à l'électron qui sort avec un angle  $\phi$ , et le photon garde l'énergie qui reste ( $\dot{E} = h\nu'$ ) de cette réaction en changeant sa direction avec un angle  $\theta$ .

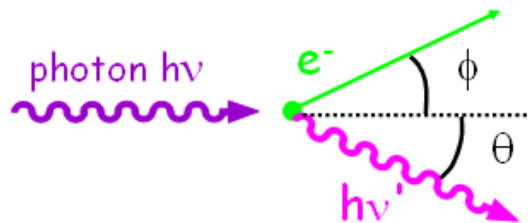


FIG. 2.12 – L'effet Compton

En utilisant les lois de conservation d'énergie et d'impulsion on aura une relation entre les deux énergies initiale et finale du photon :

$$\dot{E} = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_{e^-} \cdot c^2} \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (2.19)$$

$m_{e^-}$  : c'est la masse au repos de l'électron

On trouve que l'énergie du photon diffusé forme un continuum à cause de la dépendance avec l'angle  $\theta$ , ce continuum est appelé " *Fond Compton* " Figure 2.13.

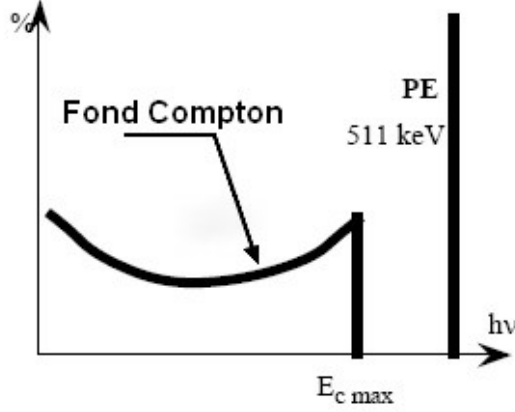


FIG. 2.13 –

Il y a deux cas extrêmes : pour  $\theta \rightarrow 0^\circ$  correspondant à la valeur minimale de  $\dot{E}$  et pour  $\theta = 180^\circ$  qui correspond à la valeur maximale de  $\dot{E}$ .

Dans le cas  $\theta \rightarrow 0^\circ$  où l'énergie du photon incident est maximale, dans ce cas l'électron n'emporte que la valeur minimale de son énergie cinétique.

Dans le cas de  $\theta = 180^\circ$  qui correspond à la valeur minimale de l'énergie  $\dot{E}$ , on aura une énergie cinétique maximale pour l'électron où :

$$E_{e_{Max}^-} = \frac{E}{1 + \frac{m_{e^-} c^2}{2E}} \quad (2.20)$$

Mais on remarque que la valeur de  $E_{e_{Max}^-}$  est toujours inférieure à  $E$  c'est-à-dire que l'électron dans ce processus ne pourra jamais avoir l'énergie du photon incident. Ainsi on remarque que le taux de comptage chute brutalement à  $\theta = 180^\circ$ . La distribution continue du fond Compton reflète très bien la distribution angulaire de la section efficace du photon diffusé, qui est donnée par la formule de Bethe, Klein et Nishina [15] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (2.21)$$

où  $\alpha = h\nu/m_{e^-}$  et  $r_0$  est le rayon classique de l'électron. La probabilité de diffusion Compton augmente donc linéairement avec  $Z$ . Cette distribution angulaire est très focalisée vers l'avant dès lors que l'énergie des photons incidents



dépasse 500 keV.

### Création de paire $e^+e^-$

Lorsque un photon ayant une énergie supérieure à  $2 \times m_{e^-}c^2 = 1.022$  MeV rencontre la matière, il peut y avoir le processus de matérialisation c'est-à-dire la transformation de ce photon en deux particules qui sont l'électron ( $e^-$ ) et le positron ( $e^+$ ) (anti-particule de l'électron  $e^-$ ). Le surplus d'énergie se transforme en énergie cinétique pour les deux particules créées Figure 2.14 :

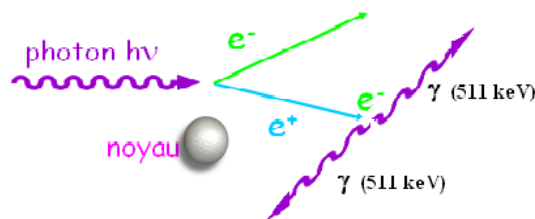


FIG. 2.14 – Création de paire  $e^+e^-$

L'énergie cinétique de l'électron crée est la même que celle du positron, elle est égale à :

$$E^{e^-} = E^{e^+} = \frac{1}{2} \cdot (h\nu - 2 * m_{e^-}c^2) \quad (2.22)$$

Le processus de la matérialisation ne pourra pas se faire dans le vide. La présence de la matière est obligatoire (selon les lois de conservations d'énergie et d'impulsion).

Le positron crée possède une courte durée de vie, donc après sa création, il interagit avec le premier électron qu'il rencontre, et donc s'annihilent en créant deux photons de 511 keV émis en sens opposés l'un de l'autre.

### Photodésintégration

Lorsque des photons très énergétique ( $> 7$  MeV) interagissent avec les noyaux, ceux-ci peuvent éclater en plusieurs fragments par réaction nucléaire.

## 2.2 Généralités sur les détecteurs

Lorsque un rayonnement d'énergie  $E$  traverse un milieu (détecteur), il perd une partie ou toute son énergie dans ce milieu selon les différents processus d'interaction Rayonnement-matière (Effet photoélectrique, effet Compton, création de paires, ... etc.). L'énergie perdue dans le détecteur laisse quelques atomes du milieu dans un état ionisé ou excité.

Dans le cas de l'excitation, ces atomes vont se désexciter par émission d'un nombre de photons proportionnels à l'énergie perdue dans le milieu, comme le cas du détecteur à scintillation.

Dans le cas de l'ionisation, il y a création d'un nombre donné de paires (e-, ions ou trous) proportionnel à l'énergie déposée dans le détecteur. Sachant que chaque milieu (gaz, solide, ...) a une valeur propre d'énergie  $W$  dite "*Energie moyenne d'ionisation*". Donc le nombre total de paires créées sera égale à :

$$n = \frac{E}{W} \quad (2.23)$$

Le principe de la détection est basé sur la collection de toutes ces charges ou photons .

La nature du signal délivré par de le détecteur dépend du circuit avec lequel le détecteur est connecté (généralement ce circuit est le préamplificateur). On peut schématiser l'ensemble détecteur-circuit connecté par la figure suivante :

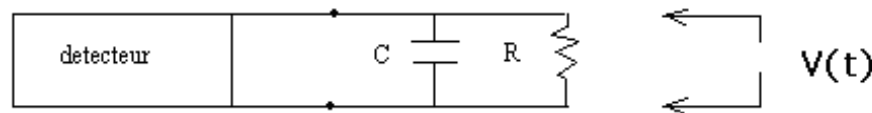


FIG. 2.15 – Schéma de l'ensemble détecteur-circuit connecté

Où  $R$  représente la résistance d'entrée du circuit connecté au détecteur, et  $C$  représente la capacité équivalente du détecteur lui-même, du câble de connexion entre le détecteur et l'appareil qui vient après (le préamplificateur généralement) et la capacité d'entrée de ce dernier.

### 2.2.1 Modes de fonctionnement d'un détecteur

Le détecteur peut fonctionner suivant deux modes :

- 1/ mode courant
- 2/ mode impulsion

### Le mode courant

Dans le fonctionnement en mode courant, le circuit du détecteur est simplement fermé sur un ampèremètre ou un pico-ampèremètre. Le temps de réponse de cet appareil est grand devant le temps de collection de charge. L'intensité du courant mesuré sera une sorte de moyenne des « bouffées » successives. L'intensité de ce courant moyen est fonction de l'énergie perdue par chaque particule, mais aussi du nombre de particules qui traversent le détecteur. Le courant moyen nous renseigne uniquement sur l'énergie perdue par unité du temps dans le détecteur.

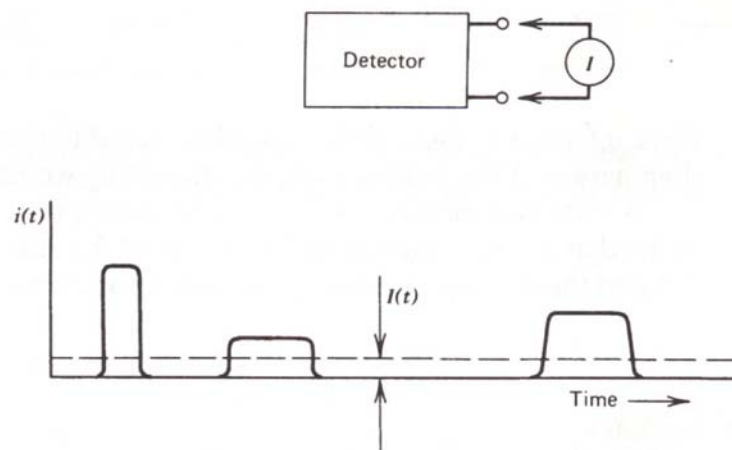


FIG. 2.16 – Mode courant

### Le mode impulsion

On s'attache au contraire à individualiser chaque évènement, la variation de la tension  $V(t)$  aux bornes de la résistance de charge donne lieu à une impulsion. La valeur de la constante de temps de collection de charge  $t_c$  joue un rôle déterminant dans la forme et l'utilisation de ce signal. On peut envisager deux cas extrême :

$RC \ll t_c$  (**RC** est Constante de temps)

Le courant à travers la résistance de charge a pratiquement la même valeur que le courant instantané dans le détecteur. La forme de l'impulsion reflète assez fidèlement la variation du courant dans le détecteur et ce signal peut être utilisé

pour avoir la meilleure information sur le temps de passage de la particule dans le détecteur. Ce mode est employé en spectroscopie de temps.

$$RC \gg t_c$$

Les charges sont momentanément stockées dans la capacité qui finit par se décharger à son tour dans la résistance. L'impulsion passe par un maximum pour  $t = t_c$ . Le temps de montée du signal ne dépend que du détecteur, alors que le temps de descente est fixé par la constante de temps du circuit. On peut montrer que pour ce maximum.

$$U = \frac{Q}{C} \quad (2.24)$$

$Q$  : charge laissée dans le détecteur

$C$  : capacité du détecteur

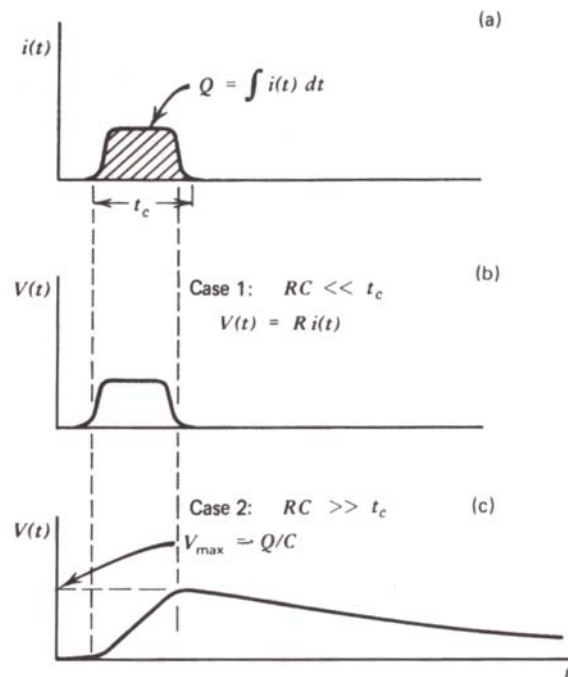


FIG. 2.17 – Mode impulsion

La mesure de la hauteur d'impulsion fournit donc l'information énergie puisque celle-ci est proportionnelle aux charges créées dans le détecteur. Ce mode de fonctionnement est utilisé en spectroscopie énergie.

### 2.2.2 Principales caractéristiques d'un détecteur

Les principales caractéristiques d'un détecteur sont :

- ▶ La résolution
- ▶ L'efficacité de détection
- ▶ Le temps mort

Quelque soit les détecteurs utilisés dans une expérience, le choix de ces derniers se fera selon les trois facteurs précédents :

#### Résolution

En physique nucléaire, beaucoup d'applications consistent à déterminer deux facteurs importants concernant le rayonnement qui sont « l'énergie et le temps ». C'est pourquoi on parle souvent de spectroscopie de rayonnement "*Radiation spectroscopy*".

Lorsque un rayonnement arrive au détecteur, il interagit avec lui, la réponse de ce dernier donne un spectre de distribution gaussienne.

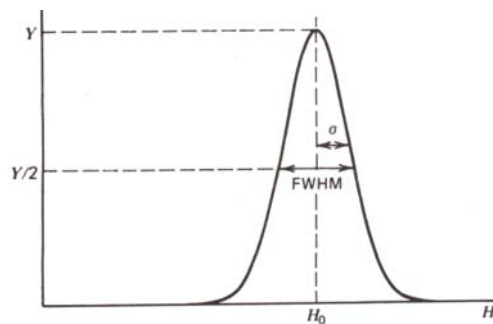


FIG. 2.18 – Distribution gaussienne du pic

La fonction de cette dernière est connue par "*fonction de réponse*", où elle est centrée autour d'une valeur moyenne  $H_0$ , l'équation de cette fonction est donnée par la relation :

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (2.25)$$

Où

$A$  : l'aire du pic (le nombre de charges positives ou négatives)

$\sigma$  : fluctuation statistique sur le nombre de coups (ou l'aire du pic)

$H_0$  : la valeur moyenne de la position du pic

Plus la fluctuation statistique  $\sigma$  augmente, plus le pic devient large.

Statistiquement, si l'aire du pic comporte  $N$  événements, la fluctuation statistique sur ce nombre est égale à la racine carrée de  $N$  :

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad (2.26)$$

Sachant que, chaque milieu (détecteur) a une certaine énergie nécessaire pour créer des paires ( $e^-$ , trous) dans les solide, et ( $e^-$ , ions) dans les gaz, dite énergie d'extraction  $W$ . Donc le nombre de paire  $n$  créée dans le détecteur, pour un dépôt d'énergie  $E$  du rayonnement, est égale à :

$$n = \frac{E}{W} \quad (2.27)$$

Alors la fluctuation statistique sur le nombre de paires est :

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{E}{W}} \quad (2.28)$$

Dans les mesures de spectroscopie nucléaire, on veut toujours avoir la meilleur résolution possible en énergie.

La résolution en énergie du détecteur est donnée par la largeur à mi-hauteur du pic enregistré. elle est notée par *FWHM* (*full width at half maximum*). Plus *FWHM* est petite, plus la résolution du détecteur est bonne.

Pour une courbe gaussienne, la largeur à mi-hauteur *FWHM* est proportionnelle au fluctuation statistique (déviation standard)  $\sigma$  où :

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma \quad (2.29)$$

Avec

$$H_0 = K \cdot n \quad (2.30)$$

$K$  : constante de proportionnalité

Et la variation standard  $\sigma$  du pic est égale à :

$$\sigma = K \cdot \sqrt{N} \quad (2.31)$$

Donc

$$R(\%) = \frac{2.35}{\sqrt{n}} = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{W}{E}} \quad (2.32)$$

Expérimentalement, on peut aussi déterminer la résolution du détecteur en pourcentage en divisant  $FWHM$  par la valeur de l'énergie du rayonnement  $H_0$  (Ou  $E$ ) :

$$R(\%) = \frac{FWHM}{H_0} \quad (2.33)$$

La figure 2.19 montre la réponse de deux détecteurs différents un Ge(Li) et un NaI(Tl) et permet de dire que la résolution du détecteur Ge(Li) est nettement meilleur que celle du NaI(Tl).

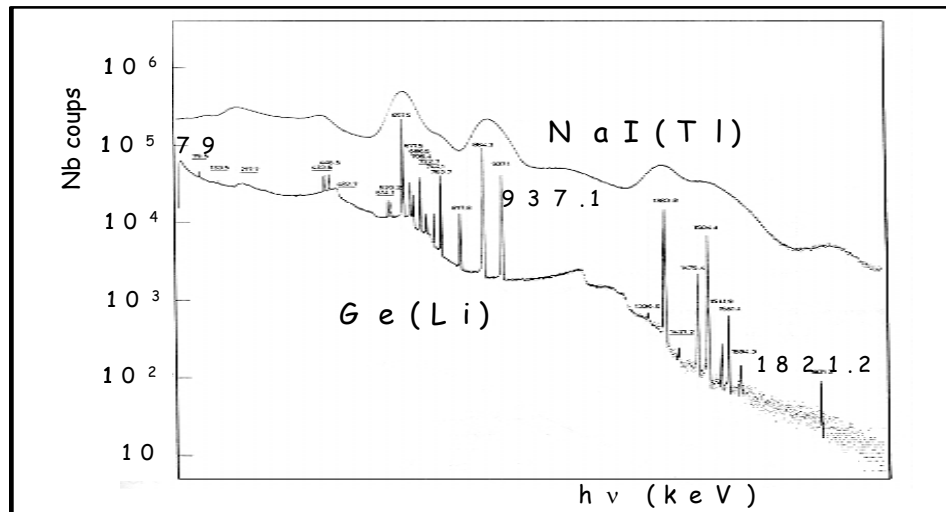


FIG. 2.19 – Spectres de rayonnements gamma obtenus par les détecteurs Ge(Li) et NaI(Tl).

### L'efficacité

Parmi tous les rayonnements émis par une source donnée, il y a seulement une fraction de ce nombre qui est enregistré par le système de mesure (détecteur+électronique associée).

On trouve deux efficacités possibles :

➤ Efficacité absolue :

C'est le rapport entre le nombre d'événements enregistrés et le nombre total d'événements sortants de la source (dans toutes les directions).

$$\varepsilon_{abs} = \frac{\text{nombre d'événements enregistrés}}{\text{nombre total d'événements sortants de la source dans } 4\pi} \quad (2.34)$$

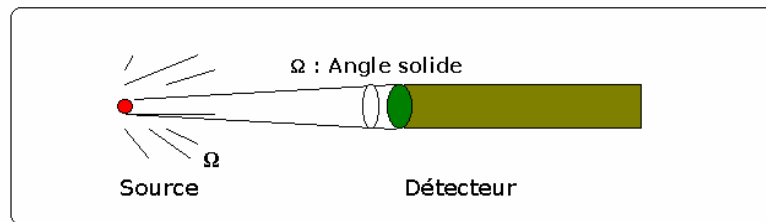


FIG. 2.20 – L'ensemble source radioactive-détecteur

### ➤ Efficacité Intrinsèque

C'est le rapport entre le nombre d'événements enregistrés et le nombre d'événements qui arrivent sur le détecteur.

$$\varepsilon_{int} = \frac{\text{nombre d'événements enregistrés}}{\text{nombre d'événements arrivants au détecteur}} \quad (2.35)$$

La relation qui relie les deux efficacités absolue et intrinsèque est :

$$\varepsilon_{int} = \varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \quad (2.36)$$

$\Omega$  : Angle solide du détecteur.

Pour un détecteur ayant une efficacité intrinsèque  $\varepsilon_{int}$  bien déterminée et qui a détecté un nombre d'impulsion  $N$ , le nombre des rayonnements émis  $N_0$  par une source radioactive sera :

$$N_0 = N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{int} \cdot \Omega} \quad (2.37)$$

Où

$\Omega$  : est l'angle solide entre la source radioactive (ou l'échantillon) et le détecteur, telque :

- Si la source radioactive est ponctuelle.

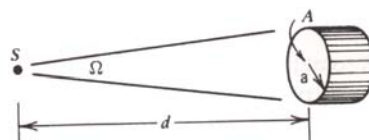


FIG. 2.21 –

l'angle solide est donné par la formule suivante :



$$\Omega = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (2.38)$$

► Ce n'est pas le cas si la source radioactive (ou l'échantillon) possède une forme géométrique circulaire.

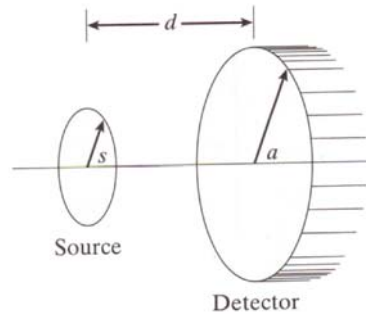


FIG. 2.22 –

Le calcul de l'angle solide dans ce cas est difficile, mais il peut être obtenu par la formule approximative suivante [17] :

$$\Omega_{\text{Abs}} \cong 2 \cdot \pi \left[ 1 - \frac{1}{(1 + \beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \cdot \frac{\alpha \cdot \beta}{(1 + \beta)^{5/2}} + \alpha^2 [F1] - \alpha^3 [F3] \right] \quad (2.39)$$

$$F1 = \frac{5}{16} \cdot \frac{\beta}{(1 + \beta)^{7/2}} - \frac{35}{16} \cdot \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^{9/2}}$$

$$F2 = \frac{35}{128} \cdot \frac{\beta}{(1 + \beta)^{9/2}} - \frac{315}{256} \cdot \frac{\beta^2}{(1 + \beta)^{11/2}} + \frac{1155}{1024} \cdot \frac{\beta^3}{(1 + \beta)^{13/2}}$$

### Le Temps mort

Chaque instrument d'une chaîne de mesure (détecteur, électronique associée, ...) possède un temps nécessaire pour le traitement d'un événement et soit Prêt à distinguer un autre événement successif. Ce temps est connu sous "*temps mort*".

Il existe deux modes de calcul de ce dernier :

➤ Mode paralysable :

Si un second événement arrive avant que le temps mort se termine, cet événement ne sera pas pris en compte. Donc il ne sera pas détecté, et en plus, on aura une augmentation de temps mort du système par un temps égale à  $\tau$  à partir de temps d'arriver de ce dernier événement.

Le nombre de particules comptées  $M$ , par unité de temps, en fonction du nombre de particules arrivants au détecteur  $N$  par unité de temps, est donné par l'équation 2.40 :

$$M = N \cdot e^{-N \cdot \tau} \quad (2.40)$$

➤ Mode non paralysable :

Si un second événement arrive avant que  $\tau$  se termine, cet événement ne sera pas pris en compte mais il n'y aura pas l'augmentation du temps mort du système de détection, tel que :

$$M = \frac{N}{1 + N \cdot \tau} \quad (2.41)$$

la figure suivante illustre les deux modes :

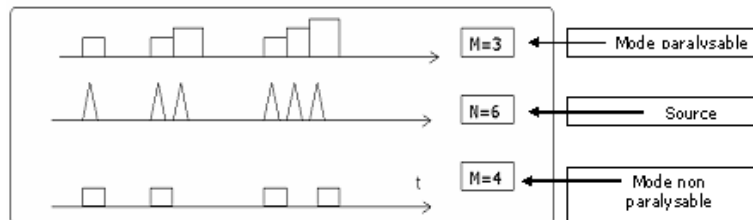


FIG. 2.23 – Modes paralysable et non paralysable

Le temps mort  $DL$  (*Dead Time*) d'une chaîne de mesure peut être mesuré d'une autre façon, en utilisant la relation suivante [13] :

$$DT \text{ (s)} = RT - LT \quad (2.42)$$

Où le  $LT$  (*Live Time*) est défini par le temps dans lequel la chaîne de mesure est disponible pour acquérir et analyser les différentes impulsions. Le  $RT$  (*Real Time*), c'est le temps total de la mesure. Si on veut mesurer le temps mort en pour cent, on utilise la relation 2.43 [13] :

$$DT \text{ (\%)} = \frac{RT - LT}{RT} \times 100 \quad (2.43)$$

*Remarque : Les deux temps Real et Live times sont lus directement à partir du système d'acquisition*

## 2.3 Détecteur semi-conducteur pour spectrométrie gamma

Les semi-conducteurs sont des matériaux dont la conductivité électrique se situe entre celle des métaux et celle des isolants. La conductivité électrique est une propriété qui varie énormément d'un corps à l'autre. Pour un solide donné, la conductivité est fonction de la température et de la pureté chimique, un certain effort de classification s'impose donc.

Un semi-conducteur est un cristal qui est isolant s'il est pur et à la température zéro absolu, et dont la conductivité électrique est due à l'agitation thermique, à des impuretés ou à différents types de défauts. Pour fixer les idées, les métaux ont une résistivité de l'ordre de  $10^{-6}$  Y.cm, les isolants de  $10^{14}$  à  $10^{22}$  Y.cm, les semi-conducteurs typiques, à température ambiante, de  $10^{-3}$  à  $10^9$  Y.cm. Les principaux semi-conducteurs sont le germanium (Ge), le silicium (Si), le sélénium (Se).

Les composés binaires : arséniure de gallium (GaAs), antimoniure d'indium (InSb), phosphure de gallium (GaP) et phosphure d'indium.

Grâce à leurs bonnes caractéristiques, ces matériaux sont devenus très demandés dans différents domaines de la technologie et notamment en la physique nucléaire afin de construire de bons détecteurs des rayonnements.

### 2.3.1 Structure électronique des cristaux parfaits et des semi-conducteurs

#### Cristaux parfaits

La description actuelle de la structure de la matière repose sur l'hypothèse atomique. Dans un cristal, les noyaux atomiques sont disposés aux nœuds d'un réseau géométrique régulier ; c'est le même motif élémentaire qui est répété de façon périodique dans l'espace.

Dans l'atome isolé, ceux-ci se répartissent en niveaux d'énergie discrets ; dans le cristal, à cause de l'interaction entre atomes, ces niveaux s'élargissent

en bandes d'énergie permises séparées par des bandes interdites.

Dans les cristaux ioniques et covalents, les liaisons entre atomes sont assurées respectivement par échange et par mise en commun d'électrons de valence afin de saturer des orbitales atomiques ; les bandes correspondantes seront donc en général pleines et la bande immédiatement supérieure sera vide. Dans les métaux, au contraire, les électrons de valence ne remplissent pas complètement la bande, et celle-ci, dite bande de conduction, sera partiellement remplie. Ce fait explique le caractère isolant des cristaux covalents et ioniques et le caractère conducteur des métaux.

### Semi-conducteurs

**Semi-conducteurs purs** Les semi-conducteurs les plus classiques sont des cristaux covalents comme le germanium ou le silicium, éléments qui possèdent quatre électrons de valence. Par mise en commun d'électrons, on obtient autour de chaque atome une couche saturée à huit électrons, figure 2.24.

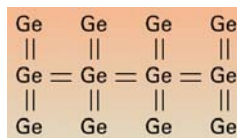


FIG. 2.24 – Germanium pur

La bande de valence est entièrement pleine ; et la bande supérieure, dite bande de conduction, est vide. Si l'on chauffe le cristal, un petit nombre ( $n$ ) d'électrons peut être excité et passe dans la bande de conduction, laissant des places vides (en nombre  $p$ ) ou trous dans la bande de valence. D'après le mécanisme de création de ces électrons et de ces trous, on a évidemment  $n = p = n_i$ , appelée concentration intrinsèque. La variation de cette quantité est donnée par la loi de Maxwell-Boltzmann :

$$n_i = n_0 \exp(-E_G/2kT) \quad (2.44)$$

Où  $E_G$  est la largeur de la bande interdite (*gap band*) séparant la bande de valence BV de la bande de conduction BC,  $T$  est la température absolue,  $k$  la constante de Boltzmann et  $n_0$  une constante caractéristique du semi-conducteur.

À température ambiante ( $T = 300 \text{ K}$ )  $n_i = 1010$  paires électron-trou par centimètre cube pour le silicium, 1013 par centimètre cube pour le germanium. Ces valeurs sont remarquablement petites ; en effet, un cristal de germanium renferme environ 1022 atomes par centimètre cube.

La faible valeur de  $n_i$  explique que le nombre d'électrons dans la bande de conduction sera très sensible aux perturbations extérieures. Parmi celles-ci, certaines impuretés chimiques jouent un rôle très important : ce sont les éléments ayant un électron de valence de plus ou de moins que l'atome de semi-conducteur, c'est-à-dire les éléments pentavalents ou trivalents. Examinons, par exemple, le cas d'un atome d'arsenic substitué à un atome de germanium dans le cristal Figure 2.25.

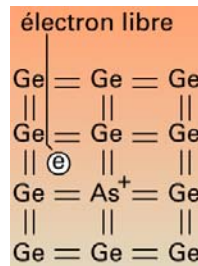


FIG. 2.25 – Germanium dopé par l'arsenic

L'arsenic a cinq électrons de valence ; quatre d'entre eux assurent les liaisons covalentes avec les atomes de germanium voisins, mais le cinquième est disponible et peut être excité moyennant une faible énergie dans la bande de conduction du cristal. Un tel atome d'impureté est appelé donneur. À température ambiante, toutes ces impuretés sont ionisées, et la concentration d'électrons dans la bande de conduction est augmentée de  $ND$ , concentration en donneurs. Dans le germanium et le silicium, les donneurs le plus fréquemment utilisés sont le phosphore, l'arsenic et l'antimoine ; un tel semi-conducteur est dit de type n.

Considérons maintenant un atome trivalent, comme le bore, substitué à un atome de germanium dans le cristal, Figure 2.26.

Le bore possède trois électrons de valence qui assurent les liaisons avec trois atomes voisins, mais la quatrième liaison est pendante. Un électron de valence voisin est aisément piégé pour assurer cette liaison, laissant un trou dans la bande de valence. Ce trou se déplace facilement de proche en proche à travers le cristal. Un tel atome d'impureté est appelé accepteur. À température ambiante, tous ces

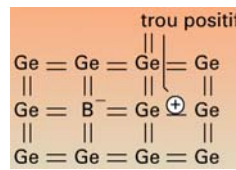


FIG. 2.26 – Germanium dopé par le bore

atomes d'accepteurs sont ionisés, et la concentration en trous dans la bande de valence est augmentée de  $N_A$ , concentration en accepteurs. Dans le germanium et le silicium, les accepteurs les plus utilisés sont le bore, l'indium, le gallium. Un tel semi-conducteur est dit de type p.

### 2.3.2 Propriétés physiques

#### Conductivité électrique

Les propriétés électriques des solides sont maintenant bien comprises grâce à la propriété fondamentale suivante : les électrons d'une bande d'énergie pleine ne peuvent pas être animés d'un déplacement collectif, donc ne peuvent pas engendrer un courant électrique. Cette propriété est une conséquence directe de la mécanique quantique et du principe de Pauli. Une comparaison simple permet de comprendre l'origine de cette propriété. Considérons un garage à voitures : les places de parking sont quantifiées, et l'on ne peut mettre plus d'une voiture par place (principe de Pauli).

Dans les solides, les trous correspondent à l'absence d'un électron de valence, donc à une charge positive locale. Les cristaux covalents et ioniques purs sont donc isolants à basse température ; en revanche, les semi-conducteurs dopés ou chauffés et les métaux sont conducteurs de l'électricité. Dans les semi-conducteurs, le courant électrique correspond à un écoulement des électrons négatifs de la bande de conduction ou des trous positifs de la bande de valence. Ce courant est mesuré par le débit de particules multiplié par leur charge électrique. Le débit par unité de surface d'un flux de particules est simplement donné par la densité  $n$  de ces particules multipliée par leur vitesse d'écoulement  $v$ , la densité de courant électrique étant alors donnée par la formule suivante :

$$j = nev_n + pev_p \quad (2.45)$$

Où  $e$  est la valeur absolue de la charge électronique ( $e = 1.60217733 \times 10^{-19}$  C),  $v_n$  et  $v_p$  sont, respectivement, les vitesses d'écoulement des électrons et des trous. Les vitesses  $v_n$  et  $v_p$  sont communiquées par l'application d'un champ électrique  $E$ . Tant que ce champ électrique est faible, le solide suit la loi d'Ohm, c'est-à-dire que le courant est proportionnel au champ  $E$  :

$$j = \sigma E \quad (2.46)$$

La constante  $\sigma$  étant la conductivité électrique. Le seul paramètre dépendant du champ électrique est la vitesse des porteurs, et l'on peut écrire :

$$v_n = -\mu_n E, \quad v_p = \mu_p E, \quad (2.47)$$

$\mu_n$  et  $\mu_p$  étant les mobilités des électrons et des trous. La conductivité d'un matériau est alors donnée par la formule :

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.48)$$

Pour chaque type de porteurs, la conductivité est essentiellement le produit de deux paramètres : la concentration et la mobilité. La variation de la conductivité avec la température et le dopage en impuretés est régie par ces deux paramètres. Soit un semi-conducteur de type n dopé avec une concentration  $ND = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  en donneurs. À basse température,  $n$  est pratiquement nul ; en chauffant, les donneurs s'ionisent, et l'on tend vers  $n = ND$ . Cette concentration reste constante tant que la concentration intrinsèque  $n_i$  reste petite devant  $ND$  ; à plus haute température,  $n$  varie comme  $n_i$ . La concentration  $n$  peut donc varier d'un facteur compris entre  $10^{14}$  et  $10^{16}$ . On peut faire le même raisonnement pour la concentration en trous dans un semi-conducteur de type p. La mobilité, elle, varie également avec la température, mais dans des proportions beaucoup plus faibles.

### Propriétés optiques, photoconductivité, lumière de recombinaison

La mécanique quantique nous apprend qu'un photon de fréquence  $\nu$  est absorbé par la matière si un électron peut faire un saut en énergie  $\Delta E$  tel que  $\Delta E = h\nu$ , où  $h$  est la constante de Planck. L'existence d'une bande d'énergie interdite de largeur  $EG$  entraîne l'existence d'un seuil d'absorption  $\nu_0$  de la lumière,

tel que  $h\nu_0 = EG$ . Pour des photons de fréquence  $\nu < \nu_0$ , le semi-conducteur est transparent ; pour  $\nu > \nu_0$ , le semi-conducteur devient absorbant.

Lorsqu'un photon de fréquence  $\nu > \nu_0$  est absorbé, un électron est envoyé de la bande de valence vers la bande de conduction ; n et p augmentent donc avec le flux incident, ainsi que la conductivité du semi-conducteur : ce phénomène est appelé la photoconductivité.

### 2.3.3 Détecteurs semi-conducteur couramment utilisés

En physique nucléaire, les semi-conducteurs sont couramment utilisés pour la construction des différents types de détecteurs. Pour la détection des photons les germaniums sont les plus appropriés que silicium grâce à leurs bonnes caractéristiques ( $Z$  élevé).

Vis-à-vis des scintillateurs, les germaniums ont une excellente résolution en énergie, indispensable pour les mesures de spectrométrie-gamma car les pics correspondants aux différents photons gamma seront bien séparés, mais l'inconvénient de détecteur semi-conducteur par rapport à celui de scintillateur est que le  $Z$  élevé (53) de l'iode de ce dernier assure l'absorption totale de l'énergie d'un grand nombre de photons et le rapport pic d'énergie totale sur fond est plus favorable que dans les germanium. Ainsi, l'efficacité d'absorption totale dans un NaI (Tl) peut être supérieur d'un ordre de grandeur à celle d'un détecteurs au germanium. Les détecteurs semi-conducteurs les plus célèbres sont :

#### Détecteurs compensés, Si(Li) et Ge(Li)

La présence des impuretés dans les semi-conducteurs fait limiter la résistivité de ces cristaux. Il est difficile d'augmenter l'épaisseur de la région déplétée et donc du volume utile à la détection. Une alternative consiste à se rapprocher des caractéristiques semi-conducteurs idéalement pure en égalisant les concentrations en impuretés donneuses et acceptrices d'électrons. Cette méthode s'appelle la compensation.

Dans un semi-conducteur de type P, en injectant les ions de lithium qui seront diffusés par l'effet de la température. Ces ions jouent un rôle de donneur d'électrons, la petite taille de ces ions permette à ce dernier de se déplacer facilement dans la maille du réseau cristallin. Sous l'effet d'un champ électrique, l'arrêt du processus de diffusion étant déterminé par l'obtention d'une résistivité



élevée.

L'avantage de ce type de détecteur est d'offrir des zones déplétées plus large qu'avec une jonction, avec des profondeurs de l'ordre du centimètre. L'inconvénient majeur est que de lithium étant une impureté interstitielle, il faut contrôler son état de diffusion sur toute la durée de vie du détecteur. En particulier, les détecteurs Ge (Li) doit être maintenu à la température de l'azote liquide même en dehors de leur utilisation.

### **Détecteurs Ge de haute pureté HPGe**

Dans le cas particulier du germanium, les techniques modernes permettent d'atteindre de très hauts niveaux de pureté : jusqu'à seulement  $10^{10}$  atomes d'impuretés par  $\text{cm}^3$  par dans ce cas, le volume utile du détecteur est limité par la taille des cristaux qu'il est possible de fabriquer. Il est ainsi aujourd'hui possibles d'obtenir de détecteur de  $400 \text{ cm}^3$  de volume et des épaisseurs déplétées de plusieurs centimètres.

Étant donné le très faible gap du germanium (0,7 eV), a température ambiante, la génération thermique de porteurs induits un courant trop élevé lorsque de détecteur est polarisé par ce type de détecteur fonctionne dans la température de l'azote qui est récente davantage, par rapport aux Ge (Li) qu'ils ont tendance à supplanter, de ne pas avoir à être refroidi en dehors de période d'utilisation.

# Chapitre 3

## Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes

La spectrométrie gamma utilise un ensemble d'outils qui sont : les sources radioactives, un détecteur, l'électronique associée au détecteur et un système d'acquisition.

### 3.1 Description de quelques modules électroniques de spectrométrie $\gamma$

Tout ce qui sort du détecteur consiste en une quantité de charge, et pour faire l'analyse, il faut transformer cette quantité de charge en un signal électrique traitable afin de retirer l'information nécessaire sur les rayonnements.

Le traitement de ce signal nécessite l'utilisation de différents modules électroniques. Nous allons citer quelques uns d'une chaînes de spectrométrie. Mais comme nous avons vu précédemment, chaque détecteur a deux sorties l'une linéaire et l'autre rapide, donc le traitement de signal pour les deux sorties (voies) n'est pas le même, et ceci pour les modules électroniques utilisés et la manipulation elle même.

#### **Circuit différentiateur CR**

Ce circuit est souvent connu par "**filtre passe haut**"

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 65

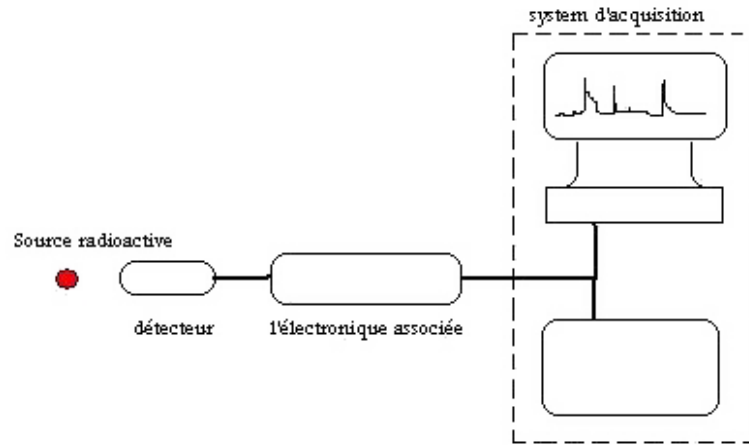


FIG. 3.1 – Chaîne de spectrométrie gamma

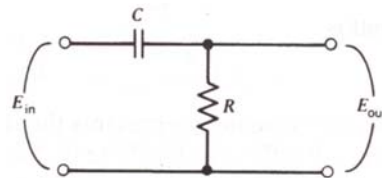


FIG. 3.2 – Circuit différentiateur CR

En appliquant les lois de kirchoff à ce circuit on obtient :

$$V_{in} = \frac{Q}{C} + V_{out} \quad (3.1)$$

$Q$  : représente la quantité de charges stockée dans la capacité  $C$

$$\frac{dV_{in}}{dt} = \frac{1}{C} \cdot \frac{dQ}{dt} + \frac{dV_{out}}{dt} \quad (3.2)$$

$$\frac{dV_{in}}{dt} = \frac{1}{C} \cdot i(t) + \frac{dV_{out}}{dt} \quad (3.3)$$

Sachant que :  $i(t) = \frac{V_{out}}{R}$

Donc

$$\frac{dV_{in}}{dt} = \frac{1}{C} \cdot \frac{V_{out}}{R} + \frac{dV_{out}}{dt} \quad (3.4)$$

$$RC \cdot \frac{dV_{in}}{dt} = V_{out} + RC \cdot \frac{dV_{out}}{dt} \quad (3.5)$$

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 66

Pour résoudre cette équation différentielle, nous avons deux cas extrêmes :

► Si la constante  $RC$  est suffisamment grande, le premier terme de la deuxième partie de l'équation différentielle 3.5 sera négligeable devant le deuxième terme, et donc l'équation 3.5 sera :

$$RC \cdot \frac{dV_{in}}{dt} \cong RC \cdot \frac{dV_{out}}{dt} \quad (3.6)$$

$$V_{in} \cong V_{out} \quad (3.7)$$

► Si la constante  $RC$  est suffisamment petite, dans ce cas on est obligé de résoudre l'équation 3.5 si on prend l'exemple suivant où  $\frac{dV_{in}}{dt} = V_0$ , dans ce cas on obtien

$$\frac{dV_{out}}{dt} + \frac{1}{RC}V_{out} = V_0 \quad (3.8)$$

La résolution de cette équation différentielle est :

$$V_{out} = V_0 \cdot e^{-t/RC} \quad (3.9)$$

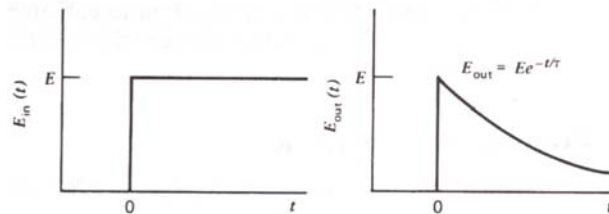


FIG. 3.3 –

#### Circuit intégrateur RC

Il est aussi appelé "filtre passe bas"

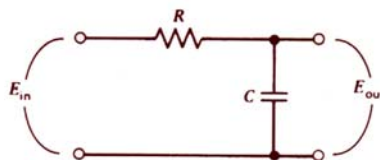


FIG. 3.4 – Circuit intégrateur RC

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 67

Nous avons :

$$V_{in} = iR + V_{out} \quad (3.10)$$

Sachant que le courant ( $i$ ) qui circule dans le circuit est égale à :

$$i = \frac{dQ}{dt} = C \cdot \frac{dV_{out}}{dt} \quad (3.11)$$

on va avoir donc :

$$V_{in} = RC \cdot \frac{dV_{out}}{dt} + V_{out} \quad (3.12)$$

Cette équation possède aussi deux cas extrêmes :

► Si la constante RC est suffisamment petite, dans ce cas l'équation 3.12 devient :

$$V_{in} \cong V_{out} \quad (3.13)$$

► Le cas opposé c'est pour la valeur de la constante RC est grande, dans ce cas on est obligé de résoudre l'équation différentielle 3.12 Pour l'exemple de  $V_{in} = V_0$ , on obtient :

$$V_0 = RC \cdot \frac{dV_{out}}{dt} + V_{out} \quad (3.14)$$

La résolution de cette équation est :

$$V_{out} = V_0 \cdot (1 - e^{-t/RC}) \quad (3.15)$$

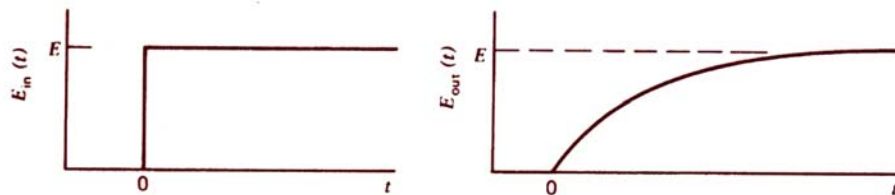


FIG. 3.5 –

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 68

#### Circuit de mise en forme CR-(RC)<sup>n</sup>

La composition d'un circuit  $RC$  avec un autre  $(CR)^n$  (en parallèle) nous permet d'obtenir un signal ayant une forme gaussienne, généralement à partir de  $n = 4$  on aura cette forme, tel que pour un signal d'entrée  $V_{in} = V_0$ , l'amplitude de sortie possède la formule suivante :

$$V_{out} = V_0 \cdot \left( \frac{t}{RC} \right)^n e^{-t/RC} \quad (3.16)$$

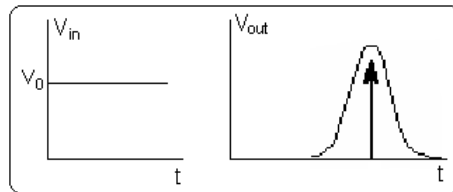


FIG. 3.6 –

Après avoir exprimé les différents circuits de mise en forme cités précédemment, on arrive maintenant à la description et la classification des différents modules électroniques utilisés dans les mesures de spectrométrie gamma. Mais on doit savoir que chaque module électronique joue un rôle bien déterminé différent des autres. L'intérêt de chacun d'eux varie selon sa position dans le dispositif expérimental. Nous allons classer ces modules en général selon leurs fonctionnements, c'est-à-dire selon la forme des signaux d'entrée et de sortie.

#### 3.1.1 Type Linéaire-Linéaire

Il s'agit des modules qui reçoivent les signaux linéaire à leurs entrée "input" et qui délivrent de leur sortie "output" des signaux linéaire. Il existe plusieurs modules de ce type, les plus utilisés sont :

##### Préamplificateur

Le préamplificateur est un module relié directement au détecteur de rayonnement, il réalise trois fonctions essentielles :

- Conversion de charge en impulsion de tension
- Formation d'impulsion

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 69

#### ■ Amplification du signal

Une charge  $Q$  libérée dans un détecteur, coule dans un circuit d'entrée de la capacité total  $C$  et produit le signal de tension  $Q/C$ . c'est une amplitude très petite pour faire l'analyse spectroscopique directement. À titre d'exemple, un détecteur à silicium, avec une capacité d'entrée total égale à 5 pF, délivre un signal d'amplitude égale à 10 mV pour un rayon X de 1-keV , et une autre amplitude égale à 1 V pour une particule de 100 MeV. On trouve que ces amplitudes sont très petites, ce qui justifie l'utilisation du préamplificateur pour réaliser les trois fonctions précédentes. Mais les signaux sortants du préamplificateur n'ont pas une forme appropriée, ils ont un temps de montée très rapide et un temps de retour à zéro très lent comme il est illustré dans la Figure 3.7



FIG. 3.7 – Signal délivré par un préamplificateur

On trouve deux types des préamplificateurs qui sont :

**a. Préamplificateur de tension :** Le préamplificateur de tension est généralement utilisé pour les détecteur ayant une capacité de sortie stable ou presque stable. Ce préamplificateur délivre une tension de sortie proportionnelle à la tension d'entrée avec un facteur de multiplication ( $K$ ) tel que :

$$V_{out} = K \cdot V_{in} \quad (3.17)$$

Si l'impédance  $A$  est très supérieure devant le rapport  $R_2/R_1$  on aura un signal de sortie :

$$V_{out} \cong -\frac{R_2}{R_1} \cdot V_{in} \quad (3.18)$$

Et si le temps de collection de charge est très inférieur devant la constante de temps du circuit  $RC$  (du détecteur), alors la tension d'entrée du préamplificateur (qui est la même que la tension de sortie du détecteur) sera égale à :

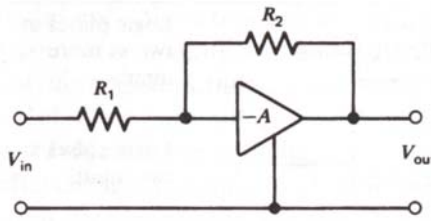


FIG. 3.8 – Circuit équivalent d'un préamplificateur de tension

$$V_{in} = V_{Max} = \frac{Q}{C} \quad (3.19)$$

(Voir les modes de fonctionnement du détecteur).

Comme nous l'avons souligné précédemment, ce cas est spécifique aux détecteurs avec une capacité de sortie stable. Ce n'est pas le cas pour tous les détecteurs où la majorité parmi eux car ils ont une capacité qui change avec la tension d'alimentation des détecteurs, avec la température et aussi avec le temps de fonctionnement, donc la tension  $V_{in} = \frac{Q}{C}$  ne restera plus stable en temps. Dans ce cas, la tension de sortie du préamplificateur aussi va être instable où on aura donc une information incorrecte sur les rayonnements arrivants au détecteur, ce qui implique l'utilisation d'un autre type de préamplificateur.

**b. Préamplificateur de charge :** Le problème de la variation de la capacité totale d'un détecteur a été réglé par l'utilisation d'un autre type du préamplificateur différent que celui du préamplificateur de tension, c'est le préamplificateur de charge. Un circuit équivalent à ce dernier est illustré par la Figure 3.9.

Le circuit  $R_F // C_F$  est appelé circuit de rétroaction "*Feedback Circuit*"

Si l'impédance  $A$  est très supérieure devant la valeur  $(C_i + C_F)/C_F$ , nous avons donc :

$$V_{out} = -A \cdot V_{in} \quad (3.20)$$

$$= -A \cdot \frac{Q}{(C_i + (A + 1) \cdot C_F)} \quad (3.21)$$

Sachant que la valeur de  $A$  est très grande, donc on va avoir :



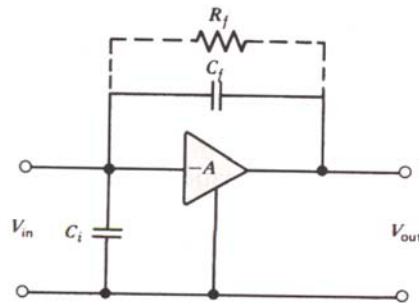


FIG. 3.9 – Circuit équivalent d'un préamplificateur de charge

$$V_{out} \cong -\frac{Q}{C_F} \quad (3.22)$$

Cette fois on voit que la tension de sortie ne dépend que du  $C_F$  et de la charge  $Q$  libérée du détecteur (il n'y a pas un effet du  $C_i$ ).

### Amplificateurs linéaires

L'amplificateur est la composante la plus importante dans une chaîne de spectrométrie  $\gamma$ . Son rôle principal est l'amplification et la mise en forme des signaux venants du préamplificateur.

- **Mise en forme :**

Les signaux délivrés par le préamplificateur ont une forme non appropriée, avec un temps de monter "*rise time*" très rapide et un temps de descendre "*fall time*" très lent. Si un autre événement arrive avant que le premier signal revient à zéro, le second signal va prendre son point de départ directement au borne du premier signal. Sachant que l'information sur l'énergie est portée sur la hauteur de l'impulsion, et tant que le départ de chaque impulsion est inconnu, donc on ne peut pas tirer l'information correcte sur les énergies de chaque rayonnement. Le premier rôle de l'amplificateur est d'accélérer le retour des impulsions à la ligne de base. Le circuit qui fait ceci est le circuit différentiateur  $CR$ .

Après la différentiation, le signal est intégré afin de prendre une forme gaussienne plus appropriée. Celle-ci est faite par le circuit intégrateur  $(RC)^n$  (généralement  $n = 4$  est suffisant).

- **Amplification :**

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 72

La mise en forme seule n'est pas suffisante pour traiter les impulsions, parce que l'amplitude reste encore petite. C'est pour cela, le deuxième rôle de l'amplificateur est d'amplifier ces amplitudes avec un gain donné (les amplitudes peuvent aller jusqu'à 10 volt au maximum).

Ce qui détermine la qualité d'un amplificateur est sa stabilité en gain. Le gain de l'amplificateur doit être stable avec les changements de température, et en fonction du temps. Une variation de gain de 0.01% à 0.1% en fonctionnement normal et pendant la période d'une expérience est raisonnable. Si les changements de gain excèdent cette quantité il y aura une dégradation significative de la résolution en énergie du système.

- **Elimination du pole zéro :**

Le retour lent à zéro de l'impulsion délivrée par le préamplificateur a un effet négatif sur l'impulsion délivrée par l'amplificateur. L'impulsion ne revient pas directement à son niveau de référence, mais elle descend jusqu'en dessous du niveau de référence et puis elle revient à zéro. Comme il est illustré sur la figure suivante :

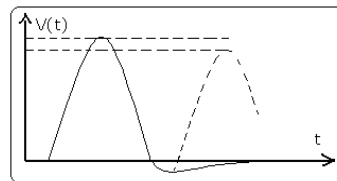


FIG. 3.10 – Pole zéro

Donc la mesure de son énergie va être fautive. La résolution de ce problème est d'utiliser le circuit suivant afin d'empêcher le passage en dessous de zéro.

Le problème est que, si un autre événement de même énergie que le premier arrive avant que le premier revienne à zéro, on aura une amplitude inférieure à la première. Donc la mesure de son énergie va être fautive. La résolution de ce problème est d'utiliser le circuit de remise à zéro donné par la figure 3.11 afin d'empêcher le passage en dessous de zéro.

- **Quelques caractéristiques :**

- Double polarité (+/-).
- Minimisation du pile-up « pile-up rejection » donc un bon rapport signal/bruit.

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 73

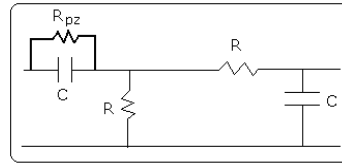


FIG. 3.11 –

- La résolution en énergie dépend de ses temps de mise en forme (shaping time) et l'activité de la source.

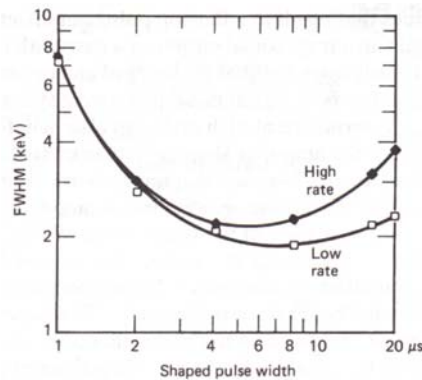


FIG. 3.12 – Variation de FWHM avec le temps de mise en forme (Shaping time)

#### Amplificateur de somme ou de différence

Pour l'amplificateur de somme, il a plusieurs entrées et une seule sortie. Il reçoit deux signaux ou plus et il délivre un seul signal avec une amplitude égale à la somme des amplitudes présentes à l'entrée.

Pour l'amplificateur de différence, il reçoit deux signaux, il inverse l'un des deux avant de les sommer (additionner).

#### Biased amplifier

Cet amplificateur est placé directement après l'amplificateur linéaire, il traite seulement les impulsions ayant des amplitudes supérieures au niveau de discrimination comme il est schématisé sur la figure 3.13 :

Ce module est très important si on veut faire une analyse avec une grande précision d'une région des grandes amplitudes. Il faut signaler que les signaux

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 74

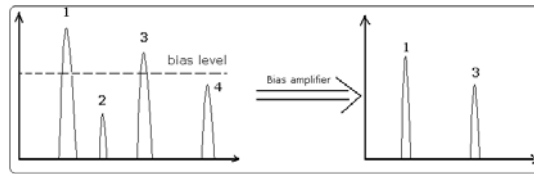


FIG. 3.13 –

sortants sont moins large en temps.

#### Retard "Delay"

C'est un module très utilisé dans les chaînes de coïncidences, il accepte (reçoit) des impulsions linéaires à l'entrée « **input** » et il délivre à sa sortie « **output** » des impulsions linéaires avec les mêmes amplitudes que celles en entrée mais avec un retard en temps.

#### 3.1.2 Type Linéaire-Logique

Ces modules reçoivent des impulsions linéaires à leurs entrées et délivrent des impulsions logiques à leurs sorties. On peut citer trois modules principaux :

##### Discriminateur intégral

Il prend en charge seulement les impulsions ayant une amplitude supérieure au niveau de discrimination « **D** » en les transformant en signaux logiques. En dessous de ce niveau, toutes les autres impulsions sont ignorées.

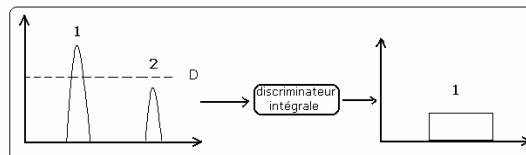


FIG. 3.14 – Discriminateur intégral

Sachant que la hauteur et la largeur de l'impulsion logique sont choisies par l'expérimentateur.

#### Discriminateur différentiel ou SCA (single-channel analyzer)

Il possède le même principe de fonctionnement que le discriminateur intégral sauf que ce module a deux niveaux de discrimination ULD (*upper level discriminator*) et LLD (*lower level discriminator*), et les signaux qui sont pris en compte sont ceux qui ont des amplitudes comprises entre ces deux niveaux de discrimination.

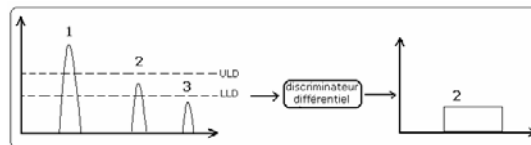


FIG. 3.15 – Discriminateur différentiel

#### 3.1.3 Type Logique-Linéaire

Le principe de fonctionnement de ces modules est l'inverse de celui du cas précédent (linéaire-logique), le module le plus célèbre parmi eux est le TAC (*Time to amplitude converter*)

#### Time-to-amplitude converter

Le TAC est un module qui produit des impulsions linéaires dont l'amplitude est proportionnelle à l'intervalle du temps entre deux événements injectés dans ses entrées start et stop. Les impulsions linéaires données par le TAC sont enregistrées par un analyseur multicanaux. On obtient un spectre temporelle "*time spectrum*"

#### 3.1.4 Type Logique-Logique

Nous citons dans ce type un seul module :

#### Module de coïncidence

C'est un module électronique qui a deux entrées ou plus et une seule sortie. Dans les mesures de coïncidence, un seul signal est délivré lorsque les signaux arrivent en même temps (temps de coïncidence fixé par l'expérimentateur).

### 3. Chaîne de spectrométrie gamma et ses différentes composantes 76

Dans le cas des mesures de l'anti-coïncidence, le module délivre un signal lorsque les signaux d'entrées ne sont pas en coïncidence.

#### 3.1.5 Autre type

Nous rajoutons en plus aux modules cités précédemment un autre très important qui est utilisé beaucoup plus pour faire les réglages de la chaîne de mesure (linéarité de la chaîne, détermination le temps mort... etc.), il s'agit du générateur d'impulsion "*pulser or pulse generator*". C'est un module qui joue presque le même rôle que l'ensemble source-détecteur. C'est-à-dire qu'il délivre des impulsions linéaires de même forme que celles des détecteurs. Ce module électronique peut délivrer un nombre fixe d'impulsions par unité du temps où l'intervalle du temps entre impulsion et une autre est constante et avec une amplitude variable. La forme de ces impulsions est donnée par la figure suivante où elle a un temps de monter "*rise time*" très rapide (réglable par l'expérimentateur) et un temps de descendre "*fall time*" un peu lent.

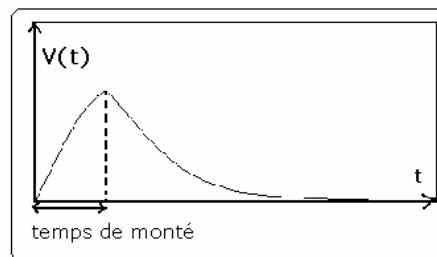


FIG. 3.16 – Signal délivré par un générateur d'impulsion

## 3.2 Notions sur la spectrométrie $\gamma$

### 3.2.1 Définition

La spectrométrie gamma est une discipline qui permet d'une part la mesure des énergies de photons émis par une source radioactive et d'autre part le comptage du nombre de ces photons pendant une durée donnée. Ces deux mesures permettent l'identification et la quantification des radionucléides émetteurs des rayonnements gamma.

#### 3.2.2 Mesure et analyse

##### Temps de comptage

La désintégration d'un noyau par l'émission d'un photon gamma est un phénomène spontané, c'est-à-dire qu'on ne peut pas prévoir à quel instant un noyau bien déterminé se désintègre. Cette particularité, impose de faire des mesures sur un temps suffisamment grand pour obtenir un résultat le plus exact possible. Le temps durant lequel on fait la mesure est appelé «temps de comptage».

##### Spectres

L'analyse d'un échantillon par spectrométrie gamma donne naissance à un spectre : histogramme du nombre de photons détectés en fonction de leurs énergies. Le spectre est caractérisé par un fond continu (bruit de fond) décroissant avec l'énergie et par la présence de plusieurs pics. Chaque pic correspond à une énergie de rayonnement gamma issu de la désexcitation des noyaux instables ou atome radioactif présent dans l'échantillon.

##### Pics

— Par la position des pics (ou énergie des photons), on entreprend l'analyse qualitative du spectre : on détermine les radioéléments présents dans l'échantillon analysé.

— Par la surface des pics (ou nombre d'impulsions), on entreprend l'analyse quantitative du spectre : on détermine pour chaque radioélément (présent dans l'échantillon) son activité en becquerels ramenée à la masse ou au volume de l'échantillon (Bq/kg ou Bq/l).

# Chapitre 4

## Partie expérimentale

Le travail expérimental effectué regroupe deux grandes parties :

- La première concerne la détermination de différentes caractéristiques de notre chaîne de mesure. Il s'agit de la variation du temps mort et la résolution en énergie en fonction de nombre de canaux (ADC Setup), temps de mise en forme , temps de comptage et l'activité des sources radioactives, ainsi que la détermination des deux linéarités intégrale et différentielle.

- La deuxième partie contient les différentes étapes à suivre pour mesurer les activités spécifiques des radionucléides qui se trouvent dans nos échantillons suivie par les résultats obtenus et les discussions.

### 4.1 Première partie : Caractéristique électronique de la chaîne de mesure

#### 4.1.1 Description des constituants de la chaîne de spectrométrie

Nous avons utilisé un ensemble d'éléments dans notre chaîne de mesure qui sont :

##### 1. Sources radioactives

Un ensemble des sources radioactives ont été utilisées pour calibrer la chaîne de mesures et déterminer les différentes caractéristiques de la chaîne de mesure. Ces sources sont : le  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  et  $^{241}\text{Am}$ .



Le tableau 4-1 indique leurs caractéristiques principales :

Source	A <sub>0</sub> (k Bq)	DF	E (keV)	P(%)	T <sub>1/2</sub>
<sup>60</sup> Co	74	17/02/95	1173.23	99.86	5.2721 y
			1332.51	99.98	
<sup>137</sup> Cs	37	30/11/95	661.62	84.62	30.1 y
			32.19	3.70	
			31.82	1.92	
			36.40	1.04	
<sup>22</sup> Na	74	29/11/95	1274.54 511	99.94	2.6 y
<sup>241</sup> Am	3.7	10/04/95	59.54	36.30	433 y
			13.90	28.00	
			26.36	2.50	
<sup>226</sup> Ra	3	05/12/95	185.99	3.28	1600 y
<sup>214</sup> Pb (1)		05/12/95	351.99	37.10	26.80 min
			295.22	19.20	
			241.92	7.47	
<sup>214</sup> Bi (1)		05/12/95	609.32	46.09	19.9 min
			1764.51	15.92	
			1120.28	15.04	

**Tableau 4-1** : Sources radioactives de calibration

(1) <sup>214</sup>Pb et <sup>214</sup>Bi sont les descendants du <sup>226</sup>Ra.

A<sub>0</sub> : L'activité initiale au date de fabrication de la source radioactive.

DF : Date de fabrication de la source radioactive.

T<sub>1/2</sub> : Demi-vie de l'élément radioactif.

P : Branchement (probabilité d'émission) du rayonnement gamma.

## 2. Détecteur

Nous avons utilisé un détecteur germanium hyper pur HPGe (EG&G ORTEC), c'est un détecteur coaxial-série GMX intégré avec un préamplificateur (model 257N) et un Dewar d'azote liquide N<sub>2</sub> (température égale à 77 K), Figure 4-1.

Ce détecteur possède les caractéristiques suivantes [28] :



FIG. 4.1 – Détecteur HPGe

Dimensions		Couche Absorbante	
Diametre du Cristal	50,1 mm	Béryllium	0,50 mm
Longueur du Cristal	46,0 mm	Germanium Inactif	0,3
Distance entre le cristal et la fenêtre	3 mm		
Haute tension		Negative (−2000 V)	

**Tableau 4-2** : Caractéristiques du détecteur (1)

	Certifiée	Mesurée	Constante du temps de l'amplificateur
Résolution (FWHM) at 1.33 MeV, $^{60}\text{Co}$	1.9 keV	1.86 keV	6 $\mu\text{s}$
Rapport Pic-sur-Compton , $^{60}\text{Co}$	38	46.4	6 $\mu\text{s}$
Efficacité Relative à 1.33 MeV, $^{60}\text{Co}$	10%	18.5%	6 $\mu\text{s}$
Forme du Pic (FWTM/FWHM), $^{60}\text{Co}$	1.98	1.89	6 $\mu\text{s}$
Forme du Pic (FWFM/FWHM), $^{60}\text{Co}$	2.9	2.67	6 $\mu\text{s}$
Résolution (FWHM) at 5.9 keV, $^{55}\text{Fe}$	740 eV	496	

**Tableau 4-3** : Caractéristiques du détecteur (2)

### 3. Haute tension du détecteur

La haute tension de notre détecteur est faite par un module model 659 EG&G ORTEC. Ce module peut alimenter différents détecteurs comme le détecteur à germanium, détecteur à silicium et les chambres d'ionisations. Généralement il peut aussi être utilisé avec tout détecteur ayant un courant maximum égale à  $100\mu\text{A}$ . La tension de sortie délivrée par ce module est continue, nous citons quelques caractéristiques de ce module qui sont [20] :

Gamme de tension	0 – 5kV et 0 – 500V
Polarité de la haute tension	Positive ou négative
Courant de sortie estimé	0 – 100 $\mu$ A

**Tableau 4-4:** Caractéristique de la haute tension du détecteur

#### 4. Amplificateur

L'amplificateur linéaire utilisé dans nos mesure est le model 672 EG&G ORTEC. C'est un amplificateur utilisé pour la spectroscopie énergétique. Il est adapté pour plusieurs types de détecteur comme le détecteur à Germanium, détecteur Si(Li), le détecteur Si et le détecteur à scintillation. Ce modèle accepte à son entrée des signaux ayant les deux polarités positive et négative et fournit des signaux ayant une polarité positive avec des amplitudes comprise entre 0 et 10 volts adaptés pour être utilisés par le système d'acquisition. Son gain peut aller de 2.5 jusqu'à 1500. Les autres caractéristiques sont données par le tableau 4-5 :

Non linéarité integrale	< $\pm 0.025\%$ de 0 à +10 V.
Bruit	Bruit d'entrée équivalent < 5.0 $\mu$ V pour les gains > 100, et < 4.5 $\mu$ V pour les gains > 1000 pour mode PZ manuel ou < 6.0 $\mu$ V pour les gains > 100 pour mode PZ AUTO
Temps de mise en forme	0.5, 1, 2, 3, 6, et 10 $\mu$ s

**Tableau 4-5 :** Caractéristiques de l'amplificateur

#### 5. Blindage "*Shielding*"

Afin de minimiser au maximum le bruit de fond dû aux différents rayonnements  $\gamma$  ou X (naturels ou artificiels) venant de l'entourage de la chaîne de mesure, nous avons utilisé un blindage en plomb qui protège le détecteur et l'échantillon, Figure 4.2.

#### 6. Système d'acquisition

Notre système d'acquisition est constitué d'un micro-ordinateur équipé d'une carte d'acquisition appelée multichannel buffer de type Trump, et un logiciel d'acquisition appelé GammaVision 32.



FIG. 4.2 – Blindage du détecteur

Le multichannel buffer possède les propriétés suivantes [29] :

ADC	Successive-approximation type with sliding scale linearization.
Resolution	Software selectable as 8192, 4096, 2048, 1024, and 512. 8196 and 4096 setting are invalid for TRUMP-2K
Dead time per event	8 $\mu$ S, including memory transfer
Gain instability	$\leq \pm 50$ ppm/°C
Data memory :	8k channels of battery backed-up memory ; $2^{31} - 1$ counts per channel

**Tableau 4-6** : Caractéristiques de la carte d'acquisition

## 7. Oscilloscope

Pour visualiser les signaux délivrés par l'amplificateur et régler le pôle zéro PZ de l'amplificateur, nous avons utilisé un oscilloscope numérique fabriqué par Tektronix, Figure 4-3.



FIG. 4.3 –

C'est un oscilloscope à phosphore numérique, série TDS3000 modèle TDS3052 [24].

Modèle	Bande passante	Fréquence d'échantillonnage maximum
TDS3052 (2 Voies)	500 MHz	5 G éch./s

**Tableau 4-7** : Caractéristiques de l'oscilloscope

## 8. la baie

La baie "Bin" est l'instrument qui permet l'alimentation de tous les modules électroniques de notre chaîne de mesure. La notre est le modèle 4001A, elle fournit à travers ses épingles "pins" les tensions suivantes :  $\pm 6$ ,  $\pm 12$ , et  $\pm 24$  V dc et de  $\pm 117$  V ac.

Le bon fonctionnement de cette baie doit être dans les conditions suivantes :

<b>Température</b>	0 – 45 °C
<b>Humidité</b>	$\leq 95\%$
<b>Altitude maximale</b>	2000 m

**Tableau 4-8**

## 9. Balance

Les six échantillons ont été mesurés par une balance, model L420P, Maison-Statorius. Elle a une incertitude sur la masse  $\Delta m = 10^{-3}$  g.

### 4.1.2 Détermination des caractéristiques de la chaîne de mesure

Après avoir donné les différents constituants de notre chaîne de spectrométrie  $\gamma$ , et avant d'effectuer les différentes mesures concernant les activités spécifiques des différents échantillons cités dans le paragraphe précédent, nous avons réalisé un ensemble de mesures afin de déterminer les caractéristiques de notre chaîne de détection. Les principales caractéristiques recherchées sont : la linéarité, le temps mort (DT) et la résolution en énergie.

#### Dépendance du FWHM et du DT avec le nombre de canaux

Comme il est montré dans les caractéristiques des constituants de notre chaîne de mesure, le MCB (Multichannel Buffer) possède 5 valeurs de nombre de canaux

(ADC setup) : 8192, 4096, 2048, 1024 et 512. Le choix de l'un de ces nombre de canaux devient important de point de vue de la résolution en énergie (FWHM) et de temps mort (DT). C'est pour cela, en utilisant la source radioactive  $^{137}\text{Cs}$ , nous avons mesuré la variation de la résolution en énergie et le temps mort de notre chaîne de mesure en fonction de différentes valeurs de nombre de canaux. Le temps de comptage pour chaque mesure était de 3600 s.

Les résultats obtenues sont représentés par la figure 4-4.

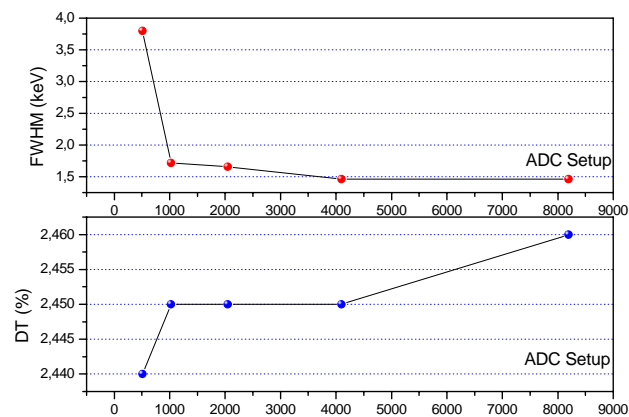


FIG. 4.4 – Variation du DT et du FWHM avec le nombre de canaux (ADC set up)

#### Variation de FWHM et du DT avec le temps de mise en forme

L'amplificateur utilisé dans notre chaîne de mesure possède 6 valeurs de temps de mise en forme (10, 6, 3, 2, 1 et  $0.5\mu\text{s}$ ), on fait varier ce dernier et on mesure la variation de la résolution et le temps mort de la chaîne de mesure. Le temps de comptage était égal à 3600 s pour chaque valeur, la source radioactive utilisée est le  $^{137}\text{Cs}$ . La figure 4-5 représente les résultats obtenus :

#### Variation de FWHM et du DT en fonction du temps de comptage

Chaque mesure de spectrométrie gamma a une gamme de temps de comptage préférée (selon le type des mesures). Les mesures sur la radioactivité naturelle peuvent aller jusqu'à 3 jours. D'autres mesures se font en quelques heures,

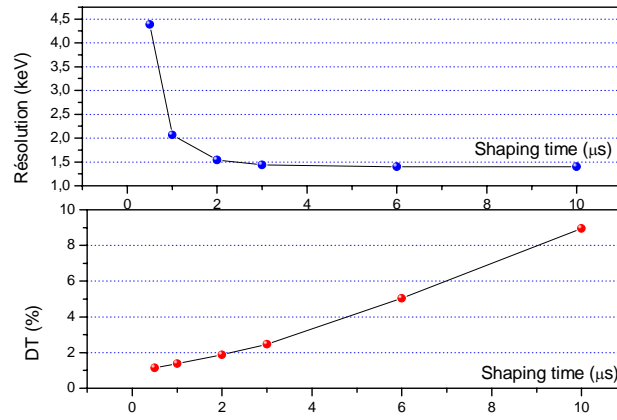


FIG. 4.5 – Variation du DT et du FWHM avec le temps de mise en forme (Shaping time)

quelques minutes ou quelques secondes. On a voulu avoir une idée sur l'influence de temps de comptage sur les résolution et le temps mort d'une chaîne de spectrométrie-gamma. Pour cela nous avons fixé le temps de mise en forme sur  $3\mu s$ , sachant que la source utilisée est toujours le  $^{137}\text{Cs}$ , on a mesuré les variations de FWHM et DT avec le temps de comptage, les résultats sont illustrés dans la figure 4-6 :

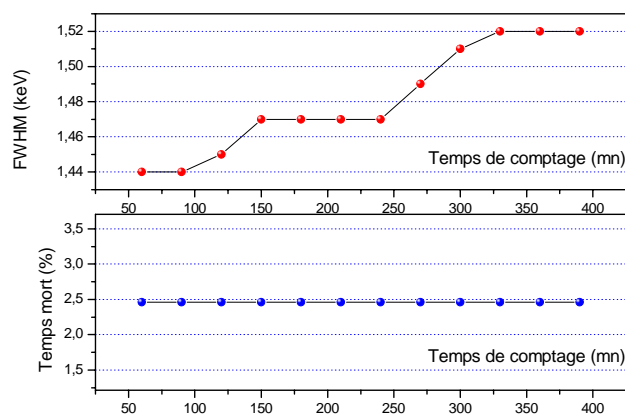


FIG. 4.6 – Variation du DT et du FWHM avec le temps de comptage

### Variation de DT en fonction des activités des sources radioactives

En utilisant les sources radioactives suivantes :  $^{137}\text{Cs}$  ,  $^{22}\text{Na}$  et  $^{60}\text{Co}$  , et en fixant un temps de comptage pour chaque mesure à 3600 s, nous avons mesuré la variation du temps mort en fonction de l'activité. Le résultat obtenu est représenté par la figure 4-7.

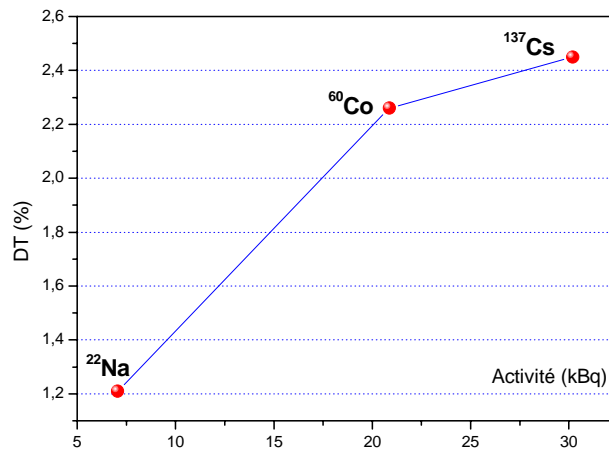


FIG. 4.7 – Variation du DT avec l'activité de sources radioactives

### Contribution de l'électronique associée au DT et à la FWHM totale de la chaîne de mesure.

Le résolution totale  $FWHM$  d'un pic du spectre est une somme quadratique de plusieurs contributions

$$(FWHM)^2 = (FWHM)_p^2 + (FWHM)_c^2 + (FWHM)_e^2 \quad (4.1)$$

$(FWHM)_p$  : Dû de l'incertitude sur la production des paires électron-trou dans le détecteur.

$(FWHM)_c$  : Dû de l'incertitude sur la collection des charges créées.

$(FWHM)_e$  : Dû au bruit électronique.

Afin de réaliser cette expérience, nous avons utilisé un générateur d'impulsion et une source radioactive de  $^{137}\text{Cs}$  où les amplitudes (énergies) des impulsions



délivrées par ce dernier doivent être fixées sur la même énergie du rayonnement  $\gamma$  :  $E_G = E\gamma = 661.62 \text{ keV}$

Où  $E_G$  : énergie des impulsions délivrées par le pulser :

$$FWHM_{Contribution} = \frac{FWHM_{(Pulser)}}{FWHM_{(^{137}\text{Cs})}} \quad (4.2)$$

Tel que :

$$DT_{Contribution} = \frac{DT_{(Pulser)}}{DT_{(^{137}\text{Cs})}} \quad (4.3)$$

Le tableau suivant montre les résultats obtenus.

Source	$FWHM$ (keV)	$DT$ (%)
Pulser	0.48	0.16
$^{137}\text{Cs}$	1.44	2.46

↓

$FWHM_{Contribution}$ (%)	$DT_{Contribution}$ (%)
33.33	6.50

**Tableau 4 – 9 :**

### Détermination des linéarités intégrale et différentielle de la chaîne de mesure

#### Linéarité intégrale :

La linéarité est définie comme étant la variation de la déviation  $\Delta C = (C_{exp} - C_{cal})$  en fonction des énergies de rayonnements gamma. Afin de faire ces mesures nos procédons comme suit :

Premièrement on fait la calibration suivante : on impose que le 0 keV correspond au canal (0) et 2000 keV correspond le canal (8191). La droite de calibration dans ce cas va être donnée par l'équation suivante :

$$E(\text{keV}) = 0.244 \cdot C \quad (4.4)$$

Donc pour un rayonnement d'énergie  $E$ , théoriquement et d'après cette calibration , la position de pic gamma sera bien déterminée à l'avance, cette position

sera notée  $C_{cal}$ , à titre d'exemple pour un rayonnement d'énergie 1274.54 keV, la position correspondante théoriquement sera sur le canal 5219.88

Deuxièmement : on injecte une première source radioactive qui est le  $^{137}\text{Cs}$ , en jouant sur le gain de l'amplificateur. On fixe la position du pic ( $E = 661.62$  keV) dans le canal qui correspond la valeur théorique. Une fois on a fixé le gain de notre amplificateur, on remplace la source du  $^{137}\text{Cs}$  par les autres sources l'une après l'autre, et on mesure pour chaque source les différentes positions expérimentales des pics dans le spectre, ces positions seront notées  $C_{exp}$ .

Le temps de comptage est pris égale à 1200s, le résultats est donné par la figure 4-8.

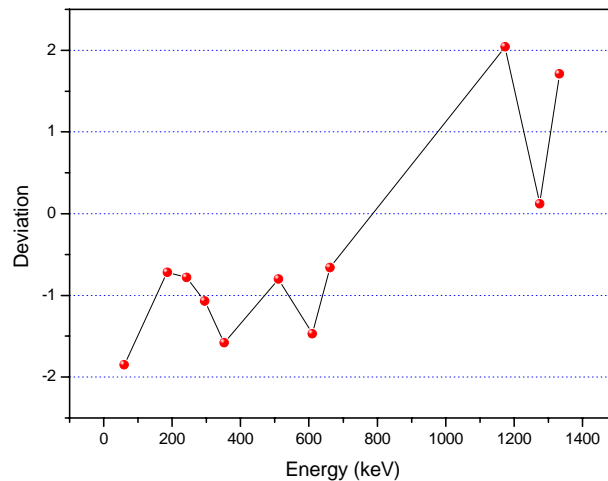


FIG. 4.8 – Linéarité intégrale

#### Linéarité différentielle :

Elle est évaluée par l'analyse d'une petite partie du spectre de  $^{60}\text{Co}$  où la distribution de nombre de coups est un peu stable et homogène. Cette partie est comprise entre le canal 2338 et 2377, cet intervalle correspond à la gamme d'énergie [570 – 580 keV]. Dans cette petite partie du plateau Compton, aucun pic (venant de la radioactivité naturelle ou artificielle) ne se trouve. On arrête le comptage quand on aura la valeur moyenne de nombre de coups par canal dans cette partie égale à 100000 cps/c.

La non linéarité est déterminé par le facteur  $t$  [26] où :

$$t = \frac{N - A_v}{\sqrt{N}} \quad (4.5)$$

$N$  : le nombre de coups par canal

$A_v$  : la valeur moyenne de nombre de coups dans les neuf canaux adjacents

Le résultat obtenu de cette linéarité est illustré par la courbe de la figure 4-9 :

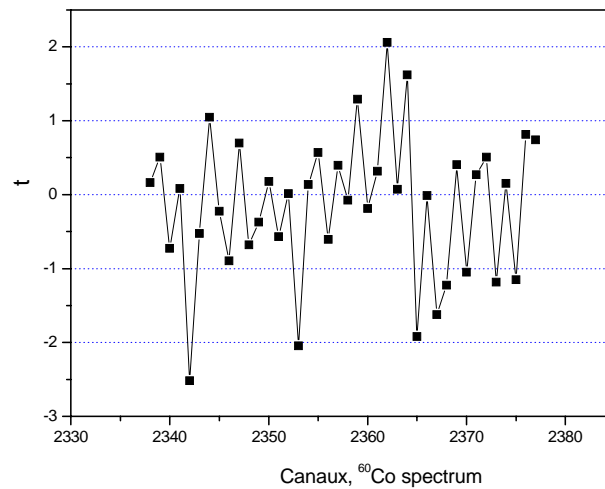


FIG. 4.9 – Linéarité différentielle

### Discussion des résultats et conclusion

Avant de commencer l'analyse de tous les résultats obtenus, il faut d'abord rappeler une chose importante concernant le temps mort et la résolution de la chaîne de mesure. Ces derniers doivent avoir des valeurs les plus petites possible.

Dans les deux courbes de la figure 4-5 qui représentent la variation du temps mort (DT) et la résolution en énergie (FWHM) de la chaîne de mesure avec le temps de mise en forme, nous avons trouvé qu'il y avait une proportionnalité entre le DT et le temps de mise en forme. Cette proportionnalité est presque linéaire. Par contre dans le cas de la variation de FWHM avec le temps de mise en forme, on a vu que la résolution est inversement proportionnelle au temps de mise en forme. Elle diminue très rapidement entre les deux valeurs de temps de mise en forme 0.5 et 2  $\mu$ s et puis il commence à se stabiliser à une valeur donnée.

D'après les deux courbes, il apparaît que les meilleures valeurs du temps de mise en forme avec lesquelles on peut travailler dans les meilleures conditions sont 2 ou 3  $\mu$ s.

Le choix de nombre de canaux (ADC Setup) avec laquelle on va faire les mesures est important du point de vue résolution et temps mort, ce qui est représenté par la figure 4-4.

Dans cette figure nous avons deux courbes, l'une illustre la variation de FWHM avec le nombre de canaux et l'autre représente la variation du DT avec le nombre de canaux.

Dans la première, on constate une diminution rapide de FWHM entre les deux valeurs du nombre de canaux 511 et 1024, et puis cette diminution devient lente entre 1024 et 8192.

C'est le cas inverse pour le DT qui monte et puis se stabilise entre 1024 et 4096 et puis remonte, ce qui montre l'influence du nombre de canaux sur le DT du system de mesure.

Le choix de nombre de canaux portera sur 4096 qui donne les meilleurs valeurs de DT et FWHM en même temps.

Toutes les mesures se fond pour un temps comptage donné, ce dernier peut avoir une influence sur le DT et le FWHM de la chaîne de mesure.

D'après la courbe de la figure 4-6, il apparaît très clairement qu'il n'y a aucune influence sur le temps mort de la chaîne de mesure tant que la source radioactive est la même. Dans le cas de la résolution, il y'avait une croissance avec temps de comptage, mais cette croissance n'est pas assez grande. On constate un différence entre les deux valeurs minimale est maximale de temps de comptage  $D(FWHM) = 0.08$  keV, c'est une valeur très petite de point de vue des mesure de spectrométrie gamma.

Ainsi on à constaté une dépendance du temps mort du système avec les activités des sources mais on trouve que la croissance du temps mort n'était pas assez grande, on a enregistré une augmentation de 1.2% entre les deux activités minimal ( $\approx 6$  kBq) et maximal ( $\approx 36$  kBq) de sources radiatives. Malgré qu'on a constaté une augmentation du temps mort du système mais elle reste toujours très faible et qui n'a pas un effet sur les mesures de la radioactivité de l'environnement.

Conservant la contribution de l'électronique associe sur le DT et le FWHM totale. On a constaté une forte contribution de cette dernière sur la résolution et

qui est estimée à 33.33% (1/3), le reste est dû principalement au détecteur. Ce n'est pas le cas pour le temps mort où on a constaté une contribution de 6.5%, ce pourcentage est un peu faible et acceptable.

Dans la courbe de la figure 4-8 qui montre la variation de la linéarité intégrale, on remarque que à basses énergies, les valeurs de la déviation sont négatives, ce qui signifie que tous les pics se positionnent dans des canaux inférieurs à ceux donnés par le calcul. Ce n'est pas le cas à hautes énergies, où on constate le positionnement des pics au-delà de ceux calculés par un ou deux canaux qui correspondent un décalage d'énergie 0.244 keV et 0.488 keV respectivement, ce qui est traduit par le signe (+) des valeurs de la déviation. Ce résultat peut être s'expliquer par la déviation de la tangente de la ligne de calibration en énergie.

Mais il faut noter une chose, ce décalage n'est pas important, car même avec ce décalage on peut toujours identifier chaque pic.

Si on veut représenter la linéarité intégrale en pourcentage, nous avons le rapport de la déviation maximale sur tous les canaux qui est égale à  $2/8192 = 0.0244\%$ . C'est un résultat assez acceptable suivant les données fournies par les manuels des modules (voir le tableau 4-5).

Les valeurs de la linéarité différentielle " $t$ " sont idéales quand elles sont égales à zéro. Dans notre cas, les valeurs de " $t$ " sont autour de zéro avec une déviation maximale égale à 2.5.

C'est un résultat satisfaisant, mais on peut améliorer leurs valeurs par la bonne calibration en énergie en utilisant des sources radioactives ayant une gamme d'énergie très large.

## 4.2 Deuxième partie : Mesure de la radioactivité des échantillons prélevés de l'environnement

Ce qui est important en spectrométrie  $\gamma$ , après l'identification des pics d'un spectre donné, est de relier leurs aires à la quantité des radionucléides qui se trouvent dans l'échantillon. Le lien entre ces deux paramètres doit être lié à la géométrie de l'échantillon et du détecteur d'une part, et les caractéristiques de la chaîne de mesure d'autre part.

La méthodologie du travail suivi dans cette partie est résumée dans les étapes

suivantes :

### 4.2.1 Préparation des échantillons

Les six échantillons utilisés sont prélevés de différents sites, trois parmi eux ramenés de trois minerais différents :

L'échantillon **BL1**, Minerai de phosphate-Ouenza-Tebessa.

L'échantillon **BG8**, Minerai de Bordj Ghdire-Setif.

L'échantillon **FR1**, Minerai de fer -Ain Roua, Setif.

Concernant les trois échantillons restants, deux parmi eux sont prélevés du même site qui se trouve dans la montagne de Bellara à El-Milia (Jijel) sauf que le premier échantillon qui est le **MR1** représente la roche mère qui n'a subi aucune transformation géologique. Le deuxième échantillon **MR2** représente la roche altéré \*\*.

Le troisième échantillon **MR3** est prélevé de la plage de la mer de Ouad Z'hour (Jijel).

\*\* chez les géologue, l'altération est l'ensemble des processus physiques et chimiques qui transforment une roche initiale, dite roche-mère . Les roches-mères sont des roches souvent d'origine interne (roches plutoniques, métamorphiques ou sédimentaires ayant subi une période d'enfouissement plus ou moins prolongée) qui se retrouvent en surface où elles subissent des transformations qui correspondent à l'acquisition d'un nouvel équilibre dans des conditions différentes de celles ayant présidé à leur formation.

La roche obtenue par altération de la roche-mère est le saprolite (roche en décomposition) : minéraux résistants, morceaux de roches, et minéraux authigènes . Bien que l'altération soit un phénomène qui peut se produire dans n'importe quelles conditions, nous considérerons dans le cadre de cet enseignement, l'altération de surface. Le résultat de l'altération est une libération dans le milieu de particules et d'ions en solution, provenant de la roche-mère. Deux grandes familles de processus entrent en jeu : l'altération physique et l'altération chimique.

La majorité de nos échantillons avec lesquels on a fait l'analyse, se trouvent à l'état rocheux, afin de faire analyser qualitativement et quantitativement les échantillons avec suffisamment de précision, il faut les transformer en poudre, c'est pour cela nous avons moulu tous les échantillons et les transformer à l'état poudre. Une fois cette étape terminée , ces échantillons sont mis dans une capsules de forme cylindrique ( $R = 1.3cm$ ,  $L = 0.8cm$ ). Les trois phases de l'un des

échantillons sont illustrées dans la figure 4.10 :



FIG. 4.10 – Les trois phases de l'échantillon

#### 4.2.2 Calibration de la chaîne de mesure

Pour avoir une bonne analyse qualitative, il faut bien calibrer en énergie notre chaîne de spectrométrie gamma, pour cela on a utilisé les sources radioactives présentées dans les paragraphes précédents. Leurs énergies sont données dans le tableau 4-1 :

Concernant l'analyse quantitative, c'est l'étape la plus difficile, il faut bien calibrer la chaîne de mesure en efficacité, les sources radioactives utilisées dans ce cas sont données dans le tableau 4-10 :

Source	E (k eV)	A <sub>0</sub> (k Bq)	DF	P(%)	T <sub>1/2</sub>
<sup>60</sup> Co	1173.23	74	17/02/95	99.86	5.2721 y
	1332.51			99.98	
<sup>137</sup> Cs	661.62	37	30/11/95	84.62	30.1 y
	36.40			1.04	
<sup>22</sup> Na	1274.54	74	29/11/95	99.94	2.6 y
<sup>241</sup> Am	59.54	3.7	10/04/95	36.30	433 y
<sup>226</sup> Ra	185.99	3	05/12/95	3.28	1600 y

**Tableau 4-10**

La droite de calibration en énergie de la chaîne de mesure est donnée par la figure 4.11.

La calibration en efficacité de la chaîne de mesure est faite à partir du calcul de l'efficacité absolue de chaque rayonnement gamma émis tel que :

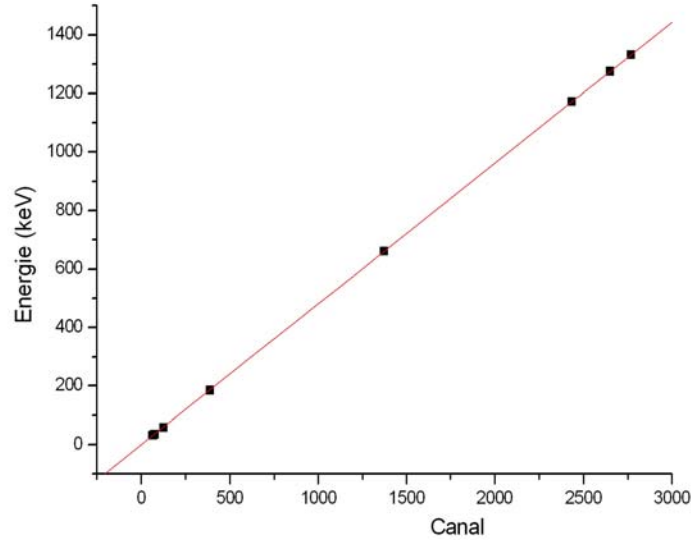


FIG. 4.11 –

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{dét}}{N_{émis}}$$

Avec :

$\varepsilon_{abs}$  : L'efficacité absolue calculée de la source radioactive.

$N_{dét}$  : C'est le nombre des rayonnements détectés.

$N_{émis}$  : C'est le nombre des émis par la source radioactive

Sachant que la distance entre la source radioactive et le détecteur est égale à 6 cm.

Où :

$$N_{émis} = \left( \frac{T_{1/2}}{\ln 2} \right) \cdot \left( A_0 \cdot e^{-t_d \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} \right) \cdot \left( 1 - e^{-t_c \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} \right) \cdot p$$

$t_d$  : Temps de décroissance des la date de fabrication de la source jusqu'au jours de mesure.

$t_c$  : Temps de comptage.

$T_{1/2}$  : Demi vie de l'élément radioactif ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ...etc.)

$P$  : C'est le branchement du rayonnement  $\gamma$  émis.



Le terme  $\left( A_0 \cdot e^{-t_d \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} \right)$  reflète la décroissance radioactive de l'élément radioactif dès la date de fabrication jusqu'au jours de la mesure.

Le terme  $\left( 1 - e^{-t_C \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} \right)$  reflète la décroissance radioactive de l'élément radioactif durant le temps de comptage.

La figure 4.13 et le tableau 4-11 montrent la courbe de l'efficacité et les valeurs obtenus respectivement.

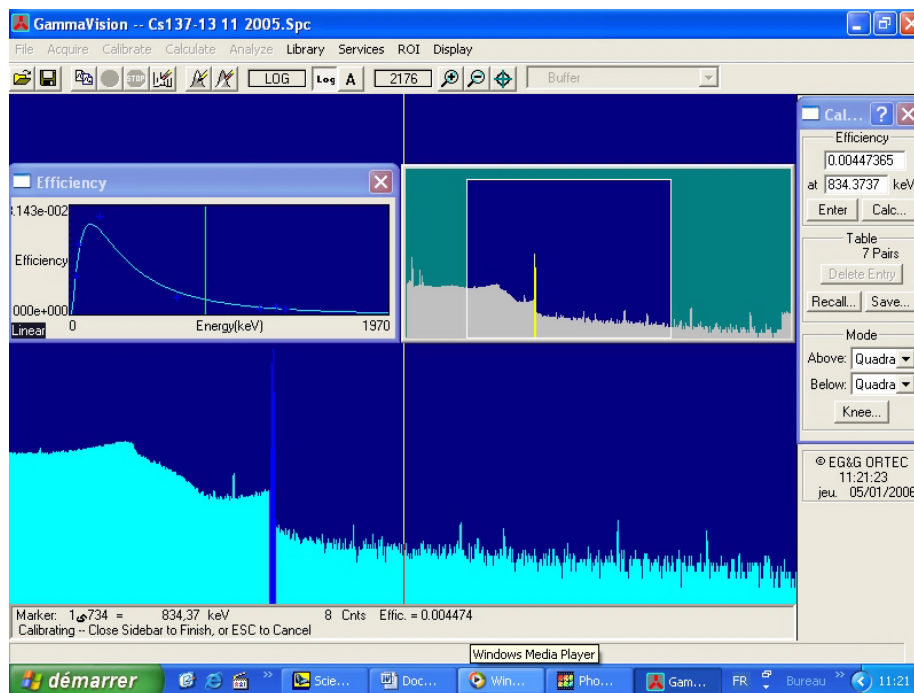


FIG. 4.12 – Spectre de rayonnements gamma avec la courbe de la calibration de l'efficacité

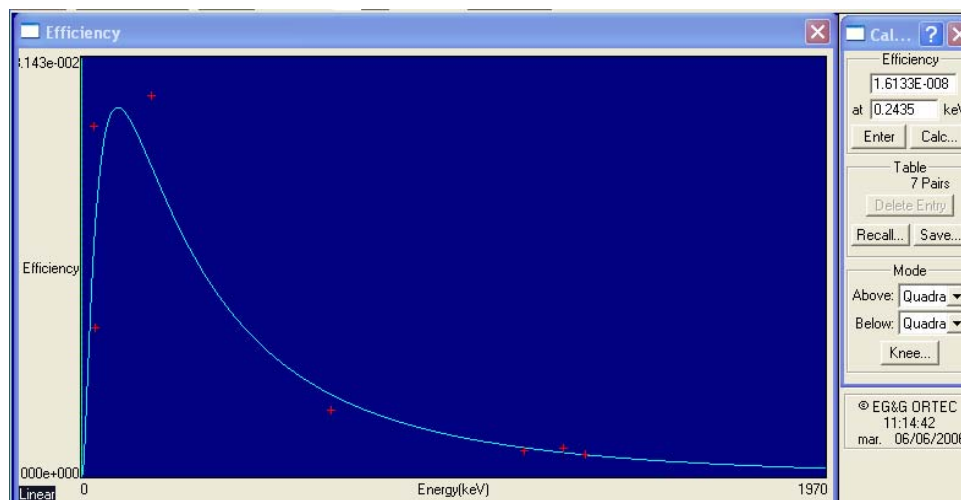


FIG. 4.13 – Courbe d'efficacité du détecteur GeHP a une distance de 6cm entre les sources et le détecteur

E (keV)	Source	$\varepsilon_{abs}$
36.74	$^{137}\text{Cs}$	0.011180675
59.54	$^{241}\text{Am}$	0.020648559
185.99	$^{226}\text{Ra}$	0.028571833
661.62	$^{137}\text{Cs}$	0.005053912
1173.23	$^{60}\text{Co}$	0.002017228
1274.54	$^{22}\text{Na}$	0.002212286
1332.51	$^{60}\text{Co}$	0.001789851

Tableau 4-11

### 4.2.3 Mesure des activités spécifiques des échantillons

Après avoir réglé notre chaîne de mesure et avoir choisi les meilleurs paramètres de la chaîne, nous avons commencé les mesures quantitatives de chaque échantillons.

Le schéma de notre manipulation est illustré par la figure 4.14 :

D'abord, on commence par la mesure du bruit de fond pendant 82800 s (23 heures) et puis pour le même temps de comptage on mesure les échantillons l'un après l'autre à une distance égale à  $d = 6$  cm.

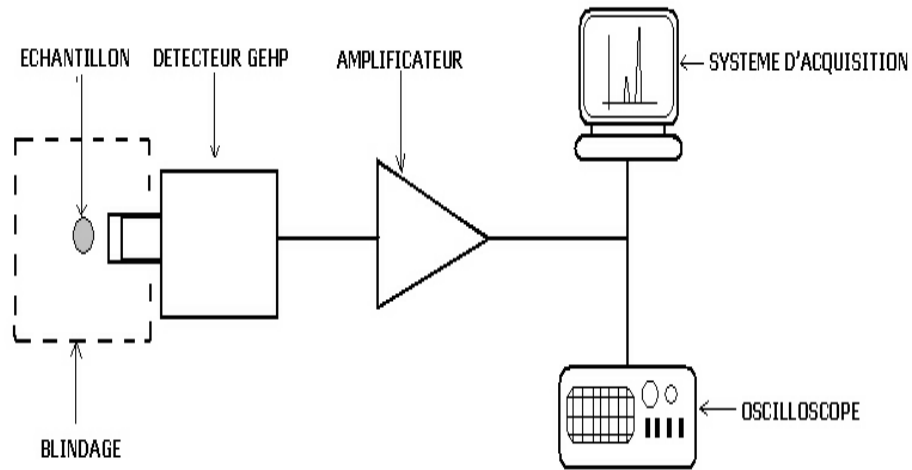


FIG. 4.14 – Schéma de la chaîne de spectrométrie gamma

La figure 4.15 illustre un spectre obtenu par l'un des six échantillons qui est le **FR1**.

Dans le tableau 4-12, nous avons rassemblé les énergies des rayonnements gammas et les radionucléides émetteur, obtenus par l'analyse des spectres obtenus des différents échantillons.

E(k eV)	Eléments	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine
26.6	Cd X-ray	[19]	-	Fluorescence K <sub><math>\beta</math>x</sub>
46.5	<sup>210</sup> Pb	4.05	22.3 y	<sup>238</sup> U series
63.3	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 d	<sup>238</sup> U series
72.8	Pb X-ray	[60]	-	Fluorescence K <sub><math>\alpha</math>2</sub>
75.0	Pb X-ray	[100]	-	Fluorescence K <sub><math>\alpha</math>1</sub>
84.9	Pb X-ray	[35]	-	Fluorescence K <sub><math>\beta</math>1</sub>
87.3	Pb X-ray	[8.5]	-	Fluorescence K <sub><math>\beta</math>2</sub>
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y	<sup>238</sup> U series
209.4	<sup>228</sup> Ac	4.55	6.13 h	<sup>232</sup> Th series
238.6	<sup>212</sup> Pb	43.6	10.6 h	<sup>232</sup> Th series
241.9	<sup>214</sup> Pb	19.2	26.8 min	<sup>238</sup> U series
295.1	<sup>214</sup> Pb	19.2	26.8 min	<sup>238</sup> U series
338.4	<sup>228</sup> Ac	12.4	6.13 h	<sup>232</sup> Th series
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min	<sup>238</sup> U series
511.0	Many	-	-	Annihilation radiation ( $\beta^-$ )
583.1	<sup>208</sup> Tl	86.0	3.1 min	<sup>232</sup> Th series
609.3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min	<sup>238</sup> U series
727.1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h	<sup>232</sup> Th series
768.4	<sup>214</sup> Bi	4.89	19.9 min	<sup>238</sup> U series
794.8	<sup>228</sup> Ac	4.84	6.13 h	<sup>232</sup> Th series
860.5	<sup>208</sup> Tl	12.0	3.1 min	<sup>232</sup> Th series
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series
1120.3	<sup>214</sup> Bi	15.04	19.9 min	<sup>238</sup> U series
1238.1	<sup>214</sup> Bi	5.92	19.9 min	<sup>238</sup> U series
1460.8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28 × 10 <sup>9</sup> y	Primordial
1587.9	<sup>228</sup> Ac	3.71	6.13 h	<sup>232</sup> Th series
1729.6	<sup>214</sup> Bi	3.05	19.9 min	<sup>238</sup> U series
1764.5	<sup>214</sup> Bi	15.9	19.9 min	<sup>238</sup> U series
1847.4	<sup>214</sup> Bi	2.12	19.9 min	<sup>238</sup> U series

Tableau 4-12

Concernant l'analyse quantitative, les activités spécifiques de chaque échan-

tillon ont été calculées en appliquant la formule suivante :

$$A_S = \frac{N_{\text{Net}}}{\left( \varepsilon_{\text{abs}} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S} \right) \cdot P \cdot t_c \cdot m} \quad (4.6)$$

$A_S$  : Activité spécifique de l'échantillon

$P$  : Probabilité d'émission des rayonnements  $\gamma$  (Branchement)

$t_c$  : Temps de comptage, est égale à 82800 s (23 heures)

$\varepsilon_{\text{abs}}$  : Efficacité absolue de notre détecteur

$\Omega_E$  : L'angle solide situé entre l'échantillon et le détecteur

$\Omega_S$  : L'angle solide situé entre la source radioactive et le détecteur

$m$  : Masse de l'échantillon où le tableau 4-13 montre la valeurs de chacun

$N_{\text{Net}}$  : Nombre de coups net (après la soustraction du bruit de fond)

Echantillon	BG8	FR1	BL1	MR1	MR2	MR3
Masse(g)	6.648	14.521	4.303	6.64	6.217	7.439

**Tableau 4-13**

$\left( \varepsilon_{\text{abs}} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S} \right)$  : Représente la correction de l'efficacité de détection

Les deux formules de  $\Omega_E$  et  $\Omega_S$  sont données par les équations 38 et 39 sachant que la distance entre le détecteur et la source ou l'échantillon est égale à 6 cm. Le diamètre du cristal de notre détecteur est égale à 5.01 cm et celui de l'échantillon égale 1.3 cm.

Donc, en appliquant les deux formules de  $\Omega_E$  et  $\Omega_S$  on aura :

$$\Omega_S = 0.48504$$

$$\Omega_E = 0.12733$$

Le terme correctif  $\left( \varepsilon_{\text{abs}} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S} \right)$  de l'efficacité dans l'équation 4.6 est obtenue en appliquant l'équation 4.7

$$N_0 = N \cdot \frac{4\pi}{\Omega_E \cdot \varepsilon_{ip}} \quad (4.7)$$

$\varepsilon_{ip}$  : L'efficacité intrinsèque de détection où

$$\varepsilon_{ip} = \varepsilon_{\text{abs}} \cdot \frac{4\pi}{\Omega_S} \quad (4.8)$$

Dans ce cas, l'équation 4.7 sera

$$\begin{aligned}
N_0 &= N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega_S} \cdot \Omega_E} \\
&= N \cdot \frac{4\pi}{\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}}
\end{aligned}$$

Et donc, la formule de l'activité spécifique sera

$$A_S = \frac{N_{Net}}{\left(\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}\right) \cdot P \cdot t_c \cdot m}$$

### Calcul d'erreurs

Nous avons la formule de l'activité :

$$A_S = \frac{N_{Net}}{\left(\varepsilon_{abs} \cdot \frac{\Omega_E}{\Omega_S}\right) \cdot P \cdot t_c \cdot m}$$

L'incertitude sur cette formule est obtenue par :

$$\Delta A_s = A_s \left[ \frac{\Delta N_{Net}}{N_{Net}} + \frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} + \frac{\Delta \Omega_E}{\Omega_E} + \frac{\Delta \Omega_S}{\Omega_S} + \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta t_c}{t_c} + \frac{\Delta m}{m} \right]$$

Où

$$\Delta P = \Delta t = 0$$

$$\Delta m = 10^{-3}g$$

$\Delta \Omega_E$  est très difficile de calculer à partir de la relation de l'angle solide  $\Omega_E$ , en négligeant ce terme.  $\Delta A_s$  va être :

$$\Delta A_s = A_s \left[ \frac{\Delta N_{Net}}{N_{Net}} + \frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} + \frac{\Delta \Omega_S}{\Omega_S} + \frac{\Delta m}{m} \right]$$

Nous avons

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{N_{emis}} \implies \frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} = \frac{\Delta N_{det}^*}{N_{det}^*} + \frac{\Delta N_{emis}'^*}{N_{emis}'^*}$$

$N_{det}^*$  et  $N_{emis}'^*$  sont les nombres de rayonnements détectés et émis par la source radioactive respectivement, Sachant que :

$$\frac{\Delta N_{emis}'^*}{N_{emis}'^*} = 0$$

Donc

$$\frac{\Delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}} = \frac{\Delta N_{det}^*}{N_{det}^*}$$

Il nous reste que l'incertitude sur  $\Omega_S$ , d'après sa formule, on a :

$$\Omega_S = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (4.9)$$

En appliquant le logarithme népérien sur la relation 4.9, on obtient :

$$\ln \Omega_S = \ln 2\pi + \ln \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (4.10)$$

Posant  $d = x$ , donc on obtient :

$$\ln \Omega_S = \ln 2\pi + \ln \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right) \quad (4.11)$$

En appliquant la différentielle sur cette équation, on aura donc :

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} &= \frac{d \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \\ \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} &= \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \cdot (-1) \cdot \left(\frac{\sqrt{x^2 + a^2} - \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + a^2}}}{(x^2 + a^2)}\right) \cdot dx \\ \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} &= \frac{-1}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \cdot \frac{\left(\frac{x^2 + a^2 - x^2}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)}{(x^2 + a^2)} \cdot dx \\ \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} &= \frac{1}{\left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}}\right)} \cdot \frac{a^2}{\sqrt{x^2 + a^2} \cdot (x^2 + a^2)} \cdot dx \\ \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} &= \frac{\sqrt{x^2 + a^2}}{\sqrt{x^2 + a^2} - x} \cdot \frac{a^2 \cdot dx}{\sqrt{x^2 + a^2} \cdot (x^2 + a^2)} \\ \frac{d\Omega_s}{\Omega_s} &= \frac{a^2}{(\sqrt{x^2 + a^2} - x) \cdot (x^2 + a^2)} \cdot dx \end{aligned}$$

$$\frac{\Delta\Omega_s}{\Omega_s} = \frac{a^2}{(\sqrt{x^2 + a^2} - x) \cdot (x^2 + a^2)} \cdot \Delta x$$

En refait le changement de variable suivant  $x = d$ , on aura donc :

$$\frac{\Delta\Omega_s}{\Omega_s} = \frac{a^2}{(\sqrt{(d^2 + a^2)} - d) \cdot (d^2 + a^2)} \Delta d$$

Sachant que  $\Delta d = 0.1$  cm,  $a = 2.505$  cm et  $d = 6$  cm, donc :

$$\frac{\Delta\Omega_s}{\Omega_s} = 0.02957$$

Les résultats obtenus de l'activité spécifique des éléments dans les différents échantillons sont donnés par les tableaux suivants :

Energie(k eV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> ( Bq/ kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 y	<sup>238</sup> U series	529.11±53.22	1454.66±146.20
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y		1625.05±110.35	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min		873.03±43.31	
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min		1336.81±67.01	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series	976.54±70.01	704.38±104.01
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h		881.82±76.52	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1 min		92.22±7.82	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	12463.07±756.80	12463.07±756.80

**Tableau 4-14 : Echantillon BG8**

Energie(k eV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> ( Bq/ kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 y	<sup>238</sup> U series	348.69±32.06	544.58±58.06
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y		477.99±38.08	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min		368.68±18.78	
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min		438.36±23.24	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series	420.18±28.96	317.83±47.515
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h		475.21±37.60	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1 min		21.03±2.22	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	5173.24±292.62	5173.24±292.62

**Tableau 4-15 : Echantillon FR1**



Energie(k eV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> ( Bq/ kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 y	<sup>238</sup> U series	922.22±81.12	1096.44±123.94
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y		361.13±48.76	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min		829.06±46.00	
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min		1176.91±65.48	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series	1695.90±110.88	1180.45±151.94
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h		1174.45±102.46	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1 min		242.91±17.11	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	11179.95±704.84	11179.95±704.84

Tableau 4-16 : Echantillon BL1

Energie(k eV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> ( Bq/ kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 y	<sup>238</sup> U series	186.63÷15.31	450.51±49.43
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y		111.81±20.37	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min		425.27±25.01	
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min		645.83±37.46	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series	640.269±49.03	394.94±66.978
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h		424.796±45.39	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1 min		43.361±4.66	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	8096.01±496.59	8096.01±496.59

Tableau 4-17 : Echantillon MR1

Energie(k eV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> ( Bq/ kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 y	<sup>238</sup> U series	272.800±22.65	1352.74±163.26
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y		2266.24±146.64	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min		695.74±37.02	
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min		1096.23±57.16	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series	879.21±62.46	794.71±112.09
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h		1201.76±92.66	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1 min		109.74±8.81	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	8646.86±530.39	8646.86±530.39

Tableau 4-18 : Echantillon MR2

Energie(k eV)	Elément	P(%)	T <sub>1/2</sub>	Origine	A <sub>S</sub> ( Bq/ kg)	Moyenne
92.8	<sup>234</sup> Th	3.9	24.1 y	<sup>238</sup> U series	97.39±6.22	488.70±82.54
186.0	<sup>226</sup> Ra	3.28	1600 y		1030.54±79.51	
351.9	<sup>214</sup> Pb	37.1	26.8 min		36.32±4.49	
609,3	<sup>214</sup> Bi	46.1	19.9 min		301.85±20.77	
911.2	<sup>228</sup> Ac	29	6.13 h	<sup>232</sup> Th series	77.88±12.20	68.87±22.70
727,1	<sup>212</sup> Bi	6.65	1.01 h		110.59±19.08	
583.1	<sup>208</sup> Tl	86	3.1 min		6.57±1.44	
1460,8	<sup>40</sup> K	10.67	1.28×10 <sup>9</sup> y	Primordial	4434.24±310.79	4434.24±310.79

Tableau 4-19 : Echantillon MR3

### Analyse et discussion

D'après l'analyse qualitative de tous les spectres obtenus pour les six échantillons, on a constaté la présence des mêmes éléments radioactifs dans tous les spectres et qui appartiennent aux deux familles radioactives <sup>238</sup>U (<sup>234</sup>Th, <sup>226</sup>Ra, <sup>214</sup>Pb et <sup>214</sup>Bi), <sup>232</sup>Th (<sup>228</sup>Ac, <sup>212</sup>Bi et <sup>208</sup>Tl) avec la forte présence de l'élément primordial <sup>40</sup>K.

On a aussi constaté l'absence des radionucléides de la famille radioactive <sup>235</sup>U, ainsi que tous les radioéléments naturels d'origine cosmique comme le <sup>7</sup>Be, <sup>22</sup>Na etc. Cette absence peut être expliquée par leurs faibles concentrations dans les échantillons et leurs faibles demi-vies. Leurs gammas n'arrivent pas à émerger du bruit de fond, parce que notre blindage n'était pas suffisant.

C'est le même cas pour les radioéléments d'origine artificielle, où nous n'avons trouvé aucune trace de leurs pics dans les spectres, ce qui explique la non contamination des sites de prélèvement d'échantillons par des radionucléides d'origine artificielle comme le <sup>137</sup>Cs par exemple.

Concernant l'analyse quantitative, nous avons trouvé des valeurs différentes d'un échantillon à un autre. Globalement, elles ont été pour le radioélément <sup>40</sup>K, 4434-12463 Bq/kg, pour la famille <sup>232</sup>Th, 65-1038 Bq/kg et celle de <sup>238</sup>U, 396-1353 Bq/kg

Avant de commencer l'analyse de chaque échantillon individuellement nous donnons quelques ordres de grandeurs concernant les activités spécifiques des familles radioactives <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th et <sup>40</sup>K fournis par les deux références suivantes :

- D'après le Prof. Dr. Hansruedi Völkle (Swiss Federal Office of Public Health) [30] et [31], les activités "normales" du sol sont pour le  $^{40}\text{K}$  : 100 à 700 Bq/kg, pour la famille  $^{238}\text{U}$  et la famille  $^{232}\text{Th}$  entre 20 et 50 Bq/kg. Ces valeurs vous donnent une indication quand à la limite de détection nécessaire. Des valeurs qui sont entre 5 et 10 fois supérieures à 500 (pour le  $^{40}\text{K}$ ) ou 50 (pour l' $^{238}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$ ) sont considérées élevées.

- Des mesures ont été fait à la région de Um-Greifat en Egypte par spectrométrie gamma sur des éléments du sol ont donné les valeurs indiquées par le tableau 4-20 [21].

Ces spécifiques ont été classées en trois catégorés, hautes, moyenne et faible activités spécifiques.

Hight activity concentration ( Bq/ kg)	
$^{238}\text{U}$	1857.4-4062.16
$^{232}\text{Th}$	29.33-151.27
Medium activity concentration ( Bq/ kg)	
$^{238}\text{U}$	412.66-600.00
$^{232}\text{Th}$	15.70-20.51
Low activity concentration ( Bq/ kg)	
$^{238}\text{U}$	18.13-132.36
$^{232}\text{Th}$	0.87-13.13

**Tableau 4-20**

Nous avons trouvé des activités spécifiques plus ou moins importantes d'un échantillon à un autre.

Pour la famille  $^{238}\text{U}$ , l'activité spécifique des deux échantillons BG8 et BL1 est élevée, qui peuvent être classés parmi les éléments de hautes activités. Par contre celle de l'échantillon FR1, on a trouvé une activité spécifique faible par rapport au deux échantillons précédents.

En comparant entre les deux échantillons MR1 et MR2, qui sont prélevés du même site mais le premier représente la roche mère et le deuxième représente la roche altérée, l'activité spécifique du MR2 est deux fois plus grande que celle du MR1. Ceci peut s'expliquer par l'effet de l'altération, qui fait disparaître les éléments légers de la roche, et donc la concentration des éléments lourds (ceux des de la famille radioactive) devient importante. Pour l'échantillon MR3, nous

avons constaté une activité spécifique de la famille  $^{238}\text{U}$  très proche de celle du MR1.

Pour la famille  $^{232}\text{Th}$ , nous avons constaté une activité spécifique très importante dans l'échantillon BL1 (minerai de Phosphate), elle est plus grande que le BG8 d'un facteur 1.6 et d'un facteur 3.7 du FR1, ce qui montre la richesse du minerai du Phosphate en famille radioactive  $^{232}\text{Th}$ .

L'activité spécifique du MR2 est supérieure à celle du MR1 d'un facteur 2, nous pensons que c'est à cause de l'effet de l'altération.

Pour l'échantillon MR3, son activité spécifique était faible devant les autres.

Concernant le  $^{40}\text{K}$ , nous avons trouvé des activités spécifiques grandes dans les deux échantillons BG8 et BL1 (12463.07 et 11179.23 Bq/kg respectivement), et qui sont deux fois supérieurs à celle du FR1. Pour les deux échantillons MR1 et MR2, les activités spécifiques sont proches. Mais, celle de MR2 est toujours supérieure à celle du MR1 à cause l'altération de la roche.

En comparant entre le MR3 avec le MR1 et MR2, on trouve que l'activité spécifique du MR1 représente la moitié des deux échantillon précédents.

Nous savons que nous ne pouvons pas comparer directement nos résultats à des résultats obtenus par d'autres travaux sur d'autres sites. L'activité spécifique change en fonction du site et de la composition du sol.

Il faut remarquer que les éléments radioactifs naturels sont présent avec une forte concentration dans les minerais comme ceux de phosphate (Voir le premier chapitre). C'est le cas de nos échantillons.

C'est l'une des raisons principales qui explique une valeur moyennement élevée des activités spécifiques de nos échantillons si on les compare à d'autres échantillons prélevés de la surface du sol.

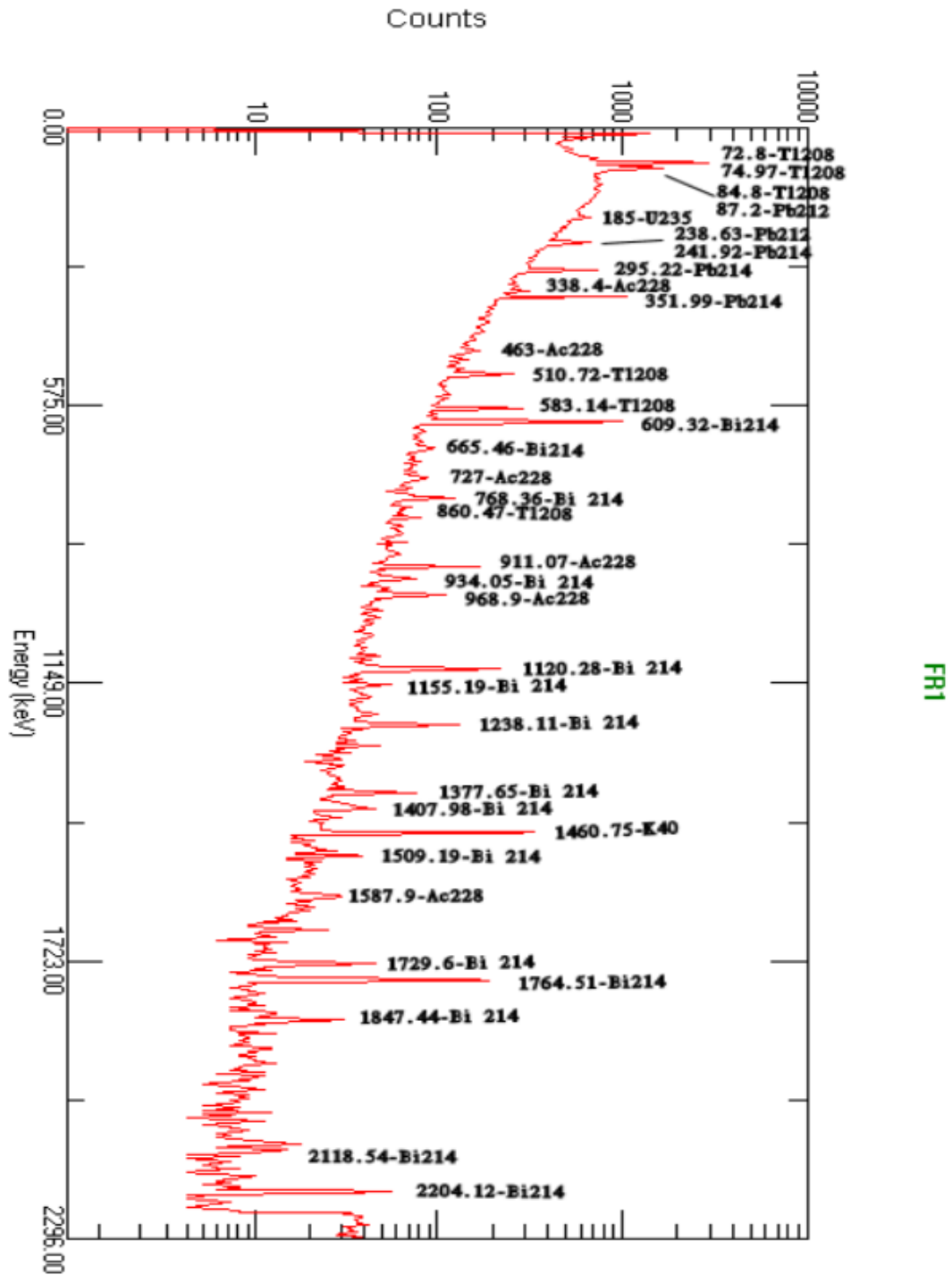


FIG. 4.15 – Spectre de rayonnement gamma obtenu de l'un des échantillons

## Conclusion

Ce travail a pour but de déterminer qualitativement et quantitativement la radioactivité de l'environnement et particulièrement celle d'origine naturelle. Nous avons utilisé pour cela, une technique très efficace qui est la spectrométrie gamma. Cette dernière est considérée comme étant une technique très puissante pour déterminer l'activité spécifique de chaque radionucléide naturel ou artificiel.

Afin d'effectuer les mesures concernant les activités spécifiques des échantillons, nous avons tout d'abord réalisé un ensemble de mesure pour déterminer les différentes caractéristiques de notre chaîne de mesure, il s'agit : du temps mort, la résolution en énergie et la linéarité intégrale et différentielle. Les résultats de ces mesures ont montrés que le temps mort et la résolution en énergie dépendent fortement du gain de conversion de la carte et du temps de mise en forme de l'amplificateur.

Par contre, on a trouvé que le temps de comptage n'a aucun effet sur le temps mort de la chaîne de mesure tant que la source radioactive est toujours la même. Nous avons trouvé aussi que la contribution de l'électronique associée dans la résolution en énergie totale était estimée à 33.33%, par contre cette électronique ne contribue que pour 6.67% du temps mort total. La chaîne de mesure possède une très bonne linéarité intégrale et différentielle.

Concernant les mesures de la radioactivité des six échantillons prélevés de l'Est de l'Algérie, nous avons constaté la présence, dans tous les spectres, les éléments des deux familles radioactives  $^{238}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$ , ainsi que l'élément primordial  $^{40}\text{K}$ . Nous pensons que l'absence des éléments de la famille  $^{235}\text{U}$  et les autres d'origine cosmique est dû à leurs faibles concentrations.

La mesure de l'activité spécifique moyenne de la famille  $^{238}\text{U}$  a été faite à partir des éléments :  $^{234}\text{Th}$  (63.3 keV),  $^{226}\text{Ra}$  (186.03 keV),  $^{214}\text{Pb}$  (351.9 keV) et  $^{214}\text{Bi}$  (609.3 keV), où on a trouvé que l'activité pour les six échantillons était comprise entre 396 et 1353 Bq/kg. Pour celle de la famille  $^{232}\text{Th}$ , l'activité spécifique moyenne a été mesurée des éléments :  $^{208}\text{Tl}$  (583.14 keV),  $^{212}\text{Bi}$  (727.1 keV) et  $^{228}\text{Ac}$  (911.2 keV) keV. L'activité spécifique moyenne obtenue pour cette famille donne des valeurs comprises entre 65 et 1038 Bq/kg.

Pour le  $^{40}\text{K}$ , on a constaté une activité spécifique dans tous les échantillons entre 4434 et 12463 Bq/kg.

Parmi nos perspectives, se trouve l'élargissement de ce travail à d'autres régions de l'Algérie, afin de créer une base de données qui rassemble toutes

les informations des radionucléides, naturels ou artificiels, qui se trouvent dans chaque région avec leurs concentrations.

# Bibliographie

- [1] BOUÉ Paul, Les accidents nucléaires en U.R.S.S, Encyclopædia Universalis Version 10, 2003.
- [2] BOURGEOIS Christian, interaction particules-matière; Théorie, Techniques de l'ingénieur AF3530.
- [3] BOURGEOIS Christian, interaction particules-matière; détecteur, Techniques de l'ingénieur AF3531.
- [4] BRIÈRE.M, B.JOUVE, R.PAULIN, mesures en radioactivité, Edition Hermann 1970.
- [5] BROCKER Bernard , Atlas de la physique atomique et nucléaire, Edition 2001 La pochothèque.
- [6] CERNY Joseph, nuclear spectroscopy and reaction-part A, Edition Academic press 1974.
- [7] CHEVALIER Pierre, détection et mesure des rayonnements nucléaires, Techniques de l'ingénieurs P2550.
- [8] CHOPPIN G.R.& RYDBERG J, Nuclear chemistry-Theory and applications, pergamon press1980.
- [9] COGNÉ François-Xavier, TCHERNOBYL (Centrale et accident nucléaire), Encyclopædia Universalis Version 10, 2003.
- [10] DAUTRAY Robert, Armement nucléaire - repères chronologiques, Encyclopædia Universalis Version 10, 2003.
- [11] FOULQUIER Luc, Radioécologie-Originé des radioéléments, Techniques de l'ingénieur BN3908, 2002.
- [12] GEOFFRAY.G, principals of nuclear radiation detection, Edition ANN ARBOR SCIENCE 1979.



- 
- [13] GILMORE Gordon, practical gamma ray spectrometry, Edition J Wiley 1995.
- [14] HAMDOUNI Yamen, Mise au point d'une chaîne de spectroscopie gamma avec un détecteur GeHP, Thèse de magister Univ mentouri-Constantine 2004.
- [15] HUSTACHE OTTINI.S, L'interaction rayonnement-matière et les grandes familles de détecteurs, Ecole Joliot-Curie,2001.
- [16] KAIM Samra, Détermination des caractéristiques du détecteur par spectroscopie gamma, Thèse magister Univ mentouri-Constantine 2003.
- [17] KNOLL.G. F, Radiation detection and measurement, Second edition, John Wiley&Sons, 1989.
- [18] LEERS Yves, TOKAI-MURA (Accident nucléaire de), 30 septembre 1999, Encyclopædia Universalis Version 10, 2003.
- [19] METIVIER Henri, Sources d'irradiation par les rayonnements ionisants, Techniques de l'ingénieur BN3900, 1998.
- [20] Model 659 5-kV Detector Bias Supply, Operating and Service Manual, PerkinElmer instrument, ORTEC.
- [21] NADA.A, Evaluation of natural radionuclides at UM-Greifat area, eastern desert of Egypt, Applied Radiation and Isotopes 58 (2003) 275-280
- [22] NOURREDDINE.A, Radioprotection & Dosimétrie, 2004-2005
- [23] EG & G ORTEC, Experiments in nuclear science AN 34 laboratory manual, third edition 1984.
- [24] Oscilloscopes à phosphore numérique, série TDS3000, Manuel de l'utilisateur, Tektronix.
- [25] PFENNIG.G, Tableau des Nuclides, Institut de Radiochimie , 1995
- [26] Kovar Petr, Dryak Pavel, Applied Radiation and Isotopes 60 (2004) 203-206
- [27] REVEL Gilles, Méthodes d'analyses radiochimiques et isotopiques, Techniques de l'ingénieur P2595.
- [28] Solid-State Photon Detector, Operators Manual, EG&G ORTEC.
- [29] TRUMP-8K/2K Multichannel Buffer, Hardware Manual, PerkinElmer instruments.

- [30] Völkle.H, Radioactivité de l'environnement et doses de rayonnement en suisse pour 2002 : vue d'ensemble, OFSP, 2002
- [31] Völkle.H, M. Jungck, Radioactivité du sol et de l'herbe, OFSP, 2002
- [32] VUILLEZ.JP, Radioactivité, interactions des Rayonnements avec la matière, dosimétrie, Radiobiologie, radioprotection, Université Joseph Fourier.
- [33] [http ://www.bag.admin.ch/strahlen/ionisant/f/index.php](http://www.bag.admin.ch/strahlen/ionisant/f/index.php).