

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR & DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MOHAMED SEDDIK BEN YAHIA, JIJEL
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES ET INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE



POLYCOPIE DE COURS
MATIÈRE: INSTRUMENTATION

Nabil OUNOUGHI (2014/2015)

Plan de cours

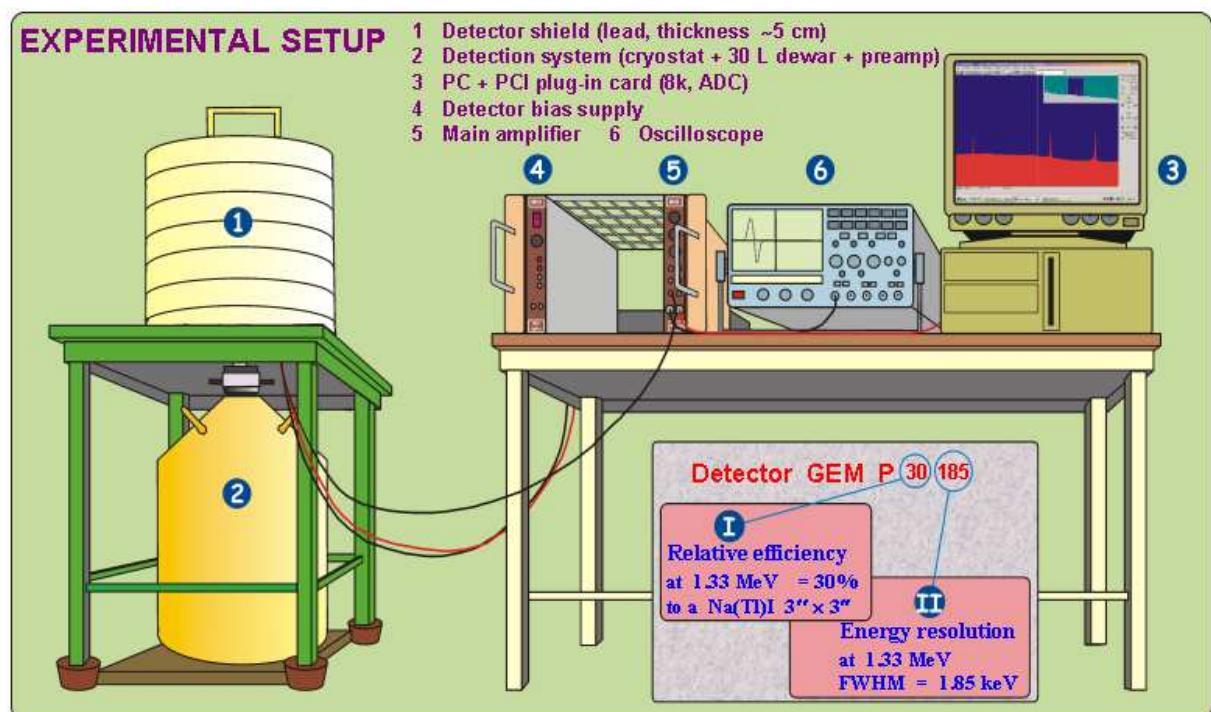
Chap. I : Généralités sur les rayonnements

Chap. II : Caractéristiques générales des détecteurs de rayonnement

Chap. III : Détecteurs à gaz

Chap. IV :Détecteurs à semi-conducteur

Chap. V : Détecteurs à scintillation



Chap. I : Généralités sur les rayonnements

Objectif :

- Définir un rayonnement et leurs origines.
- Les rayonnements ionisant ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière.
- Ils cèdent leur énergie en totalité ou en partie au milieu qu'ils traversent.
- La matière traversée subit des modifications dues au passage des radiations.
- Des grandeurs sont utilisées pour caractériser un rayonnement et leurs effets sur la matière

Chap. I : Généralités sur les rayonnements

Introduction

Un rayonnement est défini comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, vide ou matériel. Cette énergie, qui est dite « énergie rayonnée » ou « énergie radiante », se trouve sous la forme soit d'ondes électromagnétiques (photon), soit de particules massives (rayonnement corpusculaire).

I. Classification des rayonnements

a) Les rayonnements ionisants

Ce sont les rayonnements dont l'énergie est suffisante pour arracher un électron aux atomes du milieu absorbant et les transformer en ions positifs. L'atome le plus facilement à être ionisé est le potassium, avec une énergie d'ionisation de 4,3 eV. L'énergie de liaison des électrons les moins liés des atomes de la matière vivante (H, C, N, O) est 12,4 eV.

Les rayonnements peuvent être, selon leur nature, directement ou indirectement ionisants :

➤ *Les rayonnements directement ionisants :*

Ce sont des particules chargées qui délivrent leur énergie directement à la matière, par le jeu des forces coulombiennes. Les transferts d'énergie dépendent des particules et de leur énergie, on distingue les particules chargées lourdes (proton, deuton, alpha, ions lourds) et les particules légères (électrons).

➤ *Les rayonnements indirectement ionisants*, électriquement neutres, sont susceptibles de transférer une fraction ou la totalité de leur énergie en une seule interaction à des particules chargées. Ce sont ensuite ces particules secondaires qui ionisent le milieu. Dans ce cas, l'ionisation se fait en deux étapes. Les rayonnements électromagnétiques (X et γ) et les neutrons entrent dans cette catégorie.

b) Les rayonnements non ionisants

Ce sont des rayonnements qui n'ayant pas une énergie suffisante pour ioniser les atomes comme les électromagnétiques (onde radio, Ultra-violet ...).

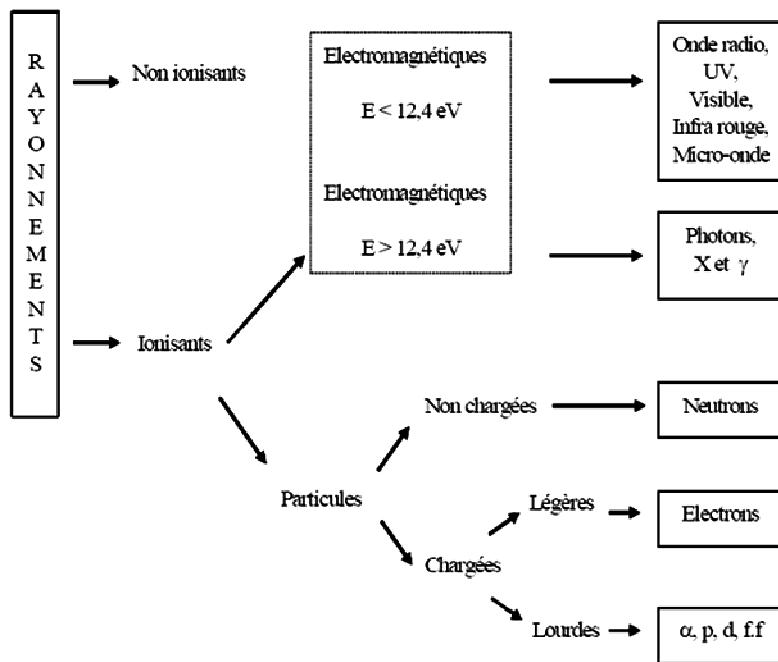


Figure (I.1) : classification des rayonnements

II. Sources de rayonnements

En générale une source de rayonnement est un milieu, objet ou un appareil qui peut transformer de l'énergie sous une forme quelconque en énergie radiante (rayonnement).

- Une lampe transforme de l'énergie électrique en énergie radiante (lumière)
- Une substance radioactive transforme l'énergie nucléaire en énergie radiante (rayonnement radioactive)

1. Rayonnement électromagnétique

Une onde électromagnétique correspondant à la propagation d'un champ magnétique et d'un champ électrique (l'un étant perpendiculaire à l'autre) en ligne droite à partir d'une source. Le rayonnement électromagnétique trouve son origine :

- Lors d'une transition électronique entre deux états d'énergie d'une molécule ou d'un atome.
- Lors de la transition d'un nucléon entre les états d'énergie du noyau (γ)
- Lors du freinage d'une particule chargé dans la matière

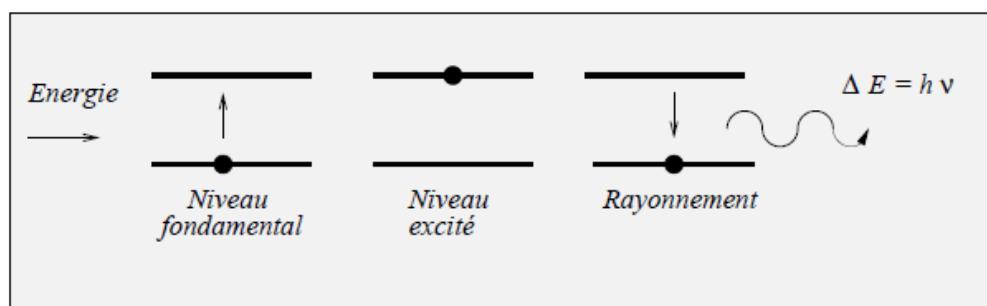


Figure (I.2) Principe de l'émission d'un photon lors d'une transition entre 2 niveaux énergétiques

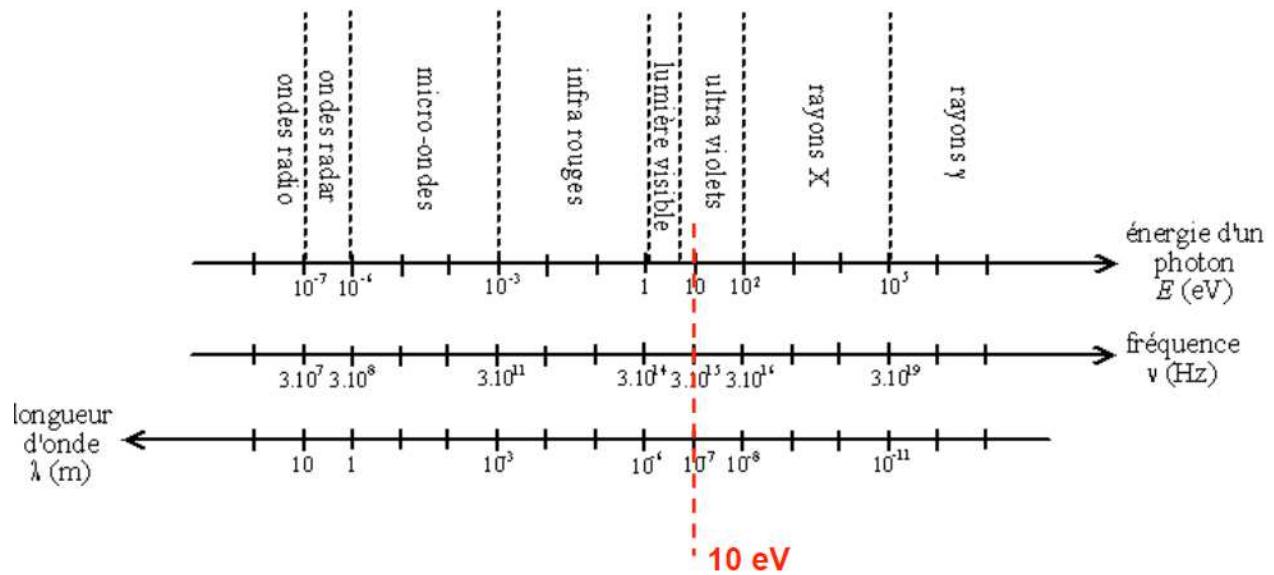


Figure (I.2) Spectre des ondes électromagnétiques

2. Rayonnement corpusculaire

Ce sont des rayonnements formés par des particules massives comme électron, proton, ions...etc. Des faisceaux de ces rayonnements peuvent être produits par :

- Substances radioactives
- Accélérateur de particules
- Réacteurs nucléaires...etc.

III. Interaction des rayonnements avec la matière

Suivant sa nature, son énergie et la nature du milieu traversé, divers processus se manifestent. On est alors concerné par le devenir du faisceau de rayonnement utilisé (absorption, diffusion, ralentissement, etc.) et par ses conséquences directes (ionisation, excitations, création de défauts, production d'espèces chimiques, etc.). Ceci est indispensable, en particulier parce qu'une bonne connaissance du devenir d'un faisceau conduit aux méthodes de détection et à la compréhension des effets radio-induit.

III.1 Section efficace d'interaction

La section efficace (aire équivalente) d'interaction (σ) caractérise la probabilité que se produise une interaction d'un type déterminé entre une particule incidente et une particule cible. Elle dépend de l'énergie de la particule incidente et de la nature de la particule cible. La section efficace est proportionnelle au taux d'interaction.

L'unité utilisée est le barn (10^{-24}cm^2).

S'il y a plusieurs types d'interaction élémentaire alors la section efficace totale (microscopique) s'écrit σ_{tot} :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_i \sigma_i \quad (\text{I.1})$$

Où : σ_i est la section efficace de l'interaction de type i.

La section efficace macroscopique σ_{ma} (unité cm^{-1}) caractérise l'interaction d'un nombre de particules et un système de particule cible.

$$\sigma_{\text{ma}} = N_a \sigma \quad (\text{I.2})$$

N_a est le nombre de particule du système par cm^3 .

$$\sigma_{\text{ma}}(\text{tot}) = \sum_i \sigma_{\text{ma}}(i) \quad (\text{I.3})$$

Où $\sigma_{\text{ma}}(i)$ est la section efficace macroscopique de l'interaction type i.

Si le système de particule cible est un mélange de particules différentes, alors la section efficace d'une interaction est :

$$\sigma_{\text{ma}} = \sum_i f_i \sigma_{\text{ma}}(i) \quad (\text{I.4})$$

III.2 Interaction photon – matière

A. Interaction élémentaire

Lorsqu'on étudie comment un photon incident interagit avec la matière, plusieurs cas sont possibles :

Interaction photon-électron (le plus souvent) :

- le photon transmet toute son énergie à un électron et disparaît : effet photo-électrique
- le photon transmet une partie de son énergie et est diffusé : effet-Compton
- le photon est dévié, sans perte d'énergie, par un électron : diffusion Thomson-Rayleigh
- le photon n'interagit pas avec la matière : il est transmis sans aucune perte d'énergie

Interactions photon-noyau (rarement) :

- matérialisation
- réaction photo-nucléaire

1. La diffusion Rayleigh

C'est la diffusion élastique du photon incident sans transmission d'énergie au milieu traversé. Elle peut se concevoir comme le rebondissement d'un photon de très faible énergie $h\nu = 10 \text{ à } 100 \text{ eV}$ ($12.3 < \lambda < 123 \text{ nm}$) sur un électron très lié à l'atome rencontré.

Il permet d'expliquer la couleur du ciel, dispersion de la lumière

2. L'effet photoélectrique

Lorsqu'un photon entre en collision avec les électrons des couches internes d'un atome, on parle d'*effet photoélectrique*. Dans ce cas, la totalité de l'énergie du photon incident est absorbée par l'atome. Cette énergie est transférée à un électron qui est éjecté de sa couche électronique (énergie de liaison) et emporte l'excédent d'énergie sous forme d'énergie cinétique.

L'effet photoélectrique ne peut avoir lieu que si l'énergie du photon incident $h\nu$ est plus grande que l'énergie de liaison de l'électron E_l . L'énergie cinétique du photoélectron E_{cin} est finalement absorbée par le milieu.

$$E_{\text{cin}} = h\nu - E_l$$

L'atome se retrouve sous forme ionisé, et cette ionisation (primaire) est suivie d'une réorganisation en cascade du cortège électronique de l'atome (pour combler la lacune sur la couche dont a été expulsé l'électron) : il en résulte l'émission d'un autre photon (rayon : de Fluorescence) ou l'expulsion d'un électron d'une couche encore plus périphérique : l'électron- Auger.

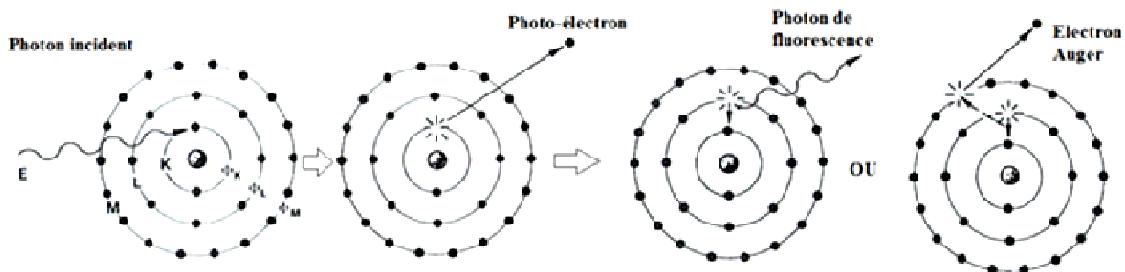


Figure (I.3) : Principe de l'absorption photoélectrique

3. La diffusion Compton.

On parle d'*effet Compton* lorsqu'un photon est diffusé par un électron d'une couche externe de l'atome (électron quasi-libre) auquel il cède une partie de son énergie. Pour des photons de faible énergie ($< 0,5 \text{ MeV}$), la majeure partie de l'énergie est emportée par le photon (diffusion); pour les photons d'énergie plus élevée ($> 2 \text{ MeV}$), c'est au contraire l'électron Compton qui emporte la plus grande partie de l'énergie (absorption).

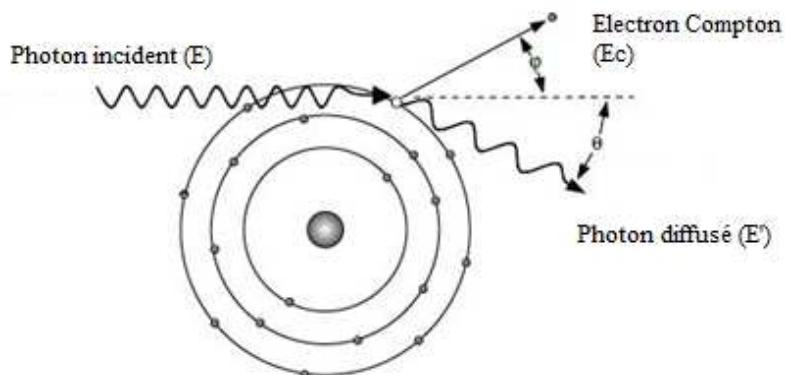


Figure (I.4) : Principe de la diffusion Compton

L'énergie du photon diffusé est donnée par :

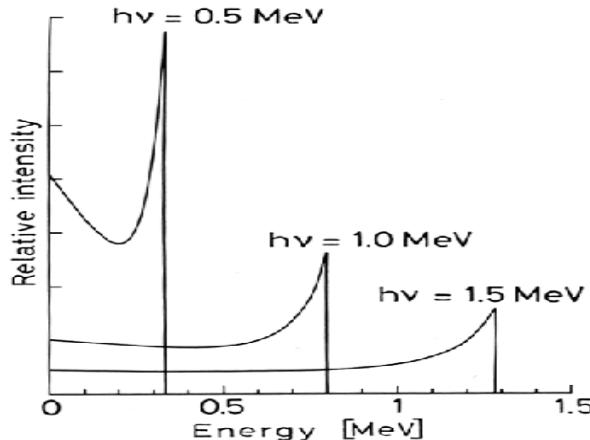
$$E' = \frac{E}{1+\varepsilon(1-\cos\theta)} \quad (I-5)$$

L'énergie de l'électron Compton est donnée par :

$$E_c = E \frac{2\varepsilon}{1-2\varepsilon+(1+\varepsilon)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi} \quad (I-6)$$

La relation entre les angles de diffusion est donnée par :

$$\operatorname{cotg} \varphi = (1 + \varepsilon) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \quad (I-7)$$



Figure(I.5) : Distribution en énergie des électrons de recul après diffusion Compton. Les "pics" sont appelés Compton edge

4. La production de paires d'électrons (effet de matérialisation).

Dans le champ électrique intense qui règne au voisinage du noyau, le photon peut se matérialiser sous forme d'un électron et d'un positon. Une énergie de $2 \times 0,51$ MeV, correspondant à leurs masses, est dépensée pour créer l'électron et le positon. L'excédent d'énergie se répartit, sous forme d'énergie cinétique, entre les deux particules. L'électron et le positon sont ensuite ralentis dans la matière par suite de collisions. Lorsqu'il est suffisamment lent, le positon rencontre un électron du milieu et les deux particules s'annihilent en émettant deux photons de 0,51 MeV.

5. Les réactions photo-nucléaires

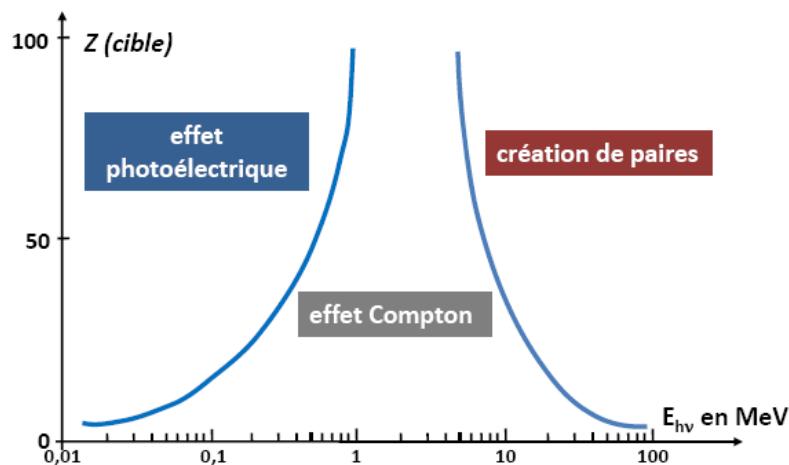
Elles mettent en jeu des énergies de photon importantes. Ce sont des réactions du type (γ, n) (γ, p) ou de photofissions qui nécessitent l'arrachement d'un nucléon ou la transmission à un gros noyau d'une énergie d'excitation telle qu'il se scinde en deux fragments.

B. Interaction globale

Pour des photons traversant un milieu donné, tout les effets peuvent se produire, mais avec une probabilité différente selon l'énergie des photons et la nature du milieu.

Schématiquement, l'effet photoélectrique est nettement prépondérant pour des photons γ de faible énergie et la création de paires est l'effet principal pour les photons de haute énergie. L'effet Compton se produit principalement dans le domaine d'énergie intermédiaire.

Les limites entre ces domaines énergétiques dépendent de la matière traversée



Figure(I.6): Domaine de prédominance en fonction de $Z(\text{cible})$ et de E ($h\nu$ incident).

La section efficace d'interaction sera écrit :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ph}} + \sigma_c + \sigma_R + \sigma_M \quad (\text{I.8})$$

$\sigma_{\text{ph}}, \sigma_c$ et σ_R, σ_M sont respectivement les sections efficaces d'interaction photoélectrique, Compton, Rayleigh et de matérialisation.

L'atténuation d'un faisceau de photons à travers d'une cible mince d'épaisseur d résulte de la totalité des interactions intervenues dans le matériaux. Si n est le nombre d'atomes par m^3 contenue dans cette cible et N_0 le nombre de photons initialement présent dans le faisceau monoénergétique, le nombre N de particule restant à la sortie de la cible mince est :

$$N = N_0 e^{-\mu \cdot d} \quad \text{Avec} \quad \mu = n \sigma_{\text{tot}} \quad (\text{I.16})$$

Il a donc la dimension de l'inverse d'une longueur et dépend de l'énergie E des photons incidents ainsi que de la nature du matériau.

Pour s'affranchir de la dépendance de ce coefficient avec l'état physique du matériau, le coefficient massique d'atténuation total (μ/ρ), qui aura la dimension (cm^2/g), est préférentiellement utilisé :

$$N = N_0 e^{-(\frac{\mu}{\rho}) \cdot \rho \cdot d} \quad (\text{I.9})$$

ρ est la masse volumique du matériau.

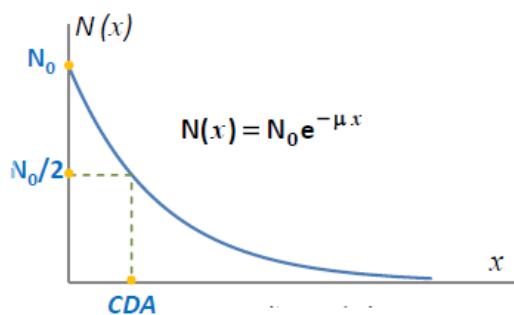
Lorsque le milieu cible est constitué d'un mélange de composé élémentaires, les coefficients d'atténuation massique (total, de transfert ou d'absorption d'énergie) se définissent à partir de la fraction de chaque élément dans le mélange.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{mélange} = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad \text{avec } w_i = \frac{m_i}{M} \quad (\text{I-10})$$

Où m_i est la masse de l'élément et M la masse totale du mélange.

On définit la couche demi-atténuation ou bien CDA comme l'épaisseur nécessaire pour atténuer la moitié du faisceau de photons incident.

$$\text{CDA} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (1.11)$$



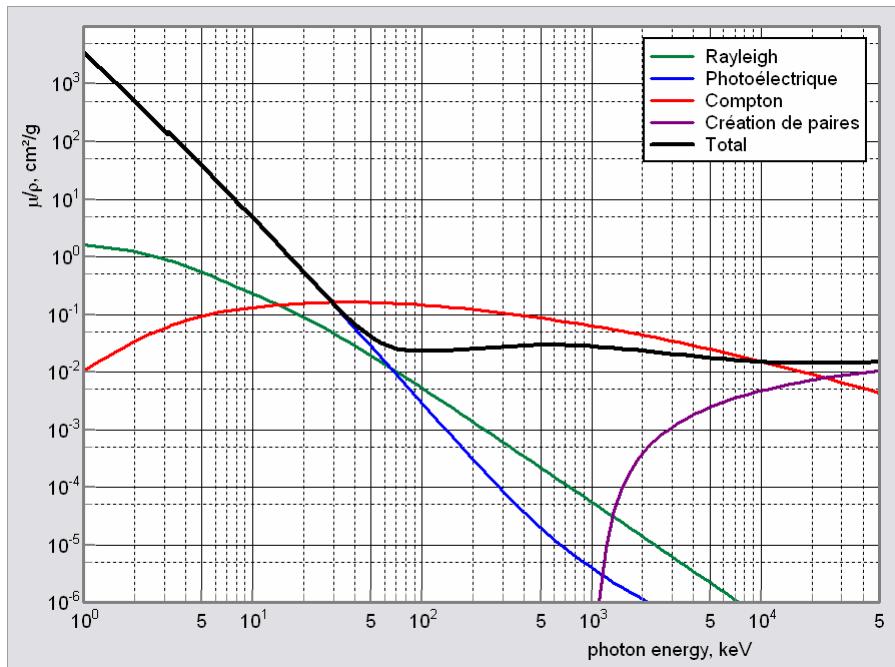


Figure (I.7) : coefficient d'atténuation massique (μ/ρ) dans l'air en fonction de l'énergie du photon

III.3 Interaction particules chargées – matière

Lors de leur passage dans la matière, les particules chargées perdent leur énergie par collisions inélastiques et élastiques avec les électrons et les noyaux atomiques du milieu ralentisseur. La perte d'énergie totale est caractérisée par le Transfert Linéique d'Energie (TEL). Il est la somme des deux contributions : (TEL) électronique et nucléaire.

$$TEL = \left(\frac{dE}{dX} \right) = \left(\frac{dE}{dX} \right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (I.12)$$

1. Transfert linéique d'énergie électronique

Il représente la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire des particules incidentes consécutivement à leurs chocs avec les électrons. Son expression en mécanique relativiste, est donnée par la formule de Bethe-Bloch:

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{col} = NZ \frac{z^2 e^4}{8\pi \epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (I.13)$$

- N: nombre des noyaux cibles par unité de volume de numéro atomique Z,

-
- z et β sont respectivement la charge et la vitesse réduite du projectile, m_0 et e : masse au repos et charge de l'électron,
 - ϵ_0 : permittivité du vide
 - m_e et e : masse au repos et charge de l'électron,
 - T_{\max} : énergie cinétique maximale transférée à un électron libre,
 - δ : correction due à l'effet de densité,
 - I : la valeur moyenne du potentiel tenant compte de l'ionisation et de l'excitation des atomes ralentisseurs. Il est donné par la formule semi empirique (en eV) :

$$I = 9,1Z(1 + 1.9Z^{\frac{2}{3}}) \quad (I.14)$$

2. Transfert linéique d'énergie nucléaire

Lorsque l'électron passe au voisinage d'un noyau, il est dévié par le champ coulombien de l'atome cible et subit une décélération. Ce ralentissement s'accompagne d'une perte d'énergie sous forme de photons X appelé rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung

L'énergie perdue par rayonnement de freinage est caractérisée par la formule suivante :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = \frac{N.E.Z.(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left(\ln \frac{2E}{m_e c^4} - \frac{1}{3} \right) \quad (I.15)$$

Cette formule compliquée se révélant d'utilisation difficile, on lui substitue une formule simplifiée :

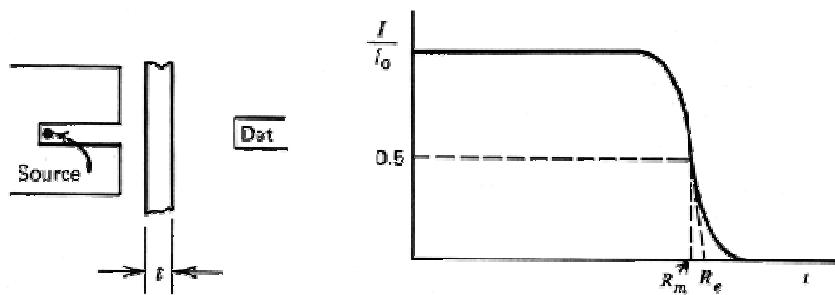
$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = I_s \times \omega \quad (I.16)$$

I_s est l'ionisation spécifique, c'est à dire le nombre d'ionisations que réalise la particule incidente par unité de longueur, ω est l'énergie moyenne d'ionisation, c'est-à-dire l'énergie moyenne nécessaire pour créer un paire ion/électron.

3. Parcours des particules chargées (range)

Le parcours d'une particule chargée dans un matériau donné est le trajet nécessaire pour que cette particule perde complètement son énergie cinétique :

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE = \int_0^{E_0} \frac{1}{TLE} \quad (I.17)$$



Figure(I.8) : Expérience de transmission d'une particule alpha. I est le nombre de particules détecté en fonction de l'épaisseur t du milieu. I_0 est le nombre de particules détecté lorsqu'il n'y a pas d'absorbeur. La portée moyenne R_m et la portée extrapolée R_e sont indiquées

4. Courbe de Bragg

Une autre grandeur extrêmement importante au regard du biologiste est la courbe de Bragg qui représente l'ionisation spécifique moyenne, c'est-à-dire le nombre de paires d'ions créées par une particule d'énergie E_{ion} jusqu'à son arrêt complet dans la matière (grandeur directement proportionnelle au dépôt d'énergie) en fonction de la distance à la source.

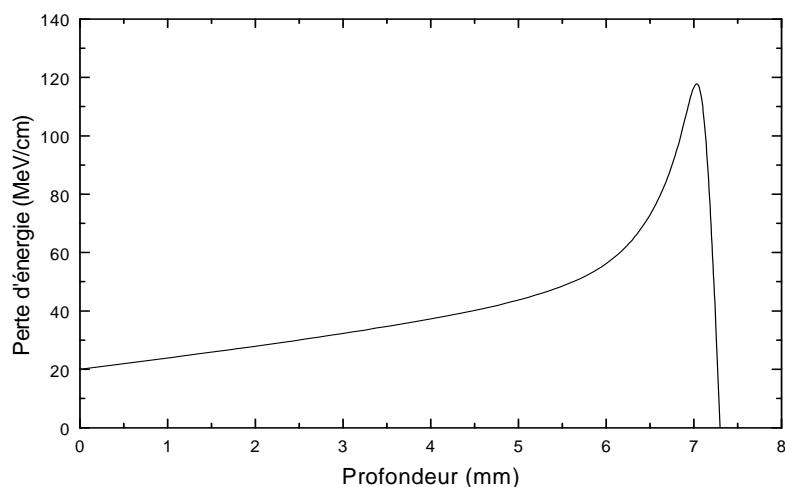


Figure (I.9) : Représentation schématique d'une courbe de Bragg pour des protons dans l'eau.

Applications en radiothérapie: En sélectionnant l'énergie cinétique des particules, on peut ajuster la profondeur du pic de Bragg à celle d'une tumeur.

III.4 Interaction des neutrons avec la matière

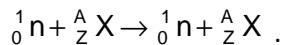
1. Calcification

- Les neutrons rapides dont l'énergie cinétique E_n est supérieure à 0,8MeV,
- Les neutrons épithermiques : $1\text{eV} \leq E_n \leq 0,8 \text{ MeV}$,
- Les neutrons thermiques : $E_n < 1\text{eV}$

2. Différents types d'interaction

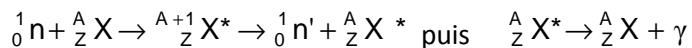
a- La diffusion élastique

Le neutron incident est juste dévié de sa trajectoire initiale, l'interaction se réduisant à un simple transfert d'énergie cinétique



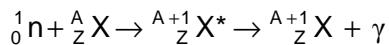
b- La diffusion inélastique

La diffusion inélastique s'effectue avec la formation d'un noyau intermédiaire appelé « noyau composé ».



c- La capture radiative

La capture radiative s'effectue également avec la formation d'un noyau composé. La désexcitation de ce noyau s'accomplice par l'émission d'un photon :



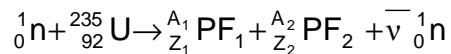
d- Les réactions de capture type (n,p) et (n,α)

Exemple de réaction (n,α) : $_0^1n + _3^6Li \rightarrow _1^3H + _2^4He + 4.78 \text{ MeV}$

Exemple de réaction (n,p) : $_0^1n + _7^{14}N \rightarrow _1^1p + _6^{14}C$

e- Réactions de fission provoquées par les neutrons

Elles peuvent être provoquées, assez facilement, par des neutrons d'énergie cinétique très faible sur certains noyaux lourds, mais l'énergie libérée est très élevée, généralement de l'ordre de 200MeV



IV. Grandeur et unité radiométrique et dosimétrique

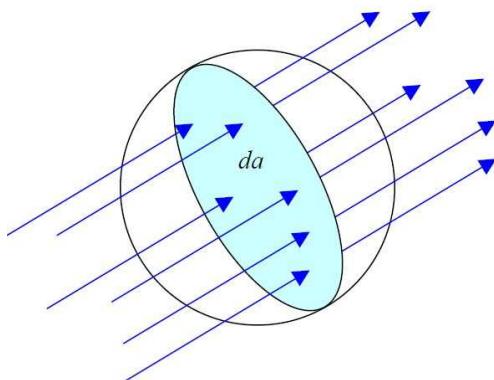
A. Les grandeurs radiométriques

Les quantités suivantes sont utilisées pour décrire globalement un faisceau de rayonnement ionisant mono énergétique dans un espace libre ou dans la matière: fluence de particules, fluence énergétique, débit de fluence de particules débit de fluence énergétique. Ces quantités sont généralement utilisés pour décrire des faisceaux de photons et peut également être utilisé pour décrire faisceaux de particules chargées.

1. La fluence particulaire.

La fluence permet de caractériser un champ d'irradiation appliquée à un espace libre ou dans la matière, pour tous les types de rayonnements. La fluence des particules notée ϕ , en un point P, du champ est calculée à partir du nombre de particules incidentes, dN , pénétrant une sphère infinitésimal, centré en P, de section da :

$$\phi = \frac{dN}{da} \quad \text{Unité (particule /m}^2\text{)} \quad (\text{I.18})$$



Le débit de fluence est ainsi défini comme la fluence par unité de temps :

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dt} = \frac{dN^2}{dt.da} \quad \text{Unité (particule/m}^2.\text{s)} \quad (\text{I.19})$$

2. La fluence énergétique

Afin d'introduire une grandeur en énergie, la notion d'énergie radiante R est utilisée. Elle représente l'espérance de l'énergie totale transportée par les dN particules traversant la sphère élémentaire. La fluence énergétique ψ traverse la section da ,

$$\Psi = \frac{dR}{da} \text{ Unité (J/m}^2\text{)} \quad (\text{I-20})$$

Avec $dR = \sum_i E_i dN_i$ E_i est l'énergie d'une particule

Le débit de la fluence énergétique est donc :

$$\dot{\Psi} = \frac{d^2 R}{dt.da} \text{ Unité (J/m}^2.\text{s)} \quad (\text{I-21})$$

Pour des rayonnements poly énergétique on définit le spectre de la fluence $\phi_E(E)$ et celui de la fluence énergétique $\psi_E(E)$:

$$\Phi_E(E) = \frac{d\phi}{dE} \quad ; \quad \psi_E(E) = \frac{d\psi}{dE} \quad (\text{I-22})$$

B. Grandeur dosimétriques

1. L'exposition

L'exposition est définie, par convention pour les photons X et gamma (ICRU 1980), comme le quotient de la somme des charges électrique de tous les ions du même signe produit par une irradiation dans l'air, dans un certain volume par la masse de ce volume d'air :

$$X = \frac{dQ}{dm} \text{ Unité (C/kg)} \quad (\text{I-23})$$

Enceins unité utilisé est le Roentgen : $1\text{Roentgen} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$

2. Le kerma

Le kerma, K (Kinetic Energy Released in Matter), représente le transfert d'énergie à la matière à partir des particules non-chargées (ou indirectement ionisantes). Il est défini par le rapport entre dE_{tr} et dm , où dE_{tr} est une valeur prévisionnelle de la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules ionisantes chargées et libérées par des particules incidentes ionisantes non-chargées dans un volume de masse dm de matière :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad \text{Unité (J/kg) ou le (Gy)} \quad (\text{I-24})$$

Le Kerma s'applique quelle que soit la nature du rayonnement indirectement ionisant. Lorsque le milieu absorbant est l'air, on parle de Kerma et de débit de Kerma dans l'air, pour une source poly-énergétique :

5. La dose absorbée

La dose absorbée, en un point P se définit comme le rapport de l'énergie effectivement absorbée dans un élément de volume de masse dm.

Cette quantité physique a pour but de fournir une grandeur corrélée aux effets des rayonnements ionisants dans la matière. Alors que le kerma dépend uniquement des interactions dans la matière, la valeur de la dose absorbée est obtenue à partir de la valeur moyenne de la grandeur stochastique E_d , c'est-a-dire, l'énergie communiquée au milieu. Cette énergie moyenne tient compte de l'énergie déposée par les particules ionisantes entrantes dans l'élément de volume R_e moins l'énergie emportée par celles qui en sortent R_s plus la somme de tous les changements concernant l'énergie au repos des atomes du milieu ΣQ .

$$E_d = R_e - R_s + \Sigma Q \quad (\text{I-25})$$

$$D = \frac{d\bar{E}_d}{dm} \quad \text{Unité (J/kg) ou le (Gy)} \quad (\text{I-26})$$

Le débit de dose sera donc :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad \text{Unité (J/kg.s) ou le (Gy/s)} \quad (\text{I-27})$$

La dose absorbée est directement mesurable à l'aide d'instruments dosimétriques.

Le calcul des doses absorbées dépend essentiellement de trois paramètres : nature des rayonnements, énergie ou spectre d'énergie de la fluence et la nature du milieu.

C. Doses radio-biologiques :

1. Dose équivalente

La dose équivalente permet de mesurer les effets biologiques sur un tissu ou organe consécutifs à une exposition par un type de rayonnement ionisant. En effet, les dégâts observés sur un même tissu ou organe varient selon la nature du rayonnement. La dose équivalente, notée $H_{T,R}$, est obtenue en multipliant la dose absorbée dans un tissu ou organe par un facteur de pondération :

$$H_{T,R} = w_R \times D_{T,R} \quad (\text{I-28})$$

où $D_{T,R}$ est la dose absorbée moyennée au tissu ou à l'organe et au rayonnement R ; w_R est le facteur de pondération lié à la nocivité du rayonnement.

Lorsque le rayonnement est de nature diverse (différents types de particules présents dans le faisceau) avec des valeurs de w_R distinctes, la dose équivalente totale est la somme des doses équivalentes liées à chaque rayonnement :

$$H_T = \sum_R H_{T,R} \quad (\text{I-29})$$

La dose équivalente s'exprime en sievert (Sv), car elle tient compte des effets biologiques. Un Sievert correspondant à un gray (un joule par kilogramme de matière) pour les photons et les électrons.

Les valeurs de w_R , sont issues de données expérimentales radiobiologiques, et reposent principalement sur la notion d'efficacité biologique relative (*EBR*) des différents types de rayonnements par rapport aux effets stochastiques qu'ils produisent. L'*EBR* est liée aux différences de propriétés des dépôts d'énergie le long des traces des particules chargées mises en mouvement. Pour les photons et les électrons $w_R=1$.

6. Dose efficace

La dose efficace, est la grandeur de protection radiologique de référence. Son utilisation principale consiste à fournir un moyen de démontrer la conformité avec les limites d'exposition des travailleurs et du public. Dans ce sens, la dose efficace est utilisée à des fins

de réglementation. Elle est également utilisée pour limiter la survenue d'effets stochastiques en tenant compte des caractéristiques d'exposition données.

$$D_{\text{eff}} = \sum_T w_T H_{T,R} \quad (\text{I-30})$$

L'unité de la dose efficace est le sievert (Sv). Le facteur de pondération tissulaire w_T , défini pour le tissu T (avec $\sum w_T = 1$), reflète la sensibilité de plusieurs tissus et organes à l'induction d'effets stochastiques.

Tissu ou organe	Facteur de pondération, w_T	$\sum w_T$
Moelle rouge, Côlon, Poumons, Estomac, Poitrine, Reste*	0,12	0,72
Gonades	0,08	0,08
Vessie, Oesophage, Foie, Thyroïde	0,04	0,16
Surface de l'os, Cerveau, Glandes salivaires, Peau	0,01	0,04
Total		1

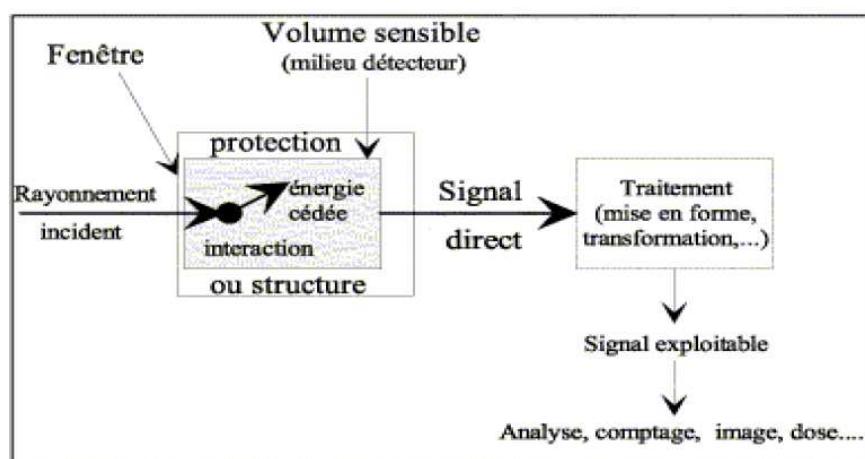
Chap. II : Caractéristiques générales des détecteurs de rayonnement

I. Principe de détection des rayonnements ionisants

Les rayonnements nucléaires sont généralement invisibles, la mise en œuvre des systèmes de détection a pour but de la mise en évidence de l'existence du rayonnement ainsi que ses caractéristiques tel que:

- la nature de la particule.
- mesurer sa vitesse ou sa quantité de mouvement ou son énergie
- éventuellement la positionner dans l'espace à un instant donné (mesure de la position et de l'instant de passage).
- compter la particule.

Le principe de base de la détection consiste à faire interagir la particule d'intérêt avec de la matière pour lui prélever l'ensemble ou une partie de son énergie initiale. Dans la plupart du temps cette énergie prélevée est transformée en un signal électrique qui va être ensuite utilisé pour obtenir toutes les informations sur le rayonnement.



Figure(II.1) : Schéma d'un détecteur de rayonnement

Au cours de l'interaction rayonnement-matière les différentes particules ou rayonnements existant interagissent différemment avec la matière. C'est la connaissance de ces processus d'interaction qui va nous permettre de construire les détecteurs adéquats permettant d'arriver au but de la détection, c'est à dire identifier, caractériser dynamiquement et localiser dans l'espace-temps une particule.

Un détecteur va donc être avant tout constitué de matière qui sera mis sur le parcours du rayonnement. Cette matière pourra être sous toutes les formes physiques connues solide, liquide ou gazeuse. Le choix et la nature de la matière dépendront des différents rayonnements que nous voulons étudier mais aussi des grandeurs physiques les concernant que nous voulons mesurer. Le coût financier jouera bien sûr aussi un rôle essentiel.

II. Modes de fonctionnement du détecteur

Deux modes sont principalement utilisés :

- Le mode Courant.
- Le mode Impulsion.

II.1 Le mode Courant

C'est le mode de fonctionnement le plus simple. Il suffit de connecter un ampèremètre au détecteur. Si le courant est trop faible, il faut utiliser un amplificateur de courant linéaire et sensible. Il mesure un courant moyen qui va permettre de mesurer l'énergie moyenne laissée par un flux de particules. Nous recueillons une information moyenne sur une série de signaux pendant une fraction de seconde. Cela permet de minimiser les fluctuations mais nous perdons l'information véhiculée par chaque signal.

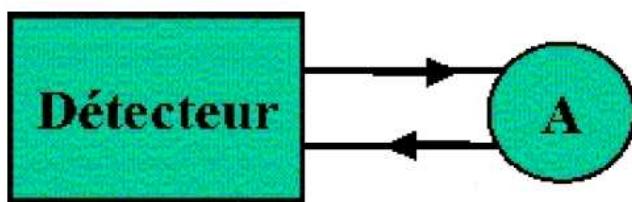


Figure (II.2) : Détecteur en mode Courant

$$I = r \times Q = r \times E \times e/w \quad (\text{II.1})$$

Avec :

- r = Taux d'événements par seconde (taux de particules détectées par seconde).
- Q = Charge moyenne produite par événement.
- E = Énergie moyenne déposée par événement.
- $e = 1,60217653 \times 10^{-19} C$: Charge de l'électron.
- w = Énergie moyenne requise pour produire une paire chargée.

Il s'agit dans ce cas de faire de la débitmètrie. Nous l'utilisons essentiellement pour faire de la radioprotection (mesure de dose).

II.2 Mode Impulsion

C'est ce dernier qui est le plus couramment utilisé. Il permet d'enregistrer le passage de chaque particule individuellement dans le détecteur. La charge collectée est directement reliée à l'énergie déposée dans le détecteur par la particule. Nous pourrons donc avec un tel mode de fonctionnement faire de la spectrométrie des particules.

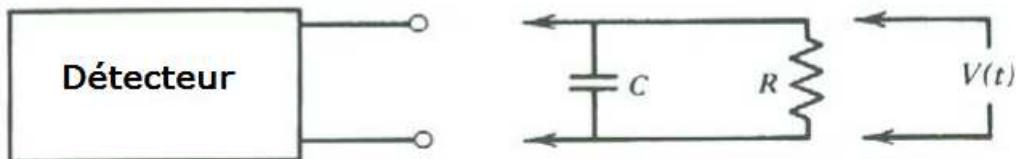


Figure (II.3) : Détecteur en mode Impulsion

R est appelée résistance d'entrée du circuit de mesure (ou résistance de charge). C est la capacité équivalente due au détecteur.

On rappelle que RC est la constante du temps du circuit et avec t_c est le temps de collection des charges créées par la particule dans le détecteur.

On peut envisager deux cas extrêmes suivant la valeur de la constante de temps τ du circuit de mesure :

Cas où $RC \ll t_c$:

Le courant qui circule dans la résistance de charge est équivalent à la valeur instantanée du courant dans le détecteur. L'évolution, de la tension $V(t)$ en fonction du temps a la même forme que le courant $i(t)$.

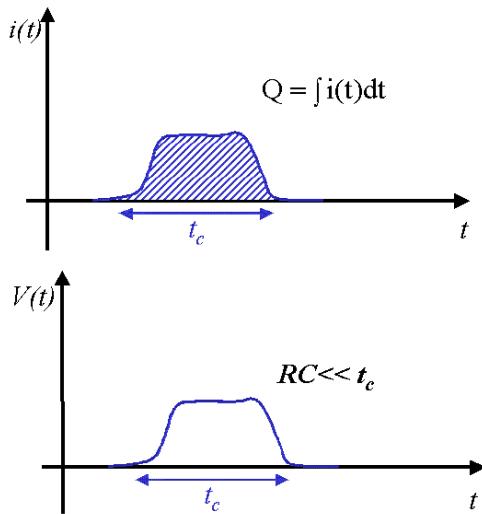


Figure (II.4) : Détecteur à constante de temps courte

Dans ce cas la réponse du détecteur est rapide, Ce mode de fonctionnement, intéressant à haut débit de signaux, est difficile à mettre en œuvre car la mesure du maximum de tension de chaque signal est délicate et la sensibilité aux fluctuations de signaux est faible.

Cas où $RC \gg t_c$

Dans ce cas, la capacité se charge doucement pendant le temps de collection et ainsi intègre tout au long de la collection le courant. Pendant ce temps là, peu de courant passe dans la résistance de charge. Une fois toute la charge collectée, la capacité se décharge dans la résistance en $\exp(-t/RC)$ et la tension retourne à 0.

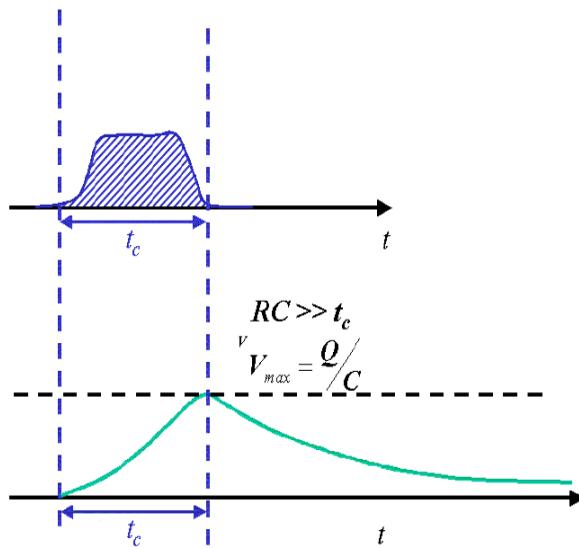


Figure (II.5) : Détecteur à constante de temps longue

Le temps requis pour que l'impulsion atteigne son maximum, est uniquement déterminé par le temps de collection intrinsèque du détecteur. En revanche, le temps de décroissance du signal lui ne dépend que des caractéristiques du circuit de charge.

Si Q est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans le détecteur. Alors la hauteur de l'impulsion reflète directement cette énergie

Ce mode de fonctionnement peut s'avérer impraticable à haut taux de signaux à cause du temps de décroissance engendré par la grande valeur de RC qui favorise l'apparition d'empilement d'impulsions. En pratique, on recherche une constante de temps RC qui soit le meilleur compromis possible entre une spectrométrie très précise et la mesure de taux d'interactions élevés.

III. Paramètres d'un détecteur de rayonnement

III.1 Temps mort

Quelles que soient les qualités du détecteur et de l'électronique associée, la chaîne de comptage ne peut intégrer toutes les informations qui lui viennent de la source radioactive. La rapidité de sa réponse a des limites. Le temps qui doit séparer deux événements successifs pour qu'elle les prenne en compte est appelé « **temps mort** ». Pendant ce temps, la chaîne n'est plus en mesure de distinguer les événements qui se succèdent. Certains événements échappent à la mesure, il y a des pertes de comptage.

La probabilité de voir ce phénomène se manifester est liée au flux des particules détectés. Négligeable pour les très faibles flux, il va prendre de l'ampleur au fur et à mesure de l'augmentation du flux.

Deux modèles permettent de rendre compte du phénomène et de le corriger :

a) Modèles non paralysable

A partir de l'instant où un événement est pris en compte par la chaîne de mesure, rien n'est plus pris en compte avant que ne s'écoule un temps égal à τ (temps mort). Tout se passe comme si un temps de récupération, le temps mort, était nécessaire au système pour prendre en compte un nouvel événement. Ceci correspond au modèle «non paralysable».

Pour ce modèle, le taux de comptage réel est de la forme :

$$N_r = \frac{N_c}{1 - \tau N_c} \quad \text{ou} \quad N_c = \frac{N_r}{1 + \tau N_r} \quad (\text{II.2})$$

N_r représente le taux de comptage réel ou corrigé, N_c le taux de comptage mesuré

b) Modèles paralysable

Dans le modèle «paralysable», tout événement entraîne un temps de récupération même s'il intervient pendant τ .

$$N_c = N_r e^{-N_r \tau} \quad (\text{II.3})$$

Remarque : Pour les deux modèles, lorsque le produit $N_r \cdot \tau$ est très petit (ou encore $N_r \ll 1/\tau$), on peut utiliser une même formulation :

$$N_c = N_r (1 - N_r \cdot \tau) \quad (\text{II.4})$$

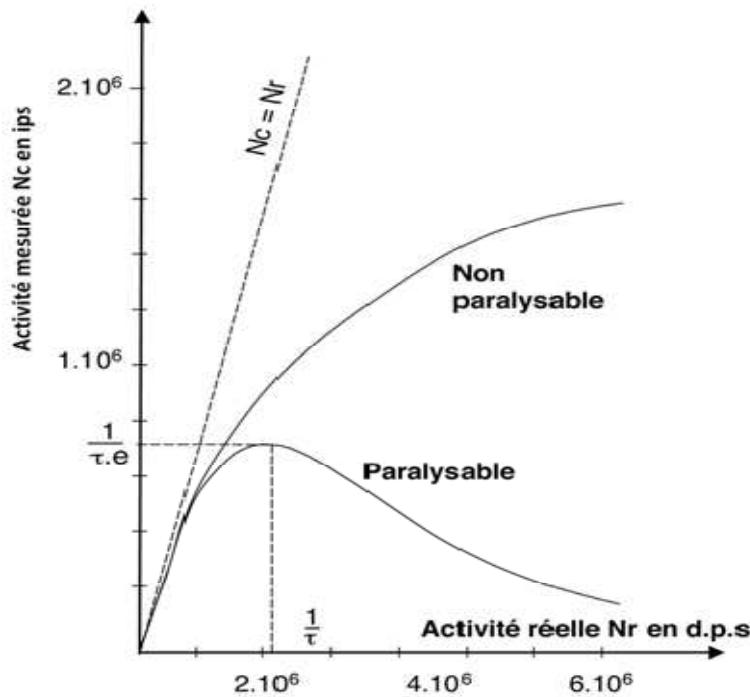


Figure (II.6) : Pertes de comptages selon le modèle paralysable et non paralysable

III.2 Mesure du temps mort

a) Méthode d'une source radioactive de courte période

La technique la plus simple pour calculer τ consiste à utiliser une source radioactive de courte période (quelques dizaines de minutes) et de mesurer son activité en fonction du temps.

Pour un modèle de type paralysable, on utilisera la formulation :

$$\lambda t + \ln N_c = N_0 \cdot \tau \cdot e^{-\lambda t} + \ln N_0 \quad (\text{II.5})$$

Où λ est la constante radioactive du radio-isotope utilisé, N_c le taux de comptage mesure et N_0 le taux de comptage mesure au temps t_0 initial. Et pour modèle de type non paralysable, on utilisera la formulation :

$$N_c \cdot e^{-\lambda t} = -N_0 \cdot \tau \cdot N_r + N_0 \quad (\text{II.6})$$

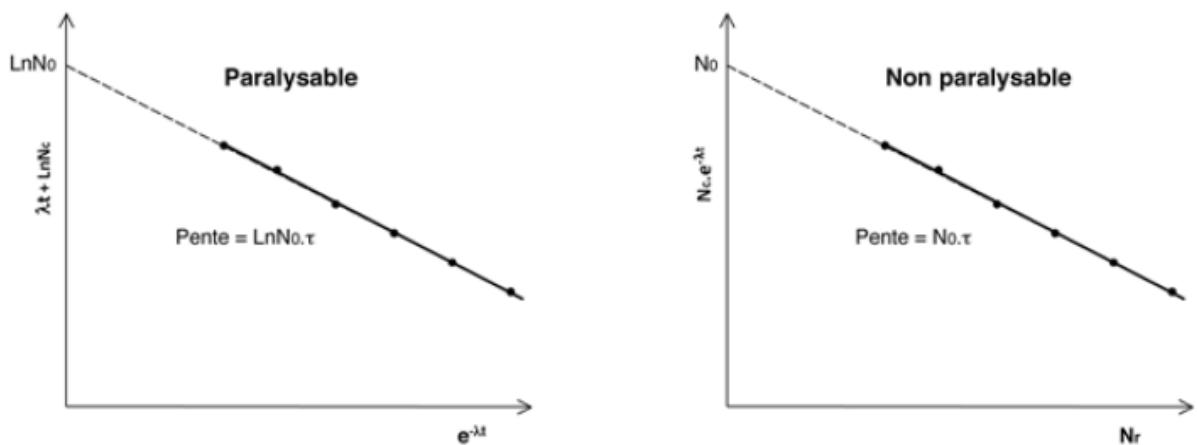


Figure (II.7) : Détermination du temps mort par la méthode de décroissance.

b) Méthode de deux sources

Cette méthode consiste à comparer la somme des taux de comptage pour deux sources isolées d'activités relativement faibles, au taux de comptage pour l'ensemble des deux sources (considéré comme relativement élevé). Ce dernier taux est plus faible que la somme des deux taux partiels puisque les pertes sont alors plus importantes.

Soient M_1 , M_2 et M_{12} les nombres d'événements ionisants enregistrés par le détecteur, par unité de temps, respectivement pour la source 1, la source 2 et l'ensemble des deux sources.

Les taux de comptages correspondants sont donnés par :

$$C_1 + C_2 = C_{12} \quad (\text{II.7})$$

D'après la relation de correction du temps mort, on peut avoir :

$$M_1/(1 - \tau \cdot M_1) + M_2/(1 - \tau \cdot M_2) = M_{12}/(1 - \tau \cdot M_{12}) \quad (\text{II.8})$$

Si les taux de comptages sont suffisamment faibles pour que les τM soient petits vis-à-vis de l'unité. On peut approximer τ à :

$$\tau = (M_1 + M_2 - M_{12}) / (M_{12}^2 - M_1^2 - M_2^2) \quad (\text{II.9})$$

III.2 Résolution en énergie d'un détecteur

La résolution en énergie R du détecteur est par convention définie comme la largeur à mi-hauteur du pic («Full Width at Half Maximum» -FWHM) divisée par la position du centroïde du pic H_0 (généralement assimilé à une Gaussienne). R est exprimé en %.

La résolution en énergie mesure la capacité d'un détecteur à séparer les raies dans le spectre.

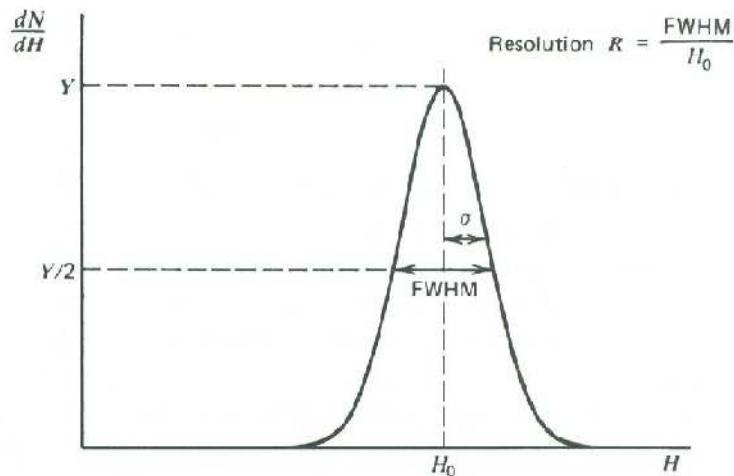


Figure (II.8) : Définition de la résolution pour un pic parfaitement gaussien

Pour une distribution gaussienne on a :

$$FWHM = 2 \times \sqrt{2\ln 2} \times \sigma = 2.35 \times \sigma \quad (\text{II.10})$$

Où σ est l'écart type

La réponse des détecteurs est approximativement linéaire, donc $H_0 \approx K \times N$ avec N couples de porteurs en moyenne créés et K une constante, représentant l'énergie moyenne nécessaire pour créer un couple de particules.

Nous en déduisons que

$$FWHM = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2.35\sigma}{H_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}}{kN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} \quad (\text{II.11})$$

Nous voyons donc que R diminue si N augmente donc R diminue si K diminue. Nous comprenons donc mieux la bonne résolution obtenue avec N est très grand, et l'énergie moyenne nécessaire K pour créer une paire de porteurs de charge est faible.

III.3 Efficacité géométrique

La géométrie de comptage indique, d'une manière générale, la relation spatiale qui existe entre la source de rayonnement et le détecteur. Ce terme englobe aussi bien la géométrie de la source elle-même, que sa position par rapport au détecteur ou encore la géométrie de la zone de détection.

On distingue deux efficacités :

1. Efficacité absolue (dépend des propriétés du détecteur et de la géométrie de détection) :

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \frac{\text{nombre d'impulsions enregistrées}}{\text{nombre de rayonnements émis par la source}}$$

2. Efficacité intrinsèque (dépend des propriétés du détecteur):

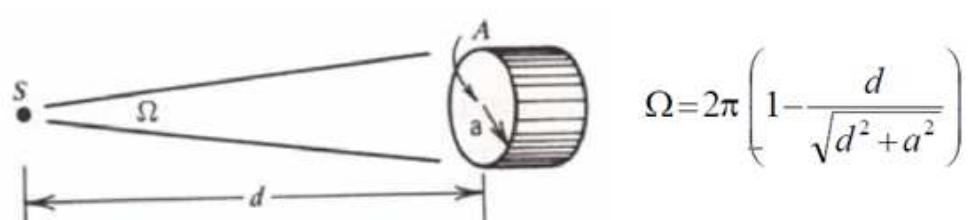
$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{\text{nombre d'impulsion enregistrées}}{\text{nombre de rayonnements incidents sur le détecteur}}$$

Pour une source isotrope :

$$\varepsilon_{\text{int}} = \varepsilon_{\text{abs}} \left(\frac{4\pi}{\Omega} \right) \quad (\text{II.12})$$

Avec Ω , l'angle solide du détecteur vu de la position de la source.

Exemple : pour une source ponctuel et isotrope et détecteur cylindrique de rayon a et de distant d à la source



Figure(II.9) : Notion élémentaire d'angle solide

IV. Autres caractéristiques des détecteurs

- La réponse géométrique : l'angle d'incidence des rayonnements, s'il n'est pas appelé à être constant (cas des mesures sur le terrain) ne doit avoir que peu d'influence sur la réponse du détecteur ; on cherchera en pratique à avoir des détecteurs aussi isotrope que possible.
- La stabilité en réponse et de l'information dans le temps : un détecteur doit avoir une réponse qui ne varie que très peu dans le temps. Pour des détecteurs, tels que des dosimètres, qui enregistrent une somme globale d'informations élémentaires, il est essentiel que cette information ne se perde pas progressivement (phénomène de 'fading').
- L'équivalence au milieu dans lequel nous souhaiterions véritablement faire la mesure : en dosimétrie ou en radioprotection, nous utilisons les détecteurs constitués de matériaux dont la composition se rapproche le plus possible de celle des tissus vivants.
- La transparence à son propre signal qui est notamment importante pour les scintillateurs qui peuvent être, soit transparents à leur propre lumière, soit perturbés par l'ajout de substances en leur sein (scintillation liquide phénomène de 'quenching').

Plus généralement, un détecteur et sa chaîne de mesure associée, doivent avoir les mêmes qualités que celles recherchées pour tout type de capteur physique : fidélité, justesse, rapidité, bon rapport signal sur bruit et insensibilité aux conditions extérieures (température, humidité, lumière, champs électromagnétiques..etc.).

Chap III : DéTECTEURS à gaz

I. Principe d'un détecteur à gaz

Schématiquement un tel détecteur se compose d'une enceinte remplie de gaz dans laquelle plongent deux conducteurs isolés électriquement appelés électrodes entre lesquels on établit un champ électrique. Lorsqu'une particule ionisante traverse le volume gazeux, elle crée un certain nombre de paires d'ions ; ces derniers sont entraînés par le champ et se dirigent vers l'une ou l'autre des électrodes suivant le signe de leur charge. Selon la nature et la pression du gaz ainsi que la valeur du champ électrique, le nombre et la nature des ions créés peuvent varier. Finalement, un certain nombre de charges sont recueillies par les électrodes. Elles constituent le signal transmis au sous-ensemble de mesure.

Ces détecteurs sont d'un emploi très étendu du fait de leur stabilité de fonctionnement dans le temps et sous des contraintes de rayonnement et température et d'autres caractéristiques telles qu'étendue de mesure, temps de réponse, adaptation à différents types de fonctionnement etc.

II.1 Energie moyenne nécessaire pour créer une paire d'ions

Pour créer une paire d'ions, il faut ioniser un atome du gaz, c'est-à-dire arracher un électron en dehors de la zone d'action du noyau, ce qui fait apparaître un corpuscule chargé négativement, l'électron et un ion positif.

L'énergie moyenne W pour créer une paire d'ions est la somme des énergies dépensées d'une part pour ioniser et d'autre part pour exciter. Cette énergie dépend très peu de la nature et de l'énergie de la particule.

Gaz	Energie par paires d'ions W(ev)	1 ^{er} potentiel d'ionisation	Fraction de l'énergie utilisée à ioniser I/W
		I(ev)	
He très pur	46,0	24,5	0,58
N ₂	36,3	16,7	0,42
O ₂	32,2	12,8	0,38
Ar	26,4	15,7	0,59
BF ₃	33,8	10,25	0,28

II. Phénomènes entraînant la disparition des charges

1 La recombinaison

Quand les ions positifs et les ions négatifs sont en présence, ils ont tendance à se recombiner pour donner des molécules neutres. On distingue trois sortes de recombinaison

1. La recombinaison différentielle qui intervient entre un ion négatif et un ion positif provenant du même atome. Elle est indépendante de l'intensité du rayonnement.
2. La recombinaison en colonnes qui apparaît entre ions + et ions - d'atomes différents d'une même trace lorsque l'ionisation spécifique des particules ionisantes est très élevée. Elle est indépendante de l'intensité du rayonnement mais dépend du champ électrique.
3. La recombinaison en volume entre ions de traces différentes qui dépend de l'intensité du rayonnement.

2. attachement électronique

Dans les gaz rares parfaitement purs, les électrons restent libres. Mais, lorsque ces gaz contiennent des gaz électronégatifs tels que oxygène, vapeur d'eau, chlore, etc., les électrons formés par ionisation ont tendance à se fixer sur les molécules d'oxygène, d'eau ou de chlore pour former des ions négatifs lourds de mobilité analogue à celles des ions positifs, donc approximativement 1000 fois plus faibles que celle des électrons.

La section efficace de capture des électrons par les molécules d'oxygène pour former des ions négatifs lourds est faible lorsque l'électron a une énergie inférieure à 1 eV environ.

L'addition de petites quantités d'azote ou de CO₂ à un gaz rare minimisera donc les effets des traces d'air dues à un dégazage insuffisant ou une légère fuite.

3. Charge d'espace

Dans certaines conditions, des ions de même signe peuvent s'accumuler dans une partie du volume gazeux. En général, cette dernière n'est pas nulle et sa présence peut entraîner une modification de la distribution du champ entre les électrodes.

4. Diffusion

Si la concentration des ions de différente nature dans le gaz qui les contient n'est pas uniforme, il résulte du gradient de concentration, un gradient de pression qui tend à uniformiser les concentrations ioniques. La diffusion est liée à l'agitation thermique des molécules du mélange. Les ions diffusent alors dans le gaz.

III Classes de détecteurs à gaz

Soit V la différence de potentiel entre l'anode et la cathode d'un détecteur (fil et cylindre coaxiaux, par exemple). Pour des particules incidentes de nature et de vitesse données, c'est-à-dire des phénomènes ionisants identiques, le régime de fonctionnement est fonction de V. En prenant pour paramètre l'amplitude des impulsions, on met en évidence 5 zones de fonctionnement.

1) Dans la zone I, la tension est très faible ; le champ électrique est faible, et les ions positifs, ainsi que les électrons formés par ionisation du gaz sont animés de petites vitesses : les ions et les électrons se recombinent partiellement avant de pouvoir atteindre l'électrode collectrice. Aucun détecteur ne fonctionne dans ces conditions.

2) Au-dessus d'une certaine valeur V_s de la tension (quelques centaines de volts), la recombinaison devient négligeable. Tous les ions positifs et négatifs sont collectés et la hauteur d'impulsion prend une valeur constante, quelque soit V ; le courant d'ionisation atteint sa valeur de saturation qui est proportionnel à l'énergie du rayonnement. C'est la région II, correspondant au fonctionnement en *chambre d'ionisation*.

3) Au-dessus d'une valeur V_p de la tension, commence à se produire, à l'intérieur du gaz, une augmentation du nombre d'ions, c'est-à-dire une amplification, due aux chocs des électrons libérés par l'ionisation de la particule incidente sur les molécules de ce

gaz. Cette ionisation par chocs donne une impulsion dont l'amplitude, augmentant avec V , est proportionnelle au nombre total de paires d'ions produites par la particule à détecter. Cette région III-A est celle de proportionnalité vraie. Fonctionnement des compteurs proportionnels.

4) Si l'on augmente encore V , la quantité d'ions produite par l'ionisation par chocs devient assez grande pour qu'il apparaisse une charge d'espace, tendant à diminuer la valeur du champ électrique, donc la hauteur de l'impulsion. Par contre, il se produit sur la cathode et dans le gaz des effets secondaires qui ont pour effet d'augmenter la hauteur d'impulsion et de propager partiellement la décharge le long du fil. On atteint la région III-B ou région de proportionnalité limitée. Dans cette région, la courbe prend une pente plus faible pour les particules très ionisantes. Pour une certaine tension V , les courbes correspondant à des particules de nature et de vitesse différentes viennent se rejoindre.

5) Au-dessus de cette tension V_G , appelée seuil de Geiger, l'avalanche électronique se propage tout le long de l'anode, et la hauteur d'impulsion est la même, quel que soit le nombre d'ions initiaux, c'est-à-dire quelle que soit la particule incidente. Le détecteur fonctionne alors en régime de Geiger et cette région IV est appelée zone de résolution.

6) Enfin, au-dessus d'une tension V_m , le compteur devient instable et entre en régime de décharge semi-autonome.

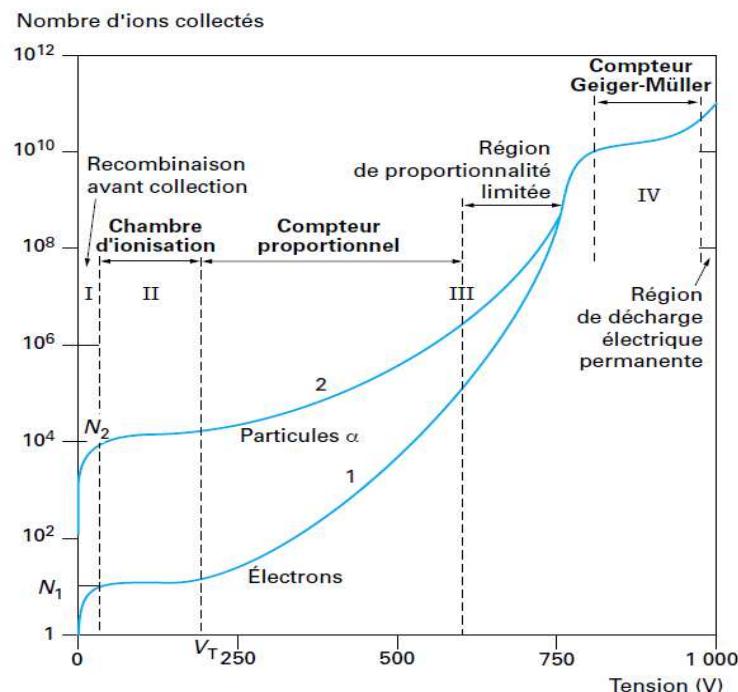


Figure (III.1) : Détecteurs à gaz

IV. Chambre d'ionisation

Les chambres d'ionisation sont caractérisées par le fait que leur fonctionnement ne comporte pas de processus de multiplication des électrons primaires .Ils fonctionnent dans la zone de saturation (zone II). Dans cette zone le phénomène de recombinaison est négligeable. Toutes les charges créées sont collectées. Il existe plusieurs types de chambres qui dépendent de la nature des rayonnements collectés et du mode de fonctionnement. Du point de vue géométrie, on peut distinguer deux types :

- la géométrie plane constituées par des disques plans parallèles ; le champ électrique est dans ce cas, constant.

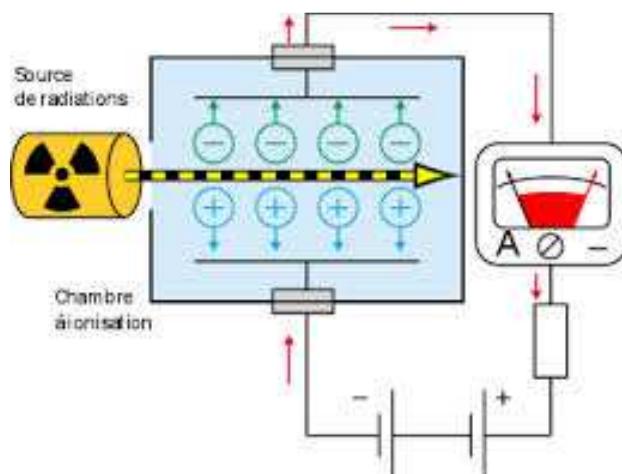


Figure (III.2) : Chambre plans parallèles

- la géométrie coaxiales ; le champ est alors inversement proportionnel à la distance à partir de l'électrode centrale.

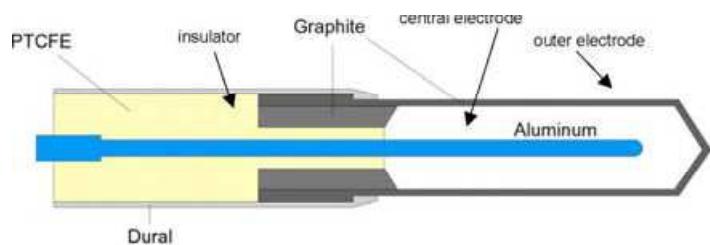


Figure (III.3) chambre coaxiales

Le déplacement des ions et des électrons vers les électrodes donne naissance à un courant induit. Le courant prend naissance dès qu'électrons et ions commencent à migrer sous l'influence du champ électrique, et s'annule lorsque toutes les charges sont collectées.

La vitesse de migration ou de dérive est proportionnelle à la quantité E/p où E est le champ électrique appliqué et p la pression du gaz.

$$V = \mu \frac{E}{P} \quad (0)$$

Pour les électrons, la mobilité μ est environ 1 000 fois plus grande que celle des ions, la vitesse de migration également

Si une chambre d'ionisation est soumise à une irradiation constante, le taux de création des paires ions-électrons compense exactement le taux d'ions-électrons collectés (en supposant qu'il n'y ait pas de recombinaison ion-électron dans le volume de la chambre et que l'efficacité de collection des ions et des électrons est totale).

Le courant d'ionisation est alors la mesure directe du taux de création ions-électrons dans la chambre. La chambre d'ionisation fonctionne ainsi en mode continu.

1. Chambre à paroi d'air

Cette chambre est utilisé pour la dosimétrie et spécialement pour la mesure de l'exposition X et le kerma dans l'air K_{air} pour les rayons X et gamma. Figure dessous.

$$K_{air} = X \left(\frac{W_{air}}{e} \right) \quad (III.1)$$

$$K_{air} = \frac{dQ}{dm} \left(\frac{W_{air}}{e} \right) \quad (III.2)$$

W_{air} : énergie de création d'un pair d'ions

Puisque le courant d'ionisation $I = \frac{dQ}{dt}$ et la masse d'air dm dans le volume de mesure

$dm = \rho_{air} \cdot V$ avec R est rayon d'ouverture du diaphragme, on peut aboutir à la relation utilisée en pratique pour mesure du débit du kerma :

$$\dot{K}_{\text{air}} = \frac{I}{\rho_{\text{air}} \cdot V_m} \left(\frac{W_{\text{air}}}{e} \right) \quad (\text{III.3})$$

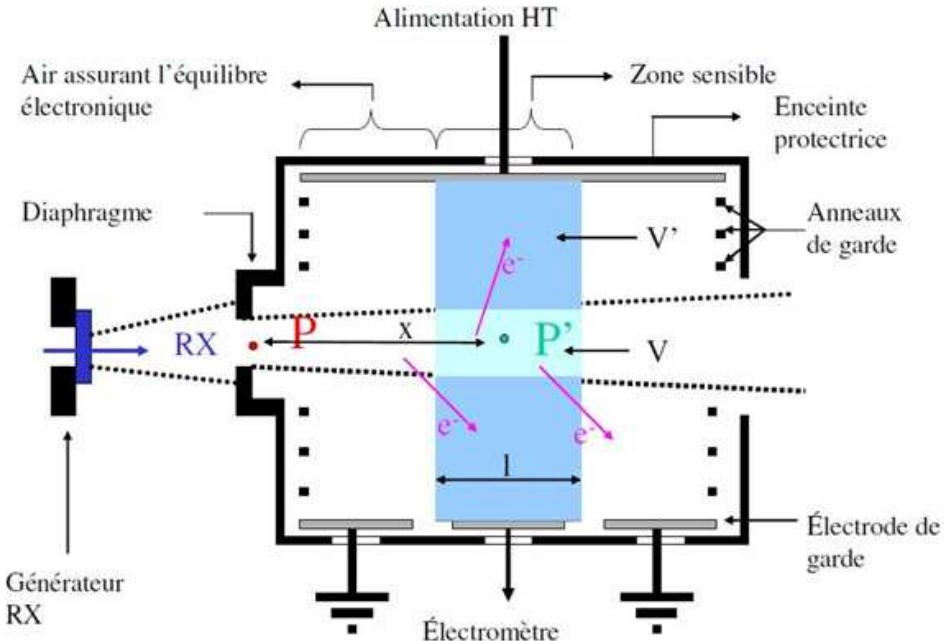


Figure (III.4) chambre à parois d'air

2. Chambre à stylo

Dans les mesures de radioprotection du personnel, on emploie un type particulier de chambre d'ionisation qui fonctionne en mode intégration de charges créées par la particule incidente. Ce sont des chambres associées à un électroscopie miniature appelées dosimètres. Ces intégrateurs indiquent la dose de rayonnement reçue dans un volume donné pendant un certains temps. Schématiquement, ils sont constitués (figure ci-dessous) d'une électrode mobile (fibre de quartz métallisée) s'écartant d'une pièce fixe par répulsion électrostatique quand on charge l'ensemble.

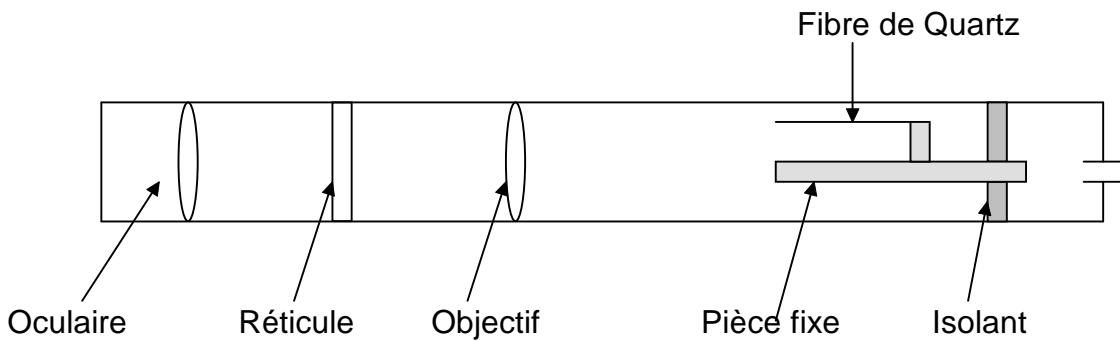


Figure (III.5) : chambre à stylo

Au fur et à mesure de l'ionisation du volume sensible, le système se décharge, la fibre mobile se rapproche de la partie fixe. Son déplacement est suivi à l'aide d'un petit microscope muni d'un réticule gradué en roentgens. L'ensemble se présente sous la forme d'un stylo

V. Compteur proportionnel

Dans la zone III-a, l'amplitude du signal électrique est proportionnel au nombre d'ions créés par la particule dans le volume sensible. Cette énergie se déduit de l'amplitude de l'impulsion. D'où l'intérêt de tels détecteurs dans les mesures de physique fondamentale.

Soit un compteur constitué par un cylindre négatif et un fil coaxial positif de petit diamètre. Supposons qu'une seule paire d'ions soit formée dans le volume sensible par la particule incidente. L'ion positif dérive lentement vers le cylindre, mais l'électron, beaucoup plus léger, arrive rapidement dans la région de champ intense entourant le fil, où, par chocs, il libère de nouveaux électrons et ainsi de suite. Il se produit autour du fil, dans une région limitée à une très faible distance du fil d'anode, une avalanche de Townsend. Soit n le nombre d'électrons ainsi créés.

L'atome auquel est arraché un électron, par choc, (qui provient de la couche électronique périphérique) possède souvent un excès d'énergie, car le choc peut placer un électron sur une couche virtuelle. Cet électron revient à sa place normale en restituant cette énergie sous forme d'un photon. Ce photon, par interaction avec un atome du gaz ou de la paroi, peut extraire un électron par effet photoélectrique.

De plus, sans être ionisés, des atomes heurtés par des photons peuvent être placés dans des états excités ; ils restituent également cette énergie par l'émission d'un photon. Soit donc, par électron de l'avalanche de Townsend, γ le nombre d'électrons secondaires

produits (γ est toujours très petit par rapport à l'unité). Le nombre total A d'électrons finalement créés par la paire d'ions initiale est :

$$A = n + \gamma n^2 + \gamma^2 n^3 + \dots \quad (\text{III.4})$$

γ est dépendant de la nature du gaz et des parois du détecteur, n dépendant de la différence de potentiel V entre les électrodes. Pour γn inférieur à l'unité, la série est convergente.

$$A = n / (n - \gamma n) \quad (\text{III.5})$$

Si n est petit, c'est-à-dire la tension de fonctionnement supérieure à V_p , mais assez faible, A est pratiquement égal à n : la proportionnalité est parfaite.

Si n est plus grand, A est nettement supérieur à n et dépend du nombre total de paires d'ions produites par la particule : on se trouve dans la zone de proportionnalité limitée.

A est le coefficient d'amplification dans le gaz. C'est une caractéristique fondamentale du fonctionnement du compteur.

Courbes caractéristiques d'un Compteur proportionnel

- Courbe de discrimination

C'est la relation entre le taux de comptage, obtenu avec un sous-ensemble de mesure et le seuil de discrimination, les autres caractéristiques du sous-ensemble telles que tension, gain, bande passante, constantes de temps restant fixes. Les différents points de cette courbe indiquent le nombre d'impulsions par seconde dont l'amplitude est supérieure à la valeur indiquée en abscisse.

- Spectre d'impulsions

C'est la courbe différentielle de la précédente, qui donne le nombre d'impulsions par seconde dont l'amplitude est comprise entre deux valeurs de discrimination. Les sélecteurs d'amplitude donnent directement cette courbe.

- Courbe de palier

Pour un seuil de discrimination fixé, cette courbe donne le nombre d'événements par seconde en fonction de la haute tension appliquée. Elle détermine la zone de fonctionnement d'un compteur proportionnel (Figure ci-dessous).

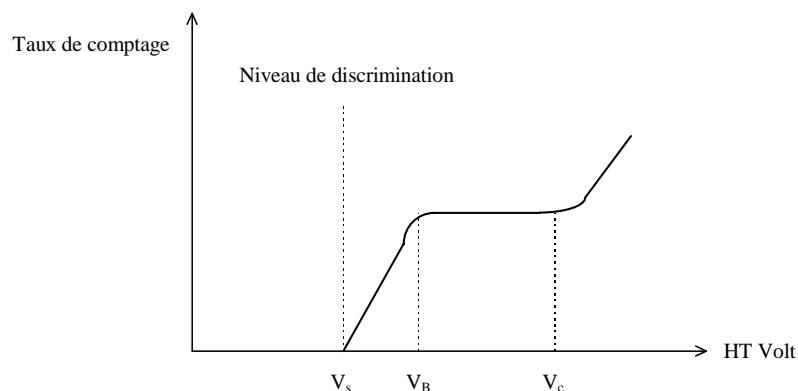


Figure (III.6) : Courbe de palier

VI. Le compteur Geiger-Muller

Bien que la structure et la forme de ce détecteur à gaz soit semblable à celles d'un compteur proportionnel, le champ électrique entre les électrodes est tellement élevé que le facteur $n\delta$ devient presque égal à 1. Le coefficient d'amplification A est très grand. La zone de fonctionnement de ce type de détecteur se trouve dans la zone IV.

Dans cette zone, une seule paire électron-ion suffit à provoquer une succession d'avalanches. En réalité, le compteur GM ne s'arrête pas de produire des impulsions même après la diminution de la tension de polarisation suite à l'accumulation des charges positives autour de l'anode. En effet, ces charges, lorsqu'elles atteignent la cathode, produisent des photons par chocs qui, à leur tour, provoquent d'autres impulsions.

Il existe deux méthodes pour arrêter les décharges successives ; le procédé par extinction interne et celui de l'extinction interne.

1. Extinction externe

Pour arrêter les avalanches successives, l'idée est de diminuer la tension de polarisation de façon notable durant la production de l'impulsion. Le procédé consiste à faire passer l'impulsion de courant à travers une résistance de grande valeur R (figure ci dessous) qui a pour effet de réduire la tension de polarisation ($V_0 - i_d R$).

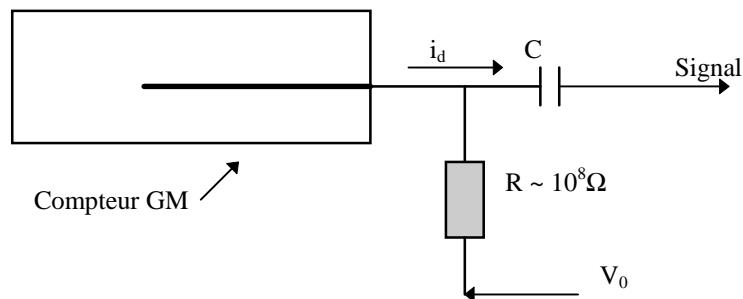


Figure (III.7) : Extinction externe

D'autre part la constante de temps RC (C représente la capacité entre l'anode et la masse) doit être choisie de façon à ce qu'elle soit supérieure au temps de collection des ions. Durant cette période, le compteur GM sera inopérant. Cette période s'appelle le temps mort du compteur.

2. Gaz auto coupeur (extinction interne)

L'extinction par procédé interne est provoquée par l'addition au gaz de remplissage de petites quantités de gaz halogène ou gaz organique polyéthylène. Leurs molécules ont la faculté de se dissocier après interaction avec les électrons et n'émettent pas de photons. De cette façon, le nombre de photoélectron est réduit considérablement.

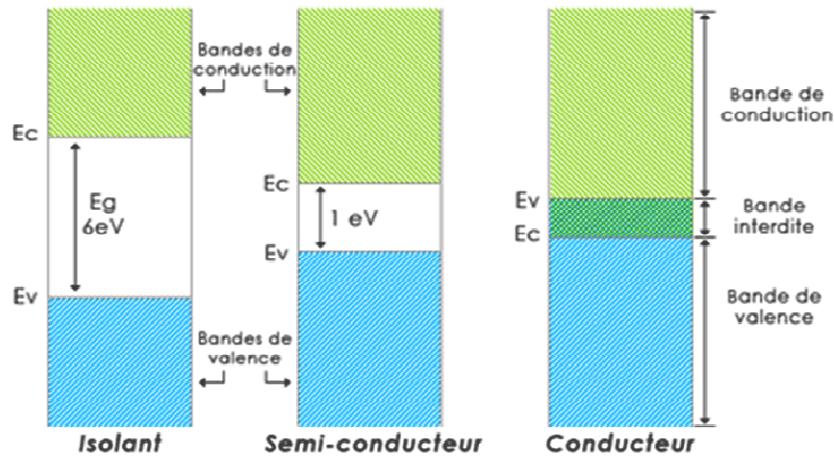
La figure suivante montre l'évolution des impulsions durant la chute de la tension de polarisation.

Chapitre IV : DéTECTEURS à semi-conducteur

I. Introduction aux semi-conducteurs

On peut diviser tous les matériaux en trois grandes catégories : conducteurs semi-conducteurs et isolants. Ils se diffèrentient selon leur efficacité de conduction électrique.

Celle-ci découle de leur structure en bandes. On définit la structure en bande selon l'energie comme suit : bande de valence, bande interdite et bande de conduction.



Figure(IV.1) : Structure de bande d'énergie dans les solides

Dans un métal, le niveau de Fermi est dans la bande de conduction, ce qui permet à de nombreux électrons de sauter sur un niveau excité et de participer à la conduction.

Dans les semi-conducteurs, le niveau de Fermi se trouve dans la bande interdite. Le gap est de l'ordre de 1 à 2,6 eV. A T = 0 K, les semi-conducteurs sont rigoureusement des isolants (leur bande de valence est complètement remplie d'électrons et leur bande de conduction complètement vide). Par contre, une élévation de température modifié les propriétés de conduction du semi-conducteur. Il est rendu conducteur. L'agitation thermique communique une énergie suffisante à un certain nombre d'électrons de la bande de valence pour sauter dans la bande de conduction. Ces électrons excités dans la bande de conduction vont laisser un nombre de trous équivalent dans la bande de valence. Sous l'action d'un champ électrique les

électrons de la bande de conduction se déplacent vers le pôle positif et les trous de la bande de valence vers le pôle négatif.

La conduction par les électrons est dite de type n alors que la conduction par les trous est dite de type p. Tout se passe comme si un pseudo-électron positif appelé trou se déplaçait dans le sens inverse des électrons.

La largeur de bande interdite (E_g) change avec la température. Par exemple, pour le silicium (semi-conducteur), la largeur de la bande interdite varie selon l'équation :

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{(4.73 \times 10^{-4})T^2}{2T+636} \quad (\text{IV.1})$$

I.1 Semi-conducteurs intrinsèque

Les semi-conducteurs comme ceux présentés ci-dessus, sont supposés être des cristaux parfaits sans impureté et défaut. On parle dans ce cas de semi-conducteur intrinsèque.

Dans un semi-conducteur intrinsèque à une température absolue T , la concentration d'électrons n_i est égale à la concentration de trous p_i . On a :

$$n_i = p_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = A T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (\text{IV.2})$$

Avec

E_g : Energie du gap.

N_c : densité d'états dans la bande de conduction.

N_v : densité d'états dans la bande de valence

A : une constante spécifique du matériau

Pour le Silicium à température ambiante, on a $N_c = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_v = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

La mobilité des porteurs relie la vitesse moyenne des porteurs au champ électrique appliqué

$$v = \mu \cdot E \quad (\text{IV.3})$$

La densité de courant de conduction est donnée par :

$$J = e \cdot n_i (\mu_n + \mu_p) \cdot E \quad (\text{IV.4})$$

Où μ_n et μ_p sont la mobilité des électrons et des trous

On en déduit la conductivité du semi-conducteur

$$\sigma = e \cdot n_i (\mu_n + \mu_p) \quad (\text{IV.4})$$

Le tableau ci-dessous donne les propriétés du Silicium et du Germanium intrinsèques.

Ce sont les semi-conducteurs les plus employés pour la détection nucléaire.

Semiconducteur	Si	Ge
Nombre Atomique	14	32
Masse atomique (u.a)	28,09	72,60
Nombre de masse des isotopes stables	28-29-30	70-72-73-74-76
Densité (300 K) en g/cm ³	2,33	5,32
Atomes/cm ³	$4,96 \times 10^{22}$	$4,41 \times 10^{22}$
Constante diélectrique	12	16
Largeur de la bande interdite (gap à 300 K) en eV	1,115	0,665
Largeur de la bande interdite (gap à 0 K) en eV	1,165	0,746
densité intrinsèque de porteurs (à 300 K) en cm ⁻³	$1,5 \times 10^{10}$	$2,4 \times 10^{13}$
Résistivité intrinsèque (300 K) en Ω.cm	$2,3 \times 10^5$	47
Mobilité des électrons à 300 K en cm ² /(V.s)	1350	3900
Mobilité des trous à 300 K en cm ² /(V.s)	480	1900
Mobilité des électrons à 77 K en cm ² /(V.s)	$2,1 \times 10^4$	$3,6 \times 10^4$
Mobilité des trous à 77 K en cm ² /(V.s)	$1,1 \times 10^4$	$4,2 \times 10^4$
Energie de création d'une paire e ⁻ -t ⁺ à 300 K en eV	3,62	
Energie de création d'une paire e ⁻ -t ⁺ à 77 K en eV	3,76	2,96

I.2 Dopage d'un semi-conducteur

Dans un semi-conducteur intrinsèque, les déplacements de trous ou d'électrons sont rares et cela à cause de la grande stabilité de la structure. Il est possible de créer un grand nombre de trous ou d'électrons libres en introduisant des impuretés respectivement trivalentes (ex : Bore) ou bien pentavalentes (ex :Arsenic).

Si on injecte dans le réseau intrinsèque, un atome de bore qui possède trois électrons de valence, il aura tendance à prendre un électron aux atomes de Si ou de Ge environnant, donc à créer un trou. On dit qu'on a dopé le semi-conducteur avec un atome accepteur. Bien que le cristal soit neutre (nombre de protons égale au nombre d'électrons), on observe une

augmentation importante de trous libres. Le bore ayant gagné un électron devient un ion négatif.

Lorsque l'atome introduit dans le réseau cristallin est de type pentavalent (5 électrons de valence sur la couche externe), il y aura formation de quatre liaisons covalentes avec les atomes semi-conducteurs avoisinantes. Il reste cependant un cinquième électron qui ne forme aucun lien particulier. Cet électron, lié faiblement à son parent (exemple :As), est relativement libre de se déplacer à l'intérieur du nouveau matériau formé de type n.

Les atomes d'impuretés pentavalents sont appelés donneurs. Dans un barreau de type p, la conduction s'effectue par le mouvement des trous tandis que celui de type n, la conduction est électronique. Dans tous les cas, vu l'état solide du cristal, les ions d'impuretés ne peuvent se mouvoir dans le réseau.

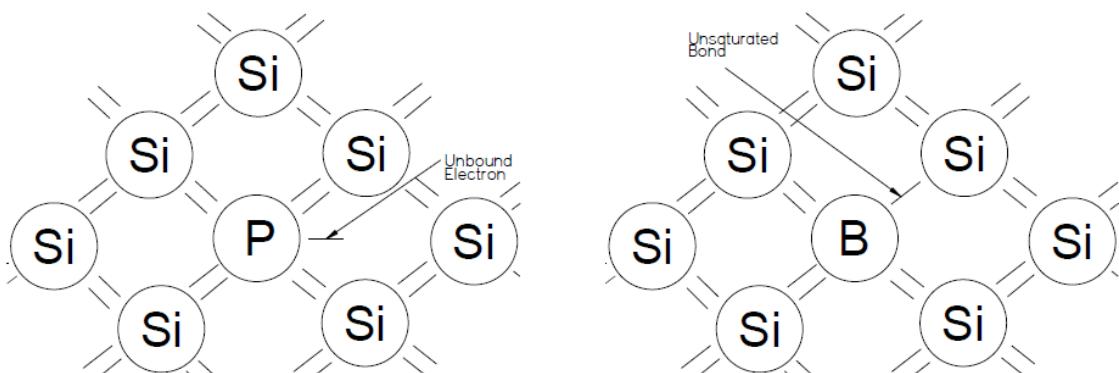


Figure (IV.2) dopage du silicium par du bore ou phosphore .

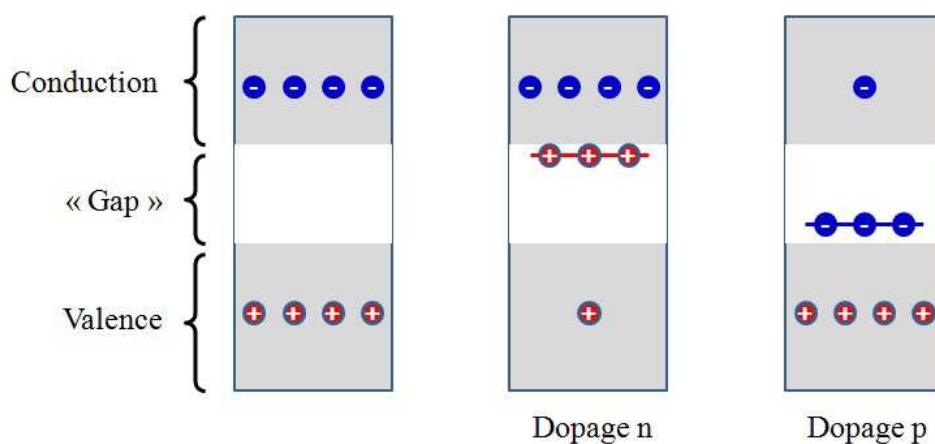


Figure (IV.3) : Bande d'énergie pour un semiconducteur intrinsèque, dopé n et dopé p

II. Jonction PN

Une jonction p-n, est la juxtaposition d'un semi-conducteur de type p avec un semi-conducteur de type n. Il se crée une zone spéciale à l'interface des deux matériaux.

De part la différence de concentration d'électrons et de trous dans les deux matériaux il y a diffusion des trous vers la région n et diffusion des électrons vers la région p. Les trous et les électrons se recombinent.

Initialement les zones n et p sont neutres : la diffusion des électrons va laisser des ions positifs dans la zone n et le déplacement des trous va laisser des ions négatifs du côté p. il y a apparition d'un champ électrique, qui va s'opposer à la diffusion : on atteint un équilibre.

La région où le potentiel varie est connue sous le nom de **zone de déplétion « W »** et a la particularité de n'avoir aucune charge libre en déplacement figure.

II.1 Caractéristiques de la jonction

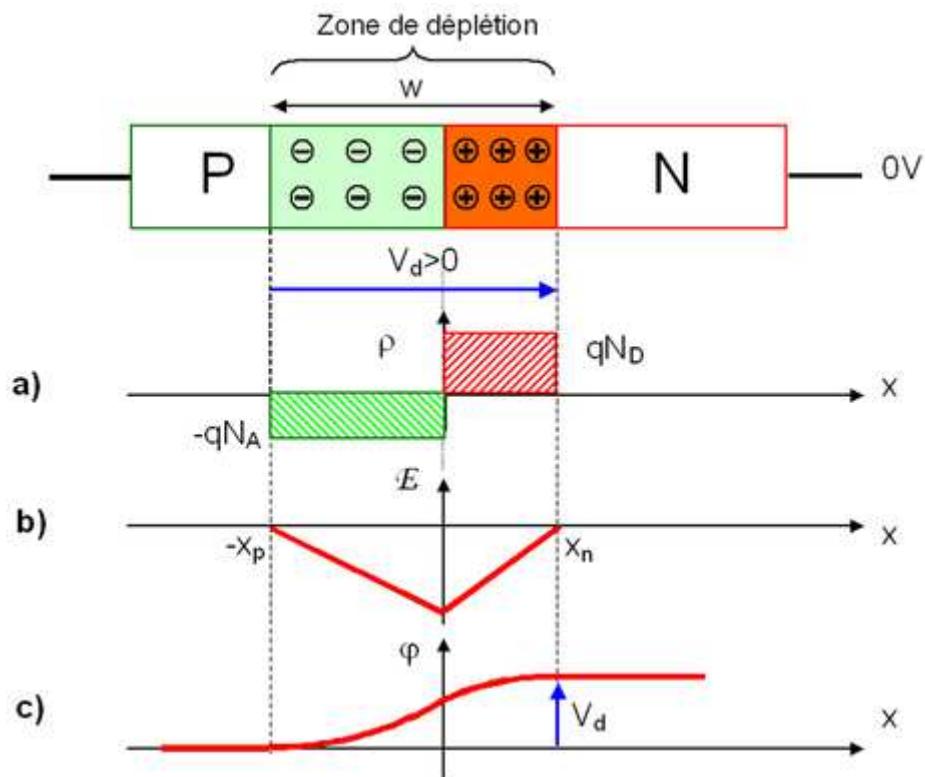


Figure (IV.4) : la jonction PN, a) distribution de charge, b) distribution champs électrique, c) distribution de la tension électrique

Soit N_A la densité des impuretés accepteur et N_D la densité des impuretés accepteur

La relation reliant la densité de charge ρ champ électrique E et le potentiel électrostatique φ est

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = \frac{-\rho}{\epsilon} \quad (\text{IV.5})$$

Où ϵ permittivité du milieu

Le potentiel de diffusion V_d est donné par :

$$V_d = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (\text{IV.6})$$

La zone de déplétion a pour épaisseur $X = x_n + x_p$ avec une extension x_n dans la zone N, x_p dans la zone P. on a la relation :

$$X = \left(\frac{2\epsilon V_d}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.7})$$

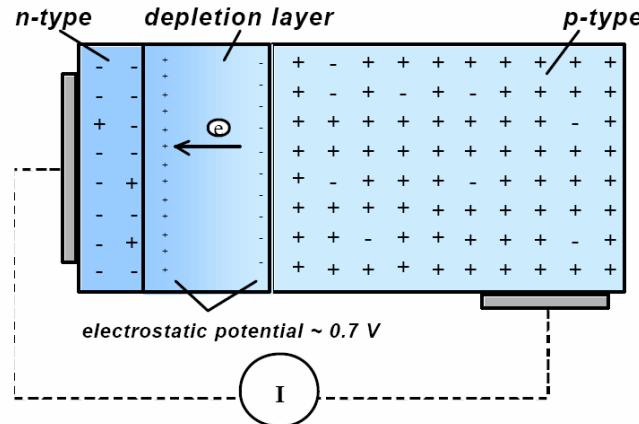
La relation de neutralité est sous forme :

$$x_n N_D = x_p N_A \quad (\text{IV.8})$$

II.2 La jonction et la détection des rayonnements.

On a vu précédemment que la zone de déplétion est déserté de charge électrique. Une radiation ionisante qui pénètre dans cette zone va libérer des paires électron-trou. Ces charges libres vont se déplacer sous l'influence du champ électrique.

Si on installe des contacts électriques de chaque côté de la jonction, on détectera un courant proportionnel à l'ionisation.



Figure(V.5) : DéTECTEUR à jonction

La largeur de la zone de déplétion est en général relativement petite, de l'ordre de 100 µm et dépend de la concentration des impuretés n et p.

On peut éventuellement augmenter la taille de la zone déplétée en appliquant une tension inverse, qui aura pour effet d'augmenter le champ E : la zone déplétée peut atteindre 300 µm.

II.3 Formation du signal

Soit une jonction PN⁺ figure, la zone de déplétion est entièrement dans la zone P et le champ, électrique dans cette zone :

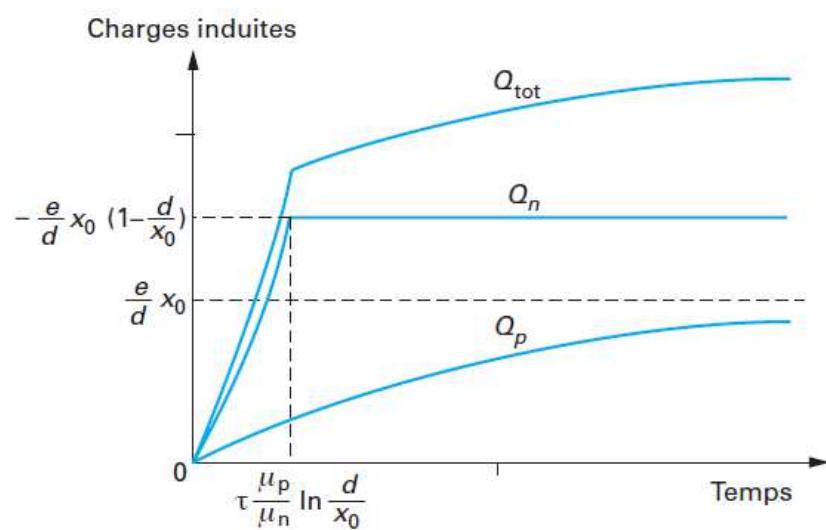
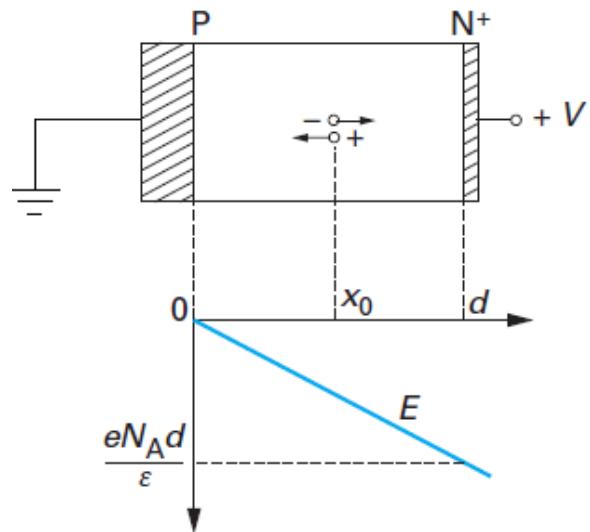
$$E = eN_A x$$

Soit une paire d'électron-trou créé en x₀.

Les charges induites par électron et trou seront donné respectivement par :

$$Q_n(t) = -\frac{e}{d} x_0 \left(1 - \exp \frac{\mu_n t}{\mu_p} \right)$$

$$Q_p(t) = \frac{e}{d} x_0 \left(1 - \exp \frac{-t}{\tau} \right)$$



Figure(IV.6) : Signal induit par le déplacement des paires (électron-trou) dans une jonction PN

III. Type de détecteur à semi conducteur

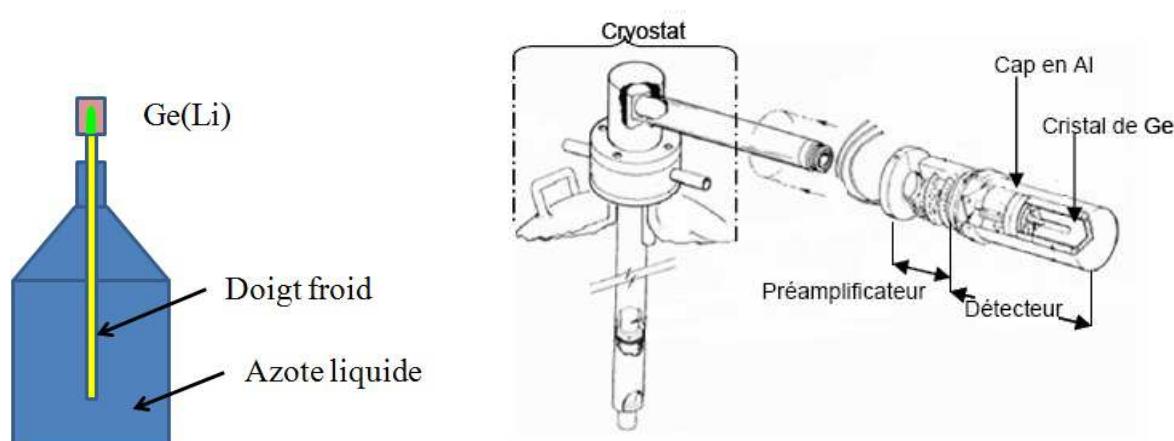
Plus d'une vingtaine de semi-conducteurs sont susceptibles d'être utilisés pour la détection des particules ionisantes. Les plus courants sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellure de cadmium (CdTe et CdZnTe) et l'arséniure de gallium (GaAs). On trouve aussi des détecteurs à base d'iodure mercurique (HgI₂).

a) Détecteurs compensés au lithium

Les détecteurs compensés au lithium sont obtenus en faisant migrer des ions de lithium dans du silicium ou du germanium de type P de manière à ce qu'il compense les impuretés du matériau de départ. Cette compensation conduit à un matériau de haute résistivité.

Les détecteurs Si(Li) et Ge(Li), silicium ou germanium compensés au lithium, présentent une haute résolution en énergie et constituent de ce fait de remarquables spectromètres.

Alors qu'un Si(Li) peut-être utilisé à température ambiante, un Ge(Li) doit lui être maintenu constamment à température très basse, qu'on l'utilise ou pas. A défaut, le lithium se mettrait à diffuser de manière incontrôlée dans tout le volume et la différence entre les régions se verrait gommée. Ce type de détecteur est donc monté sur un réservoir d'azote liquide qui le maintient à 77K grâce à une tige métallique, ou doigt froid, qui d'un côté plonge dans l'azote et de l'autre fait contact avec le semi-conducteur. Par ailleurs la structure du détecteur lui-même se présente souvent en couches cylindriques coaxiales plutôt qu'en couches planes.



Figure(IV.7) : Détecteur refroidit à l'azote liquide

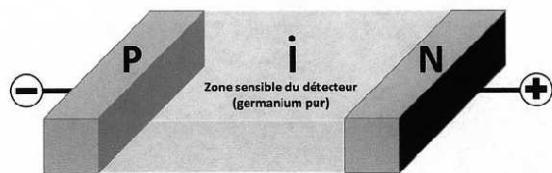
b) DéTECTEUR DE GERMANIUM DE HAUTE PURETÉ Ge(Hp)

Ce détecteur est tout simplement un cristal de germanium de très haute pureté sur lequel on applique une tension inverse. La fabrication du détecteur suit le même processus que celui du Ge(Li) excepté l'opération de diffusion des ions lithium qui n'est pas effectués.

Le volume du cristal de haute pureté peuvent atteindre 60 mm de diamètre. La résistivité de telles cristaux est très élevée ce qui rend le courant de fuite presque nul. Ce courant parasite est d'autant plus négligeable à la température cryogénique. La concentration d'impuretés restant après purification, essentiellement de type p est inférieure à 10 atomes/cm³.

c) DÉTECTEUR PIN (photodiode)

Lorsque les particules chargées sont plus énergétiques donc plus pénétrantes, on peut être amené à utiliser des diodes PIN, qui permettent d'obtenir des zones déplétées de plus grandes dimensions (jusqu'à 1 cm). Le champ électrique est constant dans la zone déplétée et le détecteur s'apparente à une chambre d'ionisation solide.



Figure(IV.8) : Jonction PIN

Exemple d'une photodiode PIN :

Le détecteur photodiode (PIN) du fabricant AMTEK type XR-100CR utilisé spécialement pour la fluorescence X, envoyé sur la planète Mars le 4 juillet 1997 pour analysé le sol. Le type de refroidissement et de type Peltier (miniaturisation du détecteur). On représente le schéma du détecteur et le premier spectre obtenue du sol de Mars.

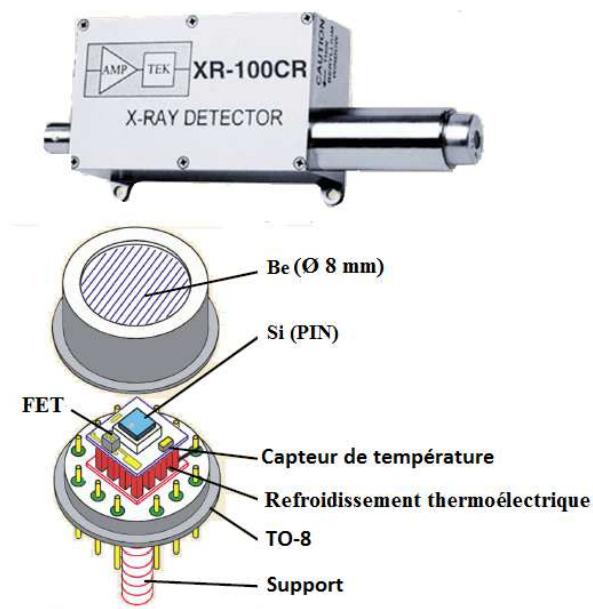


Figure (IV.9) : Le détecteur (PIN) XR-100CR d'Amptek.

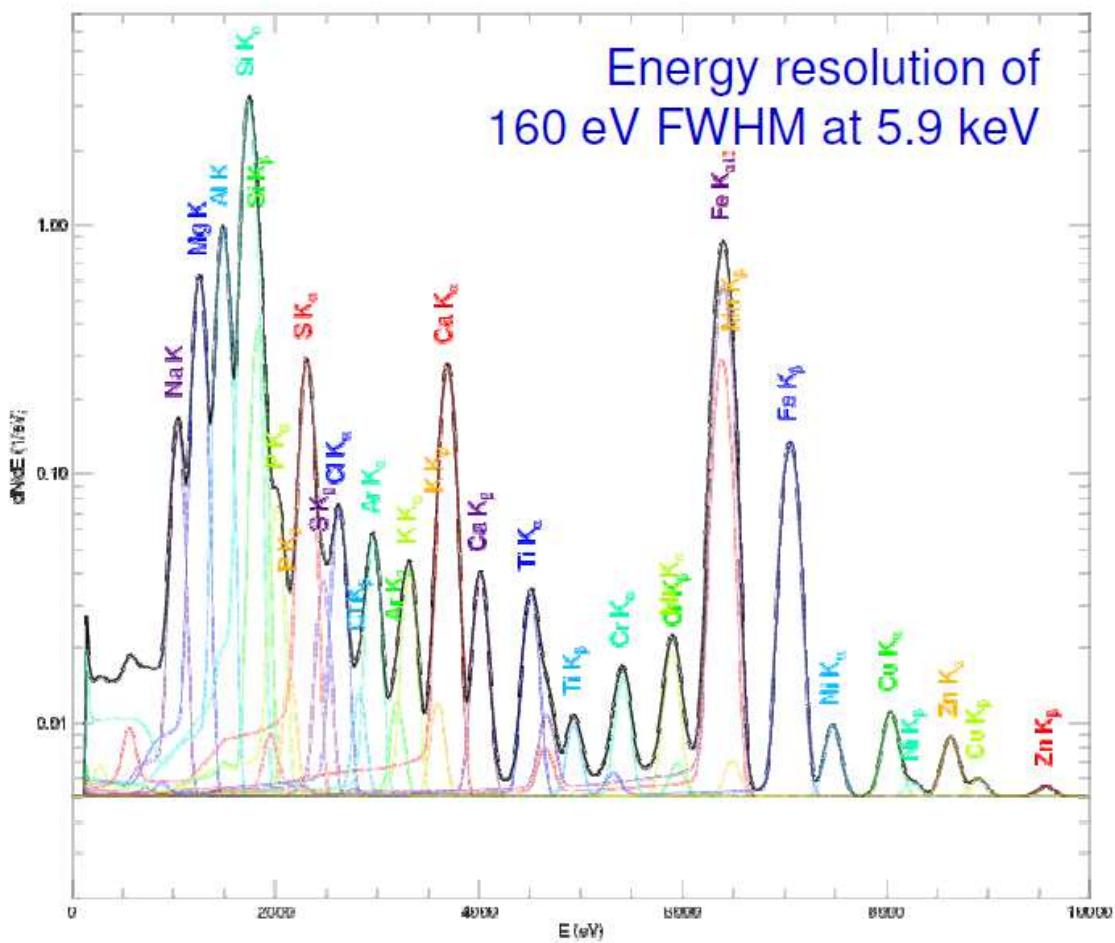


Figure (IV.10) : Premier spectre de fluorescence du sol de Mars réalisé par XR-100R

Avantage des détecteurs à semi-conducteurs

- Ils ont une excellente résolution en énergie, de l'ordre de dix fois supérieure a celle du détecteur NaI (Tl)
- La réponse en fonction de l'énergie présente une bonne linéarité.
- Le temps de collection des charges électriques est très rapide du fait du champ électrique élevé.
- La masse volumique élevée du milieu ($6,8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ pour Ge) autorise la détection de particules énergétiques (X et γ).

Inconvénients des détecteurs a semi-conducteurs

- Les prix peuvent s'avérer dissuasifs a leur acquisition. Il est indispensable de travailler à la température de l'azote liquide pour limiter le bruit de fond du a l'agitation thermique. Les détecteurs compenses au lithium comme le Ge/Li doivent être maintenus en permanence a la température de l'azote liquide sous peine de destruction, le lithium ne conservant plus une distribution homogène dans le cristal.
- Les détecteurs de grande taille ou de forme particulière type puits dont l'efficacité de détection peut rivaliser avec le scintillateur NaI (Tl) sont encore trop chers.
- Comme toute technologie de haut niveau, le détecteur a semi-conducteur reste fragile.

Chap. V : DéTECTEURS à scintillation

Introduction

Les compteurs à scintillation ont connu un développement très important depuis 1945 en raison d'une part de la découverte d'un grand de scintillateur dont certains ont une bonne efficacité au rayonnement gamma, et d'autre part au développement de la technologie des cellule photoélectrique spéciale, sensible à de très faible flux lumineux. C'est cellule sont appelées photomultiplicateur. Le compteur à scintillation comprend deux parties, le scintillateur et le photomultiplicateur.

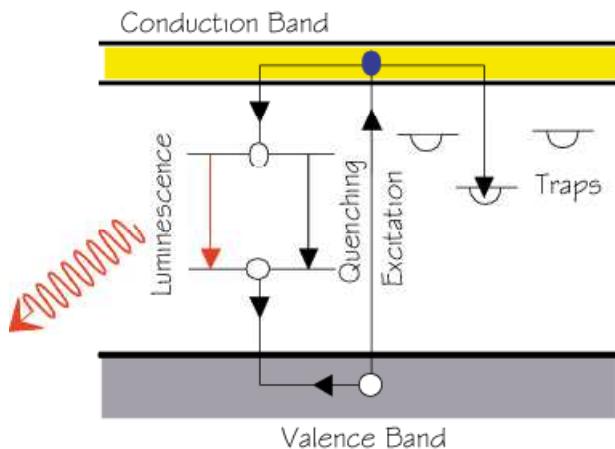
I Les scintillateurs

Les scintillateurs utilisés actuellement sont de natures très diverses. Ils peuvent être constitués par des substances minérales ou organiques ; ils sont sous forme de poudres (sulfure de zinc), de monocristaux (Iodure de sodium contenant une petite quantité de thallium), organiques tel que l'anthracène), de plastiques (réalisés en introduisant, avant polymérisation, une substance fluorescence dans le monomère), de liquides obtenus en dissolvant un composé fluorescent dans un solvant organique).

Schématiquement, on peut dire que, lorsqu'une particule chargée (rayons alpha, bêta ou électrons produits par un rayonnement gamma) traverse le scintillateur, elle produit, le long de son parcours, une excitation des atomes ou des molécules du scintillateur ; la désexcitation qui intervient ensuite, a lieu avec émission d'un certain nombre de photons lumineux qui constituent la scintillation.

Le mécanisme d'émission de la lumière est très différent suivant qu'il s'agit d'un scintillateur minéral ou organique. Dans les scintillateurs minéraux, l'émission de lumière est liée en général à la présence d'impuretés (activateurs) telles que l'iodure de thallium dans

l'iodure de sodium. Dans les scintillateurs organiques, la fluorescence est une propriété moléculaire associée au type de molécules.



Figure() : Bandes d'énergie dans les cristaux actives avec des impuretés

II. Caractéristiques essentielles des scintillateurs

1. Efficacité de scintillation

L'efficacité de scintillation, c'est à dire la fraction d'énergie du rayonnement incident convertie en énergie lumineuse, est faible : de l'ordre de 4 à 8% respectivement pour les scintillateurs organiques et minéraux. La lumière de scintillation est émise dans un certain domaine spectral caractéristique de l'impureté (ou de la substance dissoute dans le cas de scintillateurs plastiques et liquides). Le scintillateur qui doit être transparent à sa propre lumière de fluorescence et le photomultiplicateur seront choisis de manière à ce que le domaine d'émission du scintillateur et celui de sensibilité maximum du photomultiplicateur coïncident.

2 Lumière de scintillation

La lumière de scintillation décroît dans le temps suivant une loi souvent exponentielle dont la constante de temps qui varie de deux à trente nano-seconde pour les scintillateurs organiques, est 100 fois plus grande environ pour les minéraux. Les compteurs utilisant les scintillateurs sont donc des détecteurs rapides.

Les caractéristiques de détection des rayonnements nucléaires dépendent essentiellement du scintillateur utilisé :

L'efficacité au rayonnement gamma est élevée (et très supérieure à celle d'un compteur GM) pour un scintillateur tel que NaI[Tl] à cause des numéraux atomiques de ses constituants ; elle est cependant faible pour les scintillateurs organiques composés essentiellement de carbone et d'hydrogène.

En général, lorsque le rayonnement incident est constitué par des électrons, la réponse du scintillateur est linéaire, c'est à dire qu'il émet une quantité de lumière proportionnelle à l'énergie du rayonnement incident ; si le détecteur photoélectrique associé au scintillateur est lui-même linéaire, la hauteur d'impulsion recueillie à la sortie est proportionnelle à l'énergie du rayonnement incident. Dans ce cas, les compteurs à scintillations peuvent être utilisés en spectroscopie pour déterminer l'énergie inconnue d'un rayonnement.

III Scintillateurs les plus couramment utilisés

Iodure de sodium NaI[Tl]

Il peut être obtenu sous forme de monocristaux de grandes dimensions ; la lumière émise a une longueur d'onde moyenne de 4100 Angström et sa constante de temps est de 0,25 µs ; il est hygroscopique, ce qui oblige à le placer dans une boîte étanche munie d'une fenêtre transparente ; c'est le scintillateur de choix pour la spectrométrie gamma.

Scintillateurs organiques plastiques

Ils sont constitués par du styrène polymérisé en présence de molécules organiques fluorescentes (par exemple : le terphényle). Leur efficacité est très inférieure à celle du précédent, mais ils délivrent des impulsions lumineuses beaucoup plus brèves (de l'ordre de 10⁻⁸s ou moins) et permettent de réaliser des scintillateurs de très grandes dimensions et de formes quelconques.

Scintillateurs organiques liquides

Ils sont obtenus en dissolvant dans le xylène ou le toluène des composés (quelques grammes par litre) tels que le terphényle ou le 2-5 diphényloxazole (PPO). Leurs caractéristiques sont voisines de celles des scintillateurs plastiques. L'émetteur de

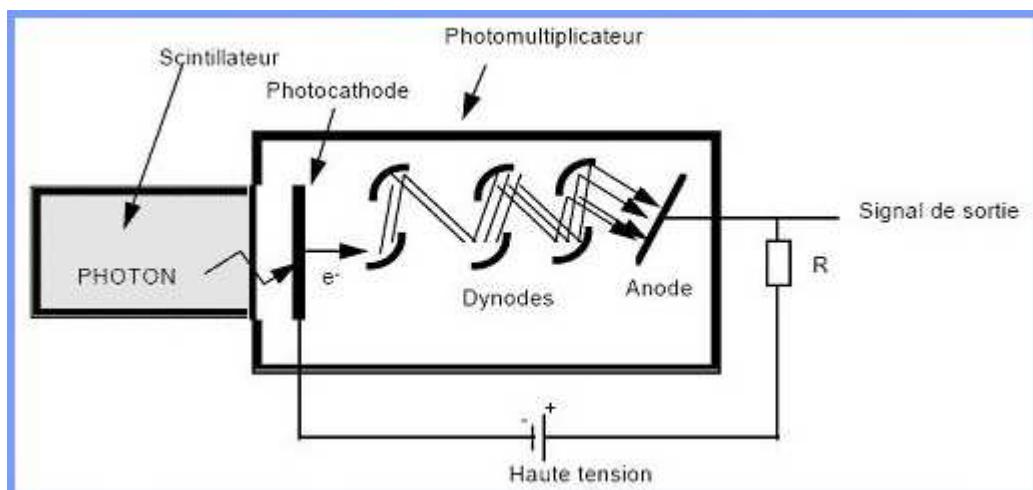
rayonnement peut être dissous dans le scintillateur, ce qui évite l'absorption, gênante pour les rayonnements de faible énergie.

IV. Photomultiplicateurs

Les photons (ou une fraction de ceux-ci) émis par le scintillateur placé sur le photomultiplicateur frappent la photocathode de ce dernier et arrachent de celle-ci des électrons par effet photoélectrique

Au lieu de collecter ceux-ci par une anode comme dans une simple cellule photoélectrique, on les accélère à l'aide d'un champ électrique et on les dirige sur une électrode à émission secondaire, appelé dynode, à laquelle chacun arrache δ électrons ($\delta > 1$). Ceux-ci sont guidés de la même manière vers une deuxième dynode sur laquelle ils donnent un effet analogue.

Si le photomultiplicateur comporte n dynodes ayant le même coefficient d'émission secondaire δ , on pourra ainsi recueillir sur une anode placée au voisinage de la dernière dynode, un courant δ^n fois plus grand que celui issu de la photocathode. Par exemple, si $\delta=4$ et $n=10$, $A=\delta^n$ est voisin de 10^6 . Le photomultiplicateur est donc équivalent à une cellule photoélectrique associée à un amplificateur en courant à gain A très élevé.



Figure() : Photomultiplicateur

Caractéristiques essentielles des photomultiplicateurs

- La photocathode semi transparente à une efficacité qui dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente. Son rendement quantique (le nombre d'électron émis par photon incident, est au maximum de l'ordre de 25%. On sait réaliser actuellement des

photocathodes ayant une efficacité à peu près constante entre 4000 et 6000 Angström, domaine qui couvre celui d'émission de la plupart des scintillateurs.

- Les dynodes sont constituées par des alliages (cuivre/béryllium ou argent/magnésium) qui ont de coefficients d'émission secondaire de 4 à 5 pour des tensions entre étages de l'ordre de 150 volts. Celles-ci sont fournies par un pont diviseur de tension comme représenté sur la figure 1. Le nombre de dynodes varie entre 10 et 14 en général et de gains compris entre 10^7 et 10^8 peuvent être atteints.

- Les électrons issus de la dernière dynode sont collectés à l'anode, provoquant l'apparition d'une impulsion aux bornes du circuit anodique constitué par la résistance de charge R_c et la capacité C . L'amplitude et la forme de l'impulsion représentée sur la figure 2 dépendent du rapport κ de la constante de temps R_cC du circuit de charge à celle τ du scintillateur. En l'absence de scintillateur (réponse propre du PM), les temps de montée sont de l'ordre de la nano-seconde.

V. Utilisation des compteurs à scintillations en spectrométrie

Nous avons vu que dans le cas d'électrons incidents, l'amplitude de l'impulsion anodique est proportionnelle à l'énergie perdue par la particule dans le scintillateur. Par conséquent, en déterminant la répartition des impulsions anodiques (nombre d'impulsions d'amplitude donnée), on obtient le spectre d'énergie du rayonnement provoquant la luminescence dans le scintillateur.

Si celui-ci est un rayonnement gamma (d'énergie inférieure à 1,02 Mev), il produit par effet photoélectrique et Compton, dans un scintillateur comme le cristal NaI[Tl], des électrons qui sont mono énergétiques dans le premier cas et ont des énergies comprises entre zéro et une valeur maximum dans le second cas. En fait, les différents phénomènes d'émission (lumineuse du cristal, photoélectrique de la photocathode, charges secondaires des dynodes) sont soumis à des fluctuations qui entraînent un élargissement des raies.

La résolution qui caractérise la qualité de l'appareillage, est la largeur relative à mi-hauteur $\Delta V/V_p$ d'une raie.

VI. Electronique associé au détecteur

1. Chaine de mesure spectrométrique

On rappelle qu'un détecteur délivrant une information électrique peut fonctionner en impulsion ou en courant. Le mode impulsion est étudié pour produire les spectres énergétiques des rayonnements détectés en associant au détecteur un ensemble d'éléments électroniques (chaine de mesure).

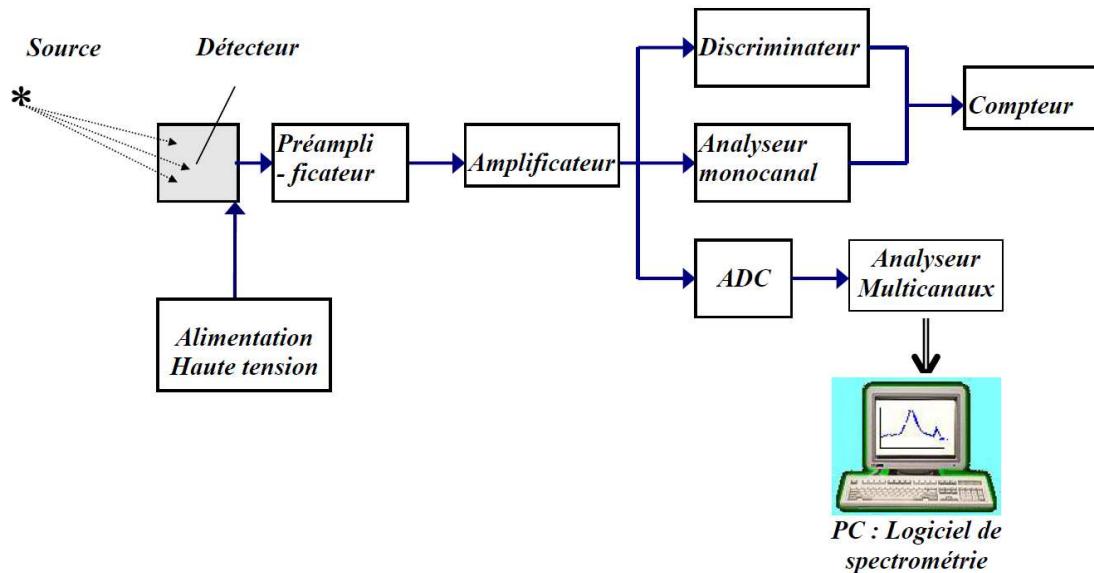


Figure (V.5 : Chaine de mesure

2. Composition de la chaîne de mesure

a- Alimentation haute tension

L'alimentation de haute tension est un élément indispensable quel que soit le détecteur. Dans le cas où on emploie des tensions peu élevées ou qui n'ont pas besoin d'être très stables,

Dans la très grande majorité des cas on utilise des alimentations électroniques qui doivent remplir les conditions suivantes:

- être réglables pour les tensions imposées par les détecteurs.
- pouvoir supporter sans chute de tension le courant débité par le détecteur.
- être stabilisées à hauteur de l'exigence des détecteurs.
- ne pas présenter de dérive au cours du temps ;
- avoir un bruit très faible.

b- Préamplificateur

En général on a besoin d'éloigner le détecteur de l'électronique de traitement; on dispose un préamplificateur au plus près du détecteur pour:

- récupérer le maximum de signal;
- réduire le bruit;
- minimiser les effets capacitifs;
- adapter l'impédance élevée du détecteur avec la basse impédance du câble coaxial de transport du signal puis de l'électronique de traitement;
- effectuer une première mise en forme du signal (production de l'impulsion à traiter).
- amplifier avec un gain fixe.

c- Amplificateur

Placé à la suite du préamplificateur, l'amplificateur a pour fonction de multiplier dans un rapport donné ajustable (le gain) l'amplitude du signal qu'il reçoit. Le gain doit être linéaire sur la totalité de la dynamique des signaux d'entrée; il peut dans certains cas atteindre des valeurs de 200.000. L'amplificateur contribue à la mise en forme finale du signal en vue de son analyse ou de son traitement. Il permet des réglages tels que la restauration de ligne de base, la compensation de pôle zéro (élimination de l' "undershot" final engendré par la mise en forme des impulsions). Il permet également le rejet des empilements, en liaison avec l'analyseur multicanal.

La mise en forme des impulsions est très importante pour améliorer les paramètres tels que temps de résolution, résolution en énergie, rapport signal sur bruit, et pour pouvoir traiter les signaux dans les modules électronique. Cette mise en forme s'effectue généralement à l'aide d'une série de circuits intégrateurs (RC ou filtre passe-bas) et différentiateurs (CR ou filtre passe-haut) qui peuvent notamment conduire à des mises en forme semi gaussiennes. Les impulsions engendrées peuvent être bipolaires, unipolaires, négatives ou positives.

Une bonne mise en forme de signaux permet de minimiser les empilements (superpositions d'impulsions) à haut taux de comptage qui viennent perturber le dénombrement des impulsions ainsi que la mesure de leur amplitude.

c- Discriminateur

Un discriminateur produit un signal logique si une impulsion dépasse une valeur de seuil réglable. Il permet la construction de spectres d'amplitudes d'impulsions en mode "integral". Il est fondé sur le principe du monostable et sert souvent à éliminer la contribution du bruit de fond aux mesures.

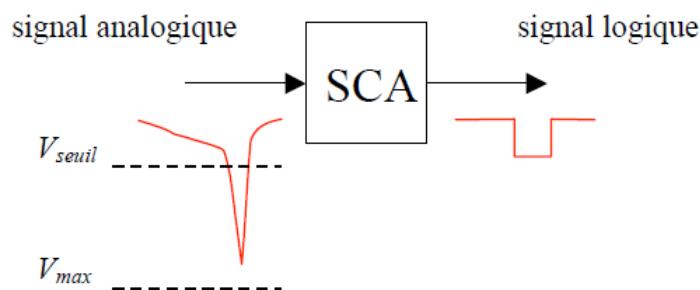
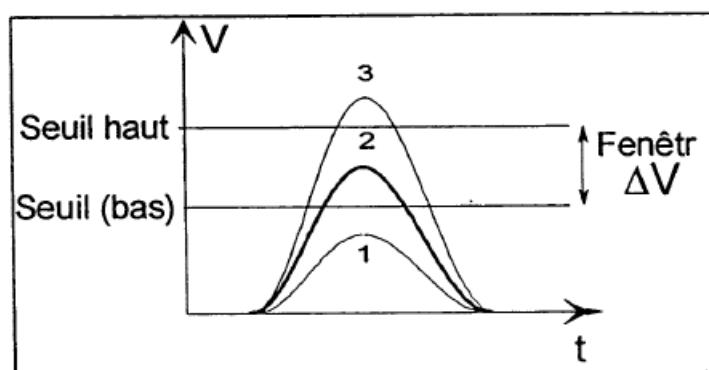


Figure (V.4) : Fonctionnement schématique d'un discriminateur.

d- Analyseur monocanal

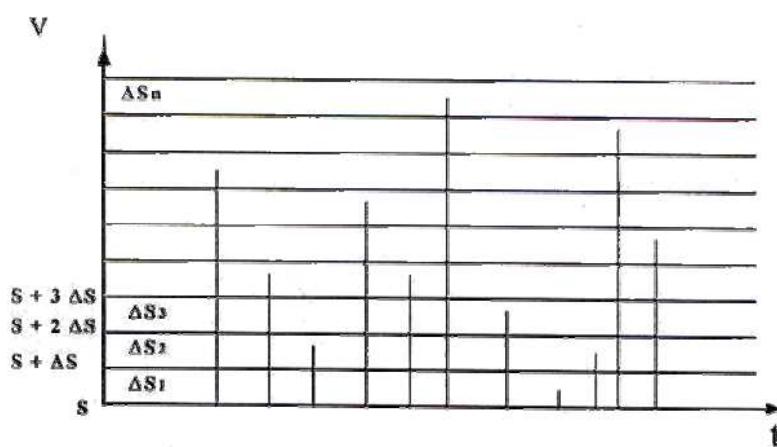
L'analyseur, ou sélecteur, monocanal est fondé sur le principe suivant (fig. 2.3): deux discriminateurs bas associés à une fonction d'anticoincidences permettent de ne prendre en compte que les impulsions dont l'amplitude est comprise dans une fenêtre définie comme l'écart entre les deux seuils de discrimination. Il engendre une impulsion logique lorsque l'amplitude de l'impulsion analogique à l'entrée est comprise dans la fenêtre. En balayant avec une fenêtre constante l'ensemble des valeurs du seuil bas, on peut reconstituer un spectre d'amplitudes d'impulsions proportionnelles aux énergies cédées dans le détecteur.



Figure(V.5) :principe de fonctionnement d'un analyseur monocanal

e- Analyseur multicanaux

Dans certaines applications de spectrométrie, pour que le sélecteur monocanal soit efficace et intéressant, il faut que la largeur du canal (fenêtre de mesure) soit faible, sinon il risque de ne pas pouvoir restituer correctement la forme des pics. De plus, si le taux d'impulsions est faible ou le phénomène à mesurer peu durable, le sondage de l'ensemble du spectre peut demander beaucoup trop de temps. On utilise alors des analyseurs multicanaux que l'on peut en théorie considérer comme une somme de nombreux analyseurs monocanaux contigus bien qu'ils soient quasiment toujours conçus sur un principe complètement différent. Un analyseur multicanaux comprend un codeur analogique-numérique, une mémoire divisée en segments, aussi appelés canaux, et un écran de visualisation.

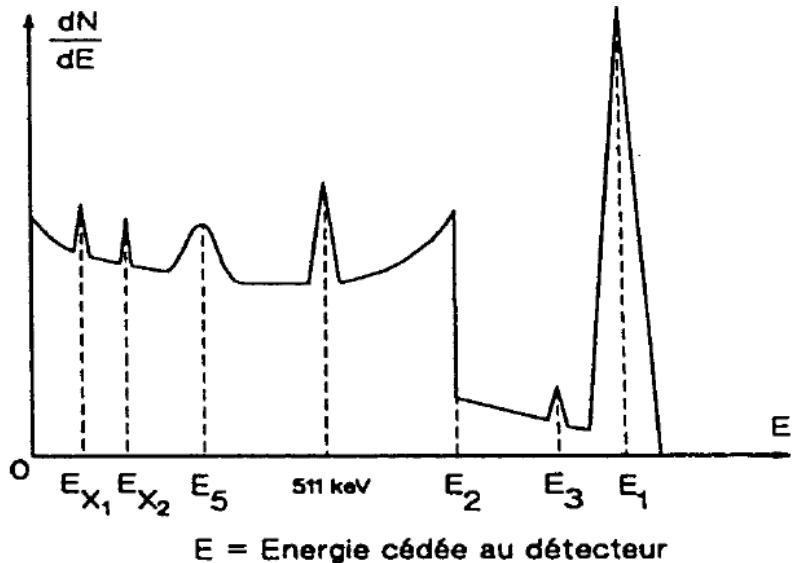


Ces éléments permettent respectivement de convertir les tensions électriques en nombres, de classer ces nombres dans les canaux de mémoire, et de visualiser les contenus de l'ensemble des canaux c'est à dire la représentation du spectre sur l'écran. Cette visualisation finale s'effectue grâce à un système incorporé ou bien en liaison avec un micro-ordinateur.

les pics, les étalonnages, calculs, identifications de nucléides, etc. La stabilisation de spectres par surveillance des pics est également possible.

Les analyseurs multicanaux peuvent aussi fonctionner en **multi échelle** (enregistrement d'événements dans les canaux mémoire dont la largeur de chacun correspond à un intervalle de temps donné).

Le nombre de canaux mémoire va couramment de 512 à 16384. Le choix de ce nombre doit résulter du compromis entre la précision souhaitée dans le spectre et le temps d'acquisition nécessaire (on met beaucoup plus de temps à quitter les fluctuations statistiques au niveau du bruit de fond avec un grand nombre de canaux).



Energie:

E_1	Pic d'absorption totale
$[0, E_2]$	Fond Compton continu
E_2	Front Compton
$[E_2, E_1]$	Vallée Compton
E_3	Raie d'échappement X caractéristique détecteur
511 keV	Pic d'annihilation (si source β^+)
E_5	Pic de rétro diffusion
E_{x_1} et/ou E_{x_2}	Pics X de la source et/ou de l'environnement

Phénomène correspondant:

Fig (V.6) : Spectre hypothétique

Références

- [1] Attix F. H. "Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry" Editions John Wiley & Sons New York, U.S.A 1986.
- [2] Blanc. D. « Les rayonnement ionisant détection dosimétrie, spectrométrie » Ed : Dunod 1997.
- [3] International Commission on Radiation Units and Measurements 1998 Fundamental Quantities and Units for Ionization Radiation *ICRU Report 60*
- [4] Knoll G. F. "Radiation Detection and Measurement" (Third Edition) Ed: *J. Wiley, New-York, U.S.A.2000.*
- [4] Gad Shani "RADIATION DOSIMETRY Instrumentation and Methods" Second Edition CRC Press Boca Raton London New York Washington, D.C.
- [6] « Radiation Quantities and Units », ICRU Report 33, 1980.
- [7] CHEVALLIER P. « INTERACTION DU RAYONNEMENT AVEC LA MATIÈRE » Techniques de l'Ingénieur, traité Sciences fondamentales A 214 1- 40
- [8] BOURGEOIS G. « Interaction particules-matière – DéTECTEURS » Techniques de l'Ingénieur, traité Sciences fondamentales AF 3 531 1- 22