

# Interaction rayonnements-matière

## 1. Introduction

L'interaction des rayonnements ionisants conduit à un transfert d'énergie dans la matière, cette interaction se fait soit avec les électrons du cortège électronique ou avec le noyau.

## 2. Définition du rayonnement

On appelle rayonnement ou radiation le processus d'émission ou de transmission d'énergie sous la forme d'ondes électromagnétiques ou de particules, et selon la valeur de l'énergie on peut les classer en deux catégories.

## 3. Classification des rayonnements

Selon leurs énergies (selon leur effet sur la matière), les rayonnements peuvent être classés en deux catégories.

- Rayonnements non ionisants;
- Rayonnements ionisants.

### 3.1 Rayonnements non ionisants

Ce sont des rayonnements qui renferment les ondes électromagnétiques les moins énergétiques, dont la longueur d'onde est supérieure à 100 nm.

### 3.2 Rayonnements ionisants

Les rayonnements ionisants consistent en particules, y compris des photons, qui arrachent des électrons à des atomes et des molécules. Toutefois, certains rayonnements d'énergie relativement faible, comme les rayons ultraviolets, peuvent être ionisants dans des conditions particulières. Pour les distinguer des rayonnements qui provoquent toujours l'ionisation, on définit un seuil arbitraire d'énergie, en général 10 kilo-électronvolts (k eV), à partir duquel les rayonnements sont dits ionisants. Exemples : les particules chargées ( $e^-$ ,  $e^+$ , protons,  $\alpha$ ).

#### 3.2.1 Classification des rayonnements ionisants selon leurs modes d'ionisation

Les rayonnements ionisants se distinguent en deux catégories:

- Rayonnements directement ionisants;
- Rayonnements indirectement ionisants.

### 3.2.1.1 Rayonnements directement ionisants

Ce sont toutes les particules chargées ; électrons, protons, particules  $\alpha$  et ions lourds. Ils cèdent directement leurs énergies aux électrons atomiques du milieu (ou moins probablement au noyau) à travers l'interaction coulombienne.

### 3.2.1.2 Rayonnements indirectement ionisants

Ce sont les rayonnements neutres ; neutrons, photons  $\gamma$  et X. Ils transfèrent leurs énergies en deux étapes :

- En première étape, le rayonnement libère une particule chargée dans le milieu (les photons relâchent des électrons ou des positons. Les neutrons libèrent des protons ou ions lourds).
- Dans la deuxième étape, les particules chargées libérées déposent leurs énergies au milieu à travers l'interaction coulombienne.

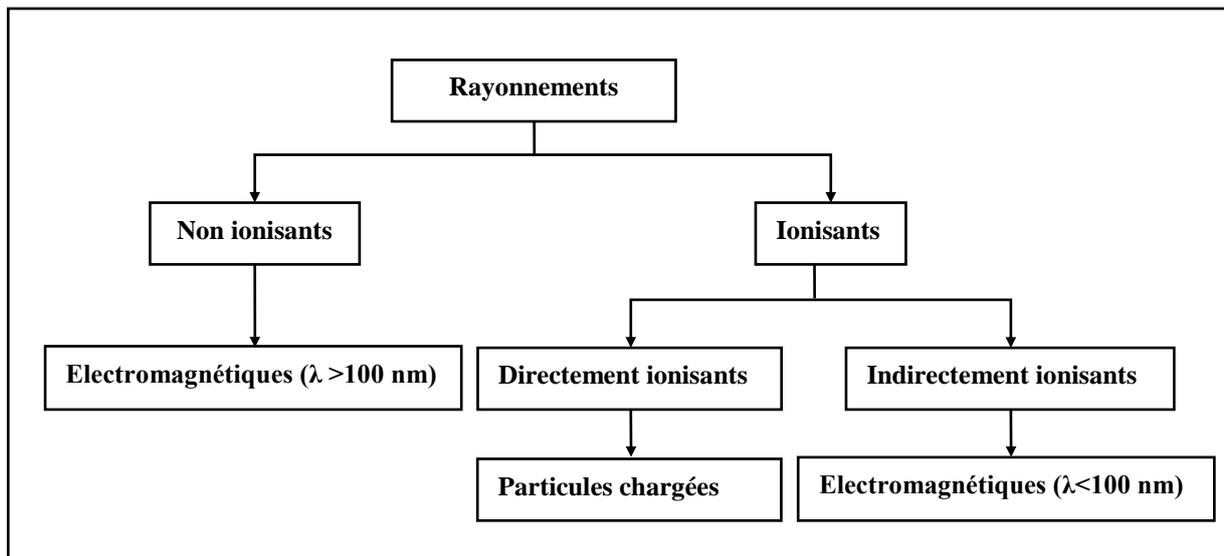


Fig. 01 : Classification des rayonnements selon leurs modes d'ionisation

### 3.2.2 Classification des rayonnements ionisants selon leurs natures

Les rayonnements ionisants peuvent être classifiés en deux classes selon leur nature:

- Rayonnements particuliers.
- Rayonnements électromagnétiques.

#### 3.2.2.1 Rayonnements particuliers:

Ils représentent les particules possédant une masse au repos. Elles peuvent être :

- Chargées : électrons, positons, protons, ions (particules chargées lourdes). Elles interagissent avec le milieu par interactions coulombiennes, principalement avec les électrons atomiques (interaction plus probables) et moins fréquemment avec les noyaux.
- Neutres : les neutrons. Lors de leurs passage dans le milieu, les neutrons perdent de l'énergie, soit, par ralentissement, par collisions sur les noyaux du milieu traversé (interaction favorable pour les neutrons rapides), soit par capture neutronique et réactions nucléaires (interactions très probables pour les neutrons lents et thermiques).

### **3.2.2.2 Rayonnements électromagnétiques :**

Ce sont les photons  $\gamma$  résultant de transitions nucléaires, les rayons X caractéristiques émis lors des transitions des électrons en orbites atomiques et les rayonnements de freinage (Bremsstrahlung) envoyés lors des interactions coulombiennes des électrons rapides avec le noyau atomique (décélération des électrons rapides au voisinage du noyau). Les rayonnements électromagnétiques interagissent avec la matière par différents processus : effet photoélectrique, diffusion Compton, production des paires électron-positron, ...

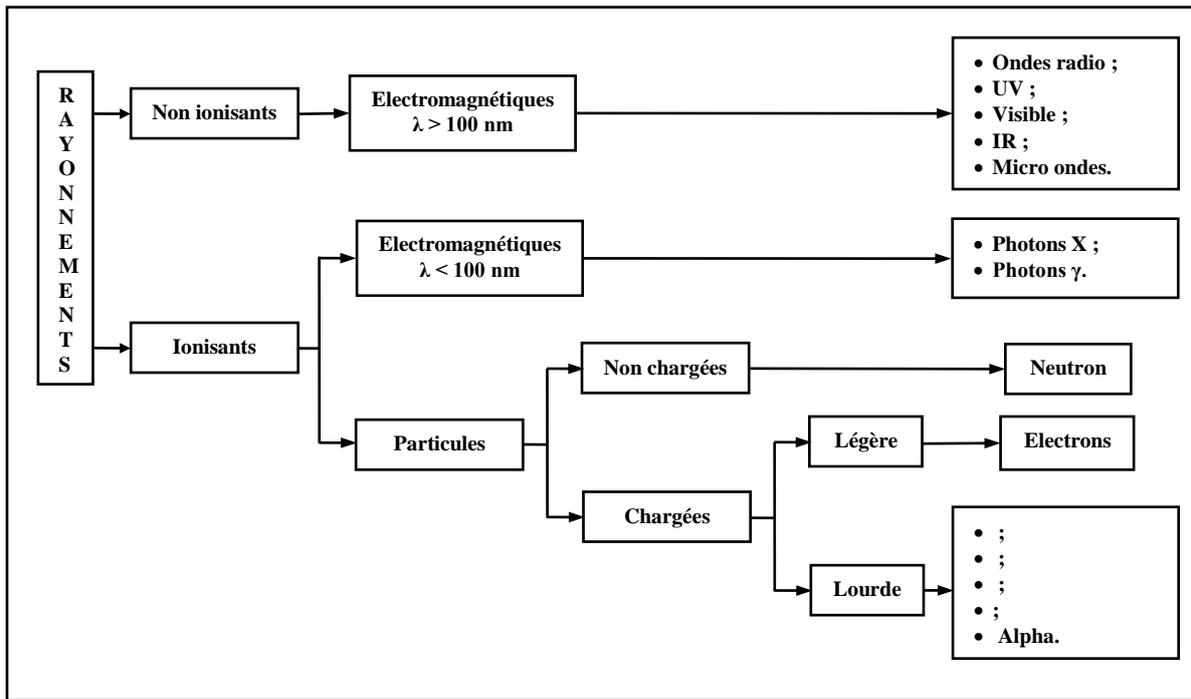


Fig. 02 : Classification des rayonnements selon leur nature

## 4. Interaction des particules chargées avec la matière

### 4.1 Interaction électron - matière

Les électrons sont des particules chargées légères possédant une charge négative. Lorsque ces électrons traversent un milieu matériel ils interagissent avec les atomes du milieu traversé, ils vont perdre leur énergie cinétique. Cette interaction se fait soit avec les électrons du cortège électronique, soit avec le noyau des atomes où l'énergie de l'électron incident est suffisamment élevée. Dans le cas d'une interaction électron-électron on parle de collision. Il se produit alors l'ionisation et l'excitation alors que dans le cas d'une interaction électron - noyau on parle de phénomène de freinage.

#### 4.1.1 Phénomène d'ionisation :

Ces interactions sont les plus probables. L'électron incident transfère une partie de son énergie cinétique à l'électron atomique (dans le cas de l'ionisation l'énergie transférée par l'électron incident doit être supérieure à l'énergie de liaison de l'électron atomique). Ce dernier est extrait de son orbite.

#### 4.1.2 Phénomène d'excitation :

Si l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure ou égale à l'énergie de liaison de deux couches électroniques de l'atome cible, l'électron atomique passe d'une couche électronique à une autre plus élevée, c'est le phénomène d'excitation. Cet atome va chercher à retrouver son état

original. Lors de son retour à la couche interne l'énergie est libérée sous forme d'un photon dont la valeur d'énergie dépendra de la différence entre les deux niveaux énergétiques, on parle de réarrangement du cortège électronique.

#### **4.1.3 Phénomène de freinage :**

C'est un phénomène très rare où les électrons vont interagir avec les noyaux atomiques, ces électrons vont être déviés en cédant une partie de leur énergie au noyau sous l'effet de champ coulombien de ce noyau. L'énergie perdue est émise sous la forme de rayonnement X, dit rayon de "freinage".

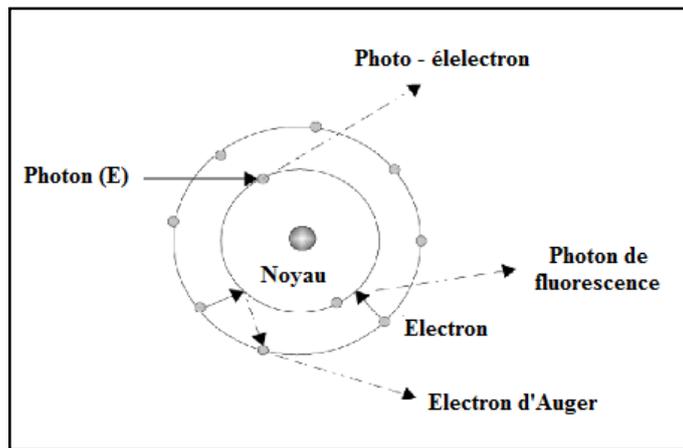
#### **4.2 Interaction des positrons :**

Les positrons sont des particules chargées légères qui portent une charge électrique élémentaire positive. L'interaction entre un positron et la matière conduit au phénomène de l'annihilation de la matière qui consiste à une association d'un (positron et un électron négatif, lors de cette dématérialisation deux rayonnements électromagnétiques vont être émis sous forme de photon d'énergie 511 KeV et de direction opposés (angle de 180°).

#### **5. Interaction des rayonnements électromagnétiques (X, $\gamma$ ) avec la matière :**

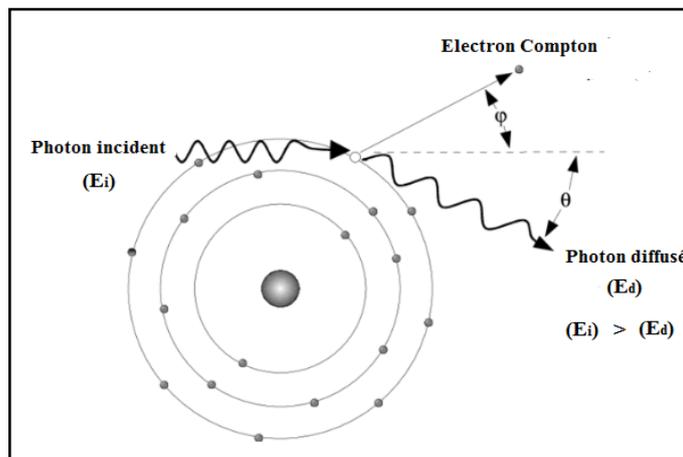
Les rayonnements électromagnétiques sont des rayonnements très pénétrants dans la matière puisqu'ils ne possèdent pas une masse ainsi que leurs parcours dans l'air est très important de l'ordre de plusieurs mètres tout dépend de leurs énergie. L'interaction de ce type de rayonnement avec la matière induit un mouvement des électrons qui vont ioniser la matière selon les phénomènes d'interaction. Donc les rayonnements électromagnétiques sont des rayonnements indirectement ionisants, les plus courants étant les photons de plus de 10 keV (rayons X et gamma). Les photons des rayons X et gamma provoquent l'ionisation de la matière d'au moins trois manières différentes:

- Les photons de faible énergie agissent essentiellement par effet photoélectrique, chacun d'eux cédant toute son énergie à un électron, qu'il détache de l'atome ou de la molécule. Le photon incident disparaît.



**Fig. 03 :** Effet photoélectrique

- Les photons d'énergie intermédiaire agissent surtout par effet Compton: photons et électrons entrent essentiellement en collision en tant que particules. Le photon poursuit sa course dans une direction différente avec une énergie réduite, tandis que l'électron libéré s'éloigne après avoir acquis le reste de l'énergie du photon (moins l'énergie de liaison de l'électron à l'atome ou à la molécule).

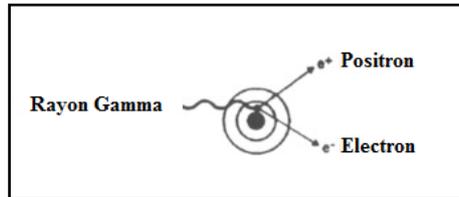


**Fig. 04 :** Effet Compton

- La production de paires n'est possible qu'en présence de photons dont l'énergie dépasse 1,02 MeV (toutefois, à cette valeur, l'effet Compton continue à dominer, la production de paires ne devenant prépondérante qu'à des valeurs d'énergie supérieures). Le photon se désintègre, laissant à sa place une paire électron-positon (ce qui ne se produit qu'au voisinage d'un noyau, par suite du principe de la conservation de l'impulsion et de l'énergie). L'énergie cinétique totale de la paire électron-positon est égale à l'énergie du photon moins la somme des énergies correspondant à la masse au repos de l'électron et du positon (1,02 MeV). Les paires électron-positon poursuivent ensuite leur course en tant que rayonnements directement ionisants. Après avoir perdu une partie de son énergie cinétique, le positon finit par rencontrer un électron, ce qui entraîne l'annihilation des

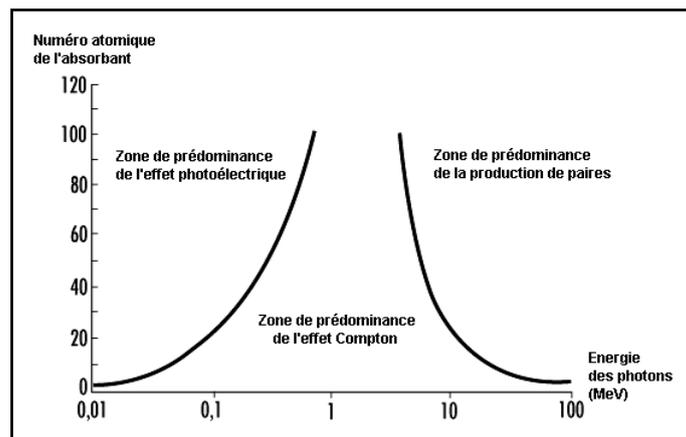
deux particules avec émission (en général) de deux photons de 0,511 MeV d'énergie à 180 degrés l'un de l'autre.

Un photon donné peut produire n'importe laquelle des formes d'ionisation mentionnées ci-dessus, sauf que la production de paires n'est possible que si son énergie est supérieure à 1,02 MeV. L'énergie du photon et la matière sur laquelle il agit déterminent le genre d'ionisation le plus susceptible de se produire.



**Fig. 05 :** Production de paire électron-positon

La figure 06 montre les régions dans lesquelles chaque type d'interaction domine en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique de la cible.



**Fig. 06 :** Zones des principales formes d'interaction des photons avec la matière

## 6. Interaction des particules non chargées avec la matière (neutrons)

Les interactions les plus courantes des neutrons sont les chocs inélastiques, la capture de neutrons (ou activation) et la fission. Il s'agit dans tous les cas d'interactions avec des noyaux. A la suite d'un choc inélastique avec un neutron, un noyau passe à un niveau supérieur d'énergie. Il peut libérer cette énergie en émettant un rayonnement gamma, une particule bêta ou les deux. En cas de capture du neutron, le noyau touché peut absorber le neutron incident et libérer de l'énergie sous forme de rayons X ou gamma, de particules bêta ou les deux. Les particules secondaires provoquent ensuite l'ionisation, comme on l'a expliqué plus haut. Dans le cas de la fission, un noyau lourd absorbe le neutron incident puis se divise en deux noyaux plus légers qui sont presque toujours radioactifs.

# Détecteurs de rayonnements

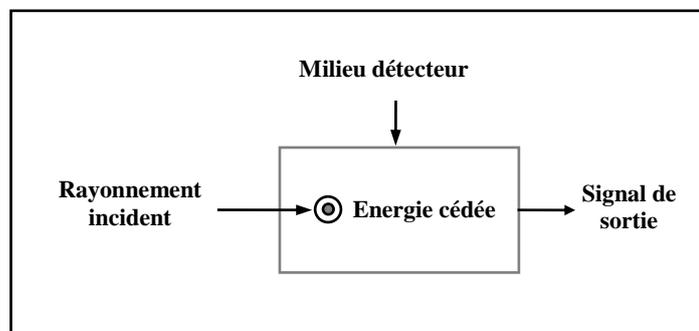
## 1. Introduction

Le principe de fonctionnement des détecteurs de rayonnements repose sur la détection de particules. Par détection, nous entendons la plupart du temps connaître :

- La nature de la particule.
- Mesurer sa vitesse ou sa quantité de mouvement ou son énergie.
- Eventuellement la positionner dans l'espace à un instant donné (mesure de la position et de l'instant de passage). Si cela est fait à plusieurs instants, on peut reconstruire la trajectoire de la particule.
- Compter la particule.

## 2. Principe de la détection

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. Celle-ci est la plupart du temps transformée en un signal électrique qui va être ensuite utilisé pour obtenir toutes les informations citées ci-dessus.



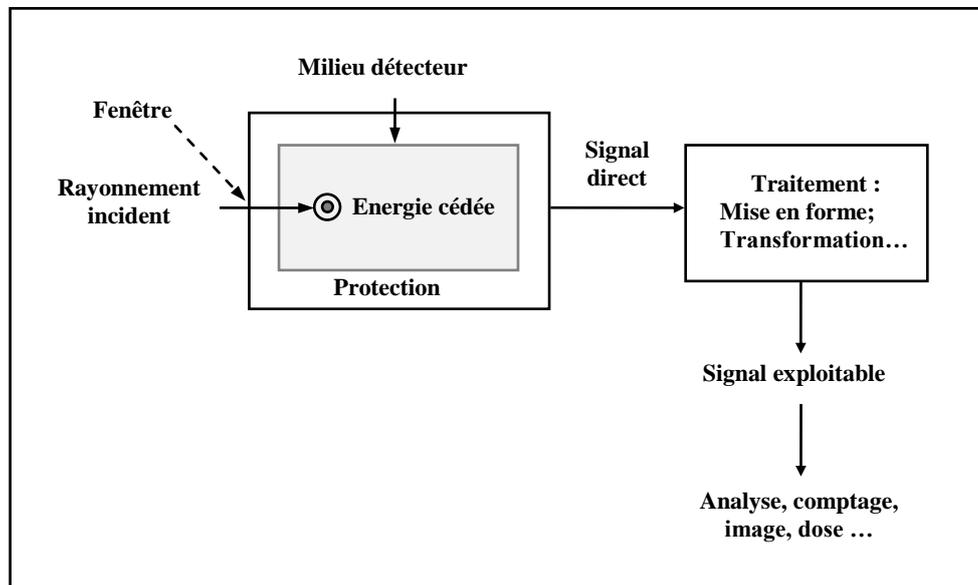
**Fig. 01 :** Principe de la détection de rayonnement

## 3. Détecteur de rayonnements

Un détecteur va donc être avant tout constitué de matière qui sera mis sur le parcours de la particule. Cette matière pourra être sous toutes les formes physiques connues solide, liquide ou gazeuse. Le choix et la nature de la matière ne dépendront pas que des différents rayonnements à étudier mais aussi de leurs grandeurs physiques à mesurer. Le processus de transformation de l'énergie cinétique laissée par la particule en un signal électrique impose aussi le choix des matériaux utilisés pour construire les détecteurs.

Trois grands types de détecteurs sont à considérer:

- Les détecteurs à gaz;
- Les détecteurs à base de semi-conducteurs;
- Les scintillateurs.



**Fig. 02** : Modèle d'un détecteur de rayonnement

## 4. Propriétés générales des détecteurs

### 4.1 Introduction

En général tout détecteur fournit un signal électrique dont on tire habituellement deux informations:

- La hauteur (ou amplitude) en volt du signal. Nous verrons que cette hauteur est reliée en moyenne linéairement à l'énergie laissée par la particule dans le détecteur. Le signal fourni par le détecteur est en général trop faible pour être utilisé directement. Il est donc amplifié par une chaîne d'amplification analogique pour ensuite être numérisé par un Convertisseur Analogique Numérique (CAN). Le nombre ainsi obtenu est souvent appelé canal. C'est sous cette forme qu'il peut être ensuite traité informatiquement.

- L'instant d'arrivée du signal. Pratiquement, un signal logique est généré juste après l'arrivée du signal. Celui-ci peut être utilisé pour mesurer le temps de vol de la particule détectée entre l'endroit où elle est produite et le détecteur. Il peut aussi servir à prendre des décisions en conditionnant l'étude d'un événement physique par une coïncidence de détection de deux détecteurs par exemple ou d'anti-coïncidence.

Maintenant, il est aussi possible d'échantillonner et de numériser non plus seulement la hauteur mais le signal complet juste après un préamplificateur avec des CAN extrêmement rapides (dits

Flash ADC). Les fréquences d'échantillonnage peuvent être de quelques G Hz. Nous pouvons ainsi conserver la forme complète de signaux, même de quelques nanosecondes.

## 4.2 Principe de fonctionnement des détecteurs

Comment peut-on obtenir un signal électrique à la sortie du détecteur ?

Les détecteurs fonctionnent soit:

- Soit sur l'ionisation d'atomes ou de molécules puis la collection à l'aide d'un champ électrique des électrons et des ions (ou des trous) produits. Ce sont des détecteurs à signal primaire.
- Soit sur l'excitation d'atomes ou de molécules suivie d'émissions de photons de désexcitation puis la transformation en signal électrique des photons ainsi créés. Ce sont des détecteurs à signal secondaire.

Le temps d'arrêt des particules et le phénomène d'ionisation dans les détecteurs sont relativement courts quelques nanosecondes (10 à 9s) dans les gaz et quelques picosecondes (10 à 12s) dans les solides. Nous pourrions donc considérer en général qu'une charge totale  $Q$  est créée au temps 0 dans le détecteur. Nous verrons que cette charge totale  $Q$  dépend de la quantité d'énergie nécessaire à la création des paires de particules chargées ou des photons et bien évidemment de l'énergie déposée par la particule étudiée dans le détecteur.

La forme du signal dépend essentiellement de l'endroit, où les différentes charges élémentaires ont été créées, et de leur mouvement lors de la collection. Le temps de collection  $t_c$  de ces charges, lui, varie fortement d'un détecteur à l'autre. Par exemple, dans une chambre d'ionisation (détecteur à gaz), le temps de collection est de l'ordre de quelques millisecondes. Dans un détecteur à semi-conducteur, on a seulement un temps de quelques nanosecondes. Ces temps reflètent la mobilité des porteurs de charge dans le détecteur et la distance moyenne, qu'ils ont à parcourir. Il dépend donc de la disposition géométrique du détecteur. Cette charge totale  $Q$ , produite par le passage de la particule dans le détecteur puis collectée, peut être utilisée de différentes façons, ce qui donne lieu à des modes différents de fonctionnement des détecteurs.

## 4.3 Modes de fonctionnement du détecteur.

Deux modes sont principalement utilisés :

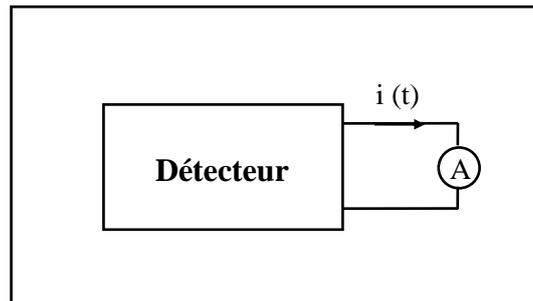
- Le mode Courant;
- Le mode Impulsion.

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 pourrions donc avec un tel mode de fonctionnement faire de la spectrométrie des particules. Par contre si le flux de particules arrivant sur le détecteur

devient trop grand, le temps entre deux détections successives devient trop court alors ce mode de fonctionnement n'est plus valide pour faire de la spectrométrie. Nous devons passer en mode Courant.

#### 4.3.1 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.



**Fig. 03 :** Détecteur en mode Courant

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.

$$I_0 = r \times Q = r \times \frac{E \times e}{w}$$

Avec :

- $r$  : Taux d'événements par seconde (taux de particules détectées par seconde);
- $Q$  : Charge moyenne produite par événement;
- $E$  : Energie moyenne déposée par événement;
- $e$  : Charge de l'électron;
- $w$  : Energie moyenne requise pour produire une paire chargée.

Il s'agit dans ce cas de faire de la débitmétrie (mesure de flux de particules). C'est important dans l'industrie nucléaire pour surveiller le fonctionnement des réacteurs nucléaires pour lesquels la connaissance des flux de neutrons est fondamentale. Nous l'utilisons aussi pour faire de la radioprotection et de la dosimétrie (mesure de dose).

### 4.3.2 Mode Impulsion

Ce mode permet d'étudier chaque événement individuellement. La forme et les caractéristiques de l'impulsion dépendent du détecteur et du circuit auquel est connecté ce dernier. Le détecteur est en général connecté à un préamplificateur de charge. Dès lors, le circuit détecteur plus le préamplificateur et les câblages associés est équivalent à un circuit RC parallèle. R est appelée résistance d'entrée du circuit de mesure (ou résistance de charge).

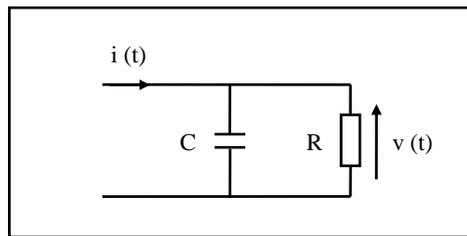


Fig. 04 : Détecteur en mode impulsion

C est la capacité équivalente due au détecteur, au préamplificateur et au câblage entre les deux. On peut envisager deux cas extrêmes suivant la valeur de la constante de temps  $\tau$  du circuit de mesure. On rappelle que:  $\tau = RC$ ,

- $\tau \ll t_c$  : avec  $t_c$  est le temps de collection des charges créées par la particule dans le détecteur. 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  $i(t)$ , car dans ce cas  $V(t) = Ri(t)$ .

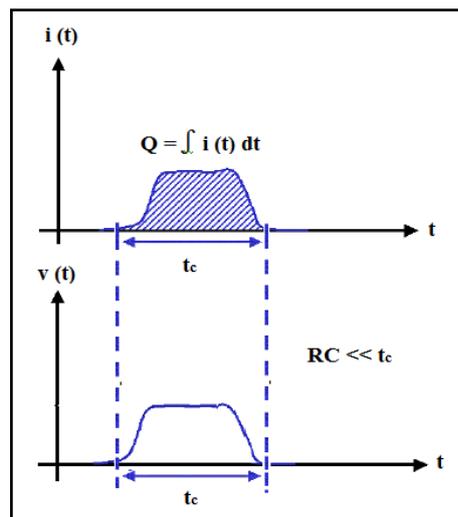


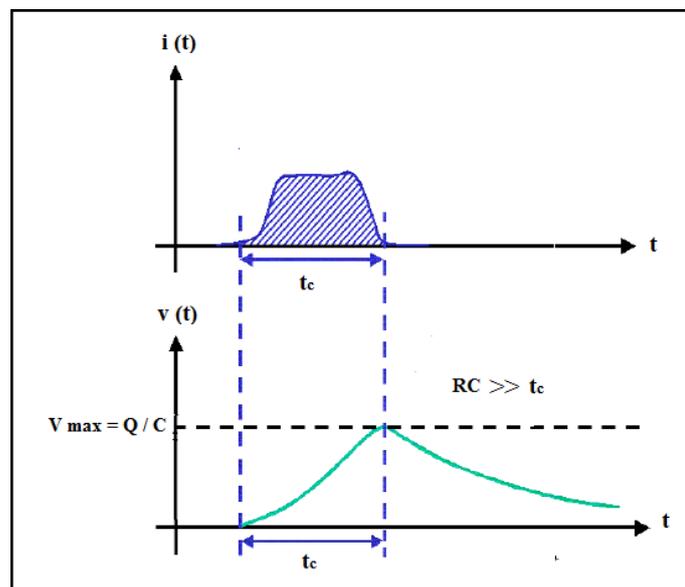
Fig. 05 : Signal de sortie d'un détecteur à constante de temps courte

Dans ce cas la réponse du détecteur est rapide, il peut être utilisé pour faire des mesures de temps.

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. En effet, un dépôt d'énergie multiplié par 2, donne une multiplication par 2 de l'intégrale du signal mais pas une multiplication par 2 de l'amplitude.

- $\tau \gg t_c$  : c'est le cas le plus fréquent.

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 suivant une évolution temporelle en  $e^{-t} / RC$  et la tension retourne à 0.



**Fig. 06 :** Signal de sortie d'un détecteur à constante de temps longue

**Remarque :**

- 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. On considère souvent que le temps de retour à 0 est de l'ordre de  $5\tau$ .
  - Si Q est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans le détecteur. Alors la hauteur de l'impulsion reflète directement cette énergie.
  - La distribution de la hauteur de l'impulsion donnera donc la distribution en énergie de la radiation incidente. Cela reste vrai uniquement si la capacité reste constante lors de la collection, ce qui est vrai pour la plupart des détecteurs à l'exception des semi-conducteurs. Pour ces derniers, on utilise des préamplificateurs "sensibles à la charge", qui éliminent la dépendance en V de la capacité.

- 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 suffisamment élevés.

## **4.4 Fonction de réponse et résolution en énergie**

### **4.4.1 Fonction de réponse**

La spectrométrie peut être faite, en mode Impulsion, c'est à dire que les particules sont classées en fonction de leur nature puis ensuite en fonction de leur énergie cinétique (ou vitesse ou impulsion). Pour pouvoir faire de la spectrométrie, il faut utiliser des détecteurs dit proportionnels.

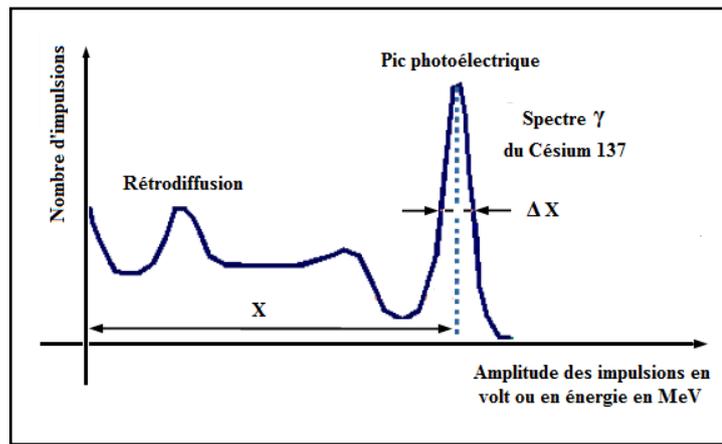
Pour ces détecteurs, la hauteur de l'impulsion est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur aux fluctuations près. Cette proportionnalité doit être valable pour une gamme en énergie suffisamment étendue. On est amené à étudier la linéarité de la chaîne de détection pour vérifier la bonne proportionnalité entre l'énergie et le canal mesuré (donc l'amplitude du signal obtenu).

Si la particule s'arrête complètement dans le détecteur, l'énergie déposée est obligatoirement l'énergie cinétique initiale de la particule. Si ensuite, on compte les signaux en fonction de l'amplitude de l'impulsion, nous pouvons construire ce qu'on appelle un spectre (c'est à dire un histogramme, pour lequel, on a en abscisse l'amplitude du signal et en ordonnée le nombre de fois où une telle amplitude a été observée). Nous montrons sur la figure 07 un spectre  $\gamma$  typique. Ce spectre représente donc la distribution d'énergie déposée par des rayons  $\gamma$  monoénergétiques dans un détecteur donné (un scintillateur).

En raison du caractère aléatoire des processus discrets d'échange d'énergie entre les particules et le détecteur, ainsi que des processus physiques éventuellement utilisés pour l'amplification du signal, on est amené à se préoccuper de ce qu'on appelle les fluctuations statistiques. Une énergie donnée déposée dans le détecteur ne conduira pas toujours aux mêmes nombres de porteurs de charge.

De plus dans le cas des particules neutres, la détection n'est jamais directe, elle passe par une première interaction de ce rayonnement avec la matière qui va donner un rayonnement secondaire chargé qui est celui effectivement détecté. On obtiendra donc des spectres beaucoup plus complexes avec les rayonnements neutres comme celui qui vous est présenté sur la figure 07. Pour les électrons, les spectres obtenus ne sont pas non plus obligatoirement très simples à cause de phénomènes comme la rétrodiffusion ou le Bremsstrahlung.

Ceci nous amène à définir la notion de réponse du détecteur à une source monoénergétique d'un type de particule que nous appellerons la fonction de réponse du détecteur.



**Fig. 07 :** Spectre typique du Césium 137 obtenue par détection à l'aide d'un scintillateur

#### 4.4.2 Résolution en énergie d'un détecteur

Dans le cas des particules chargées monocinétiques ou du pic photoélectrique comme celui de la figure 07 obtenu pour des gammas, nous pouvons définir ce que nous appelons le pouvoir de résolution du détecteur qui sert ici de spectromètre.

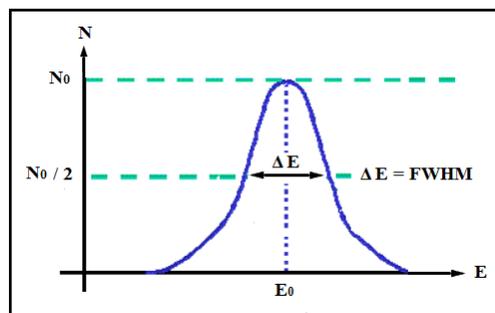
Nous parlons aussi de résolution du détecteur obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur du pic  $\Delta E$  (en anglais Full Width at Half Maximum, que l'on abrège par FWHM).

On la calcule de la manière suivante, on fait le rapport de la largeur à mi-hauteur de la distribution sur l'énergie moyenne correspondante :

$$R = \frac{\Delta E}{E_0}$$

Si on mesure des photons de 1 MeV environ, on obtient avec des scintillateurs (cristal d'iodure de sodium) un pouvoir de résolution au mieux de 5 % à 10 %.

Avec des semi-conducteurs courants, on a de l'ordre de 1 % et on peut aller jusqu'à 0,05 % à 0,1 % avec des jonctions PIN de Germanium.



**Fig. 08 :** Notion de résolution en énergie

Une règle empirique dit que l'on peut différencier deux pics d'énergie voisine que s'ils sont séparés d'au moins un  $\Delta E$ . Nous pouvons essayer de comprendre théoriquement cette largeur en supposant que la création de chaque couple de porteurs de charge suit une loi binomiale. Nous considérons que les créations sont indépendantes les unes des autres. Par contre la probabilité de création est faible  $p \ll 1$ , dans ce cas la loi binomiale tend vers la loi de probabilité de Poisson.

Nous savons que si le processus de création des porteurs de charge obéit à une loi de Poisson alors l'écart-type  $\sigma$  est égal à  $\sqrt{N}$  lorsque nous avons  $N$  couples de porteurs en moyenne créés.

En général  $N$  est très grand, ce qui explique la forme gaussienne des pics obtenus. Nous savons qu'une distribution de Poisson tend vers une distribution de Gauss lorsque  $N$  devient grand. Pour une gaussienne, nous savons que la largeur à mi-hauteur prend la forme suivante :

$$FWHM = 2 \times \sqrt{2 \ln 2} \times \sigma = 2,35482 \times \sigma \text{ donc}$$

$$\boxed{\Delta E = 2,35 \times \sigma_E}$$

La réponse des détecteurs est approximativement linéaire, donc  $E_0 \approx K \times N$  avec  $K$  une constante, représentant l'énergie moyenne nécessaire pour créer un couple de particules.

Nous en déduisons que:

$$\sigma_E = K \times \sqrt{N} \implies \Delta E = 2,35 K \sqrt{N}.$$

d'où

$$\boxed{R = \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{2,35 \times K \times \sqrt{N}}{K \times N} = \frac{2,35}{\sqrt{N}}}$$

Nous voyons donc que  $R$  diminue si  $N$  augmente donc  $R$  diminue si  $K$  diminue. Nous comprenons donc mieux la bonne résolution obtenue avec les semi-conducteurs car dans ce cas  $N$  est très grand, en effet l'énergie moyenne nécessaire  $K$  pour créer une paire de porteurs de charge pour ce type de détecteur est faible.

En réalité, expérimentalement, on montre que la résolution obtenue est meilleure que la résolution prévue ci-dessus en suivant des considérations purement statistiques. En fait, c'est l'hypothèse d'une création purement Poissonnienne qui est inexacte. Les créations successives de porteurs de charge ne sont pas indépendantes. On sait très bien que le ralentissement de la particule à un instant  $t$  conditionne la production des porteurs de charge à l'instant  $t+dt$ . Ce phénomène a été mis en évidence expérimentalement par Fano.

Il a créé pour tenir compte de ceci un facteur dit Facteur de Fano, qui a la définition empirique suivante :

$$F = \frac{\text{Variance observée}}{\text{Variance de Poisson}} = \frac{\sigma_{\text{exp}}^2}{\sigma_{\text{poisson}}^2}$$

Nous avons alors la résolution suivante :

$$R = \frac{2,35 \times K \times \sqrt{N} \times \sqrt{F}}{K \times N} = \frac{2,35\sqrt{F}}{\sqrt{N}}$$

Les facteurs de Fano varient selon le type de détecteur.

Pour des Siliciums ou des Germaniums, il vaut de l'ordre de 0,1 à 0,15. Pour les gaz, il varie 0,04 à 0,2. Pour des scintillateurs, ce facteur est très proche de 1. La résolution de ce type de détecteur peut donc être obtenue à partir de considérations purement statistiques.

Remarques :

- De façon globale, d'autres fluctuations se rajoutent aux fluctuations statistiques (bruit électronique, dérive électronique..etc). Ces fluctuations sont indépendantes les unes des autres et la réponse finale à toujours une forme gaussienne. La largeur de la distribution en énergie s'obtient en faisant une somme quadratique des différentes contributions aux fluctuations.

$$\Delta E_{\text{Total}}^2 = \Delta E_{\text{Statistique}}^2 + \Delta E_{\text{Bruit}}^2 + \Delta E_{\text{Dérive}}^2 + \dots$$

Pour des détecteurs de très faible épaisseur, fonctionnant la plupart du temps en transmission donc en mode dit  $\Delta E$ , c'est à dire que le rayonnement ne laisse qu'une partie de son énergie cinétique dans ce détecteur. Les fluctuations sur les énergies déposées n'obéissent plus à la statistique de Poisson mais celles-ci présentent une forme dissymétrique dite de distribution de Landau. De ce fait, dans ce cas la notion de facteur de Fano perd aussi de son sens.

#### 4.5 Efficacités de détection

Nous allons d'abord donner quelques définitions avant d'aborder le problème de l'efficacité de détection.

Pour construire des spectres, nous faisons donc des comptages d'impulsions.

Le nombre d'impulsions délivrées par le détecteur durant le temps unité (par seconde) est appelé le taux de comptage.

Indépendamment du phénomène que nous voulons caractériser, il peut y avoir des impulsions dans notre détecteur dues à la détection de rayonnements d'origine cosmique ou dues à la radioactivité naturelle de l'ensemble de détection et de la salle d'expérimentation.

Nous définirons donc le bruit de fond (ou mouvement propre) comme le taux de comptage en l'absence du phénomène à détecter. Un bruit de fond trop important et systématique peut être le signe d'impulsions parasites, qui indiquent une détérioration de l'ensemble de détection.

L'efficacité intrinsèque de détection est le rapport du taux de comptage (après soustraction du bruit de fond) au nombre réel de particules ayant traversé le détecteur par unité de temps. Elle est définie pour des particules de nature et d'énergie données. On l'exprime souvent en % du nombre de particules incidentes. Pour les particules chargées, l'efficacité peut atteindre des valeurs proches de 100 % (il y a toujours un seuil énergétique de détection : une énergie minimum déposée pour avoir un signal électrique observable).

Par contre pour les particules neutres (photons ou neutrons), il est très difficile d'obtenir des pourcentages importants.

On parle aussi d'efficacité absolue de détection. Il s'agit dans ce cas du rapport du taux de comptage (après soustraction du bruit de fond) au nombre de particules émises par la source de rayonnement par unité de temps.

Pour les gammas, on parle encore d'efficacité totale (en considérant tout le spectre) et d'efficacité dans le pic photoélectrique. La première est difficile à déterminer car l'ensemble du spectre est pollué par des photons indirects dus à l'effet Compton. Pour caractériser la détection des photons, nous considérerons donc plutôt la deuxième qui tient compte uniquement des photons détectés directement par effet photoélectrique. C'est d'ailleurs celle-ci que l'on trouve le plus souvent dans les tables.

On définit aussi l'efficacité relative d'un détecteur, qui représente le rapport du nombre d'impulsions correspondant à une absorption totale entre ce détecteur et un détecteur à scintillation cylindrique de 3 pouces de long et de 3 pouces de diamètre (7,62 cm × 7,62 cm), soumis à une source de  $^{60}\text{Co}$  placée à 25 cm. Ce dernier détecteur, dans ces conditions expérimentales, a une efficacité absolue de  $1,2 \times 10^{-3}$  pour le pic photoélectrique de 1,3 MeV. Il s'agit d'une grandeur un peu particulière mais encore très utilisée par les fabricants de détecteurs Germanium.

On définit aussi le rapport Photo pic /Compton, qui se réfère en général à une source de  $^{60}\text{Co}$  (gammas de 1,3 MeV) et correspond au rapport entre le nombre maximal de coups du pic photoélectrique et le nombre moyen de coups du plateau Compton (entre 1,04 et 1,096 MeV). Ce rapport renseigne sur la capacité du détecteur à absorber efficacement le rayonnement.

Le rapport entre l'efficacité absolue et l'efficacité intrinsèque est proportionnel à l'angle solide couvert par le détecteur depuis la source du rayonnement.

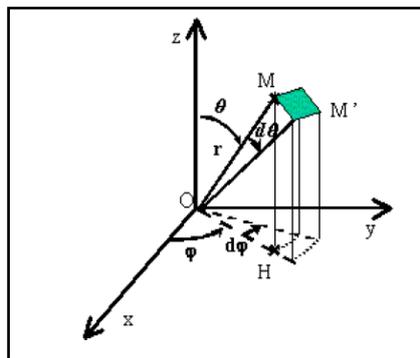
Pour redéfinir ce qu'est l'angle solide, supposons que nous ayons une source ponctuelle qui émet de façon isotrope dans l'espace, l'angle solide est la zone de l'espace qui sera couverte par le détecteur à partir de la source (Voir sur la figure 10 par exemple).

Un détecteur sphérique entourant la source verrait l'ensemble des particules émises par la source. L'angle solide correspondant à cette situation est  $4\pi$  stéradians.

Un détecteur ayant une surface limitée  $S$  présentera donc un angle solide de détection  $\Omega$ . Connaissant  $\Omega$ , nous pouvons établir la relation existant entre l'efficacité absolue  $\epsilon_{abs}$  et l'efficacité intrinsèque  $\epsilon_{int}$ .

$$\epsilon_{abs} = \epsilon_{int} \times \frac{\Omega}{4\pi}$$

Comment calcule-t-on un angle solide ?



**Fig. 09 :** Angle solide

Nous définissons l'angle solide élémentaire  $d^2\Omega$  sous lequel est vue depuis le point O, la surface élémentaire  $d^2\vec{S}$  de la manière suivante :

$$d^2\Omega = \frac{d^2\vec{S} \cdot \vec{OM}}{\|\vec{OM}\|^3}$$

En coordonnées sphériques il devient donc :

$$d^2\Omega = \frac{r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \times r}{r^3} = \sin \theta \times d\theta \times d\varphi$$

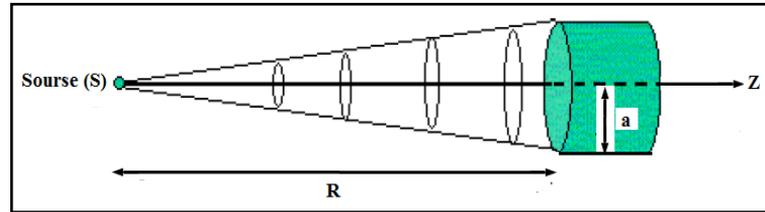
Avec :

$$d^2\vec{S} = r d\theta \vec{u}_\theta \wedge r \sin \theta d\varphi \vec{u}_\varphi = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \times \vec{u}_r \text{ et } \vec{OM} = r \times \vec{u}_r.$$

Pour obtenir  $\Omega$ , il suffit d'intégrer l'angle solide élémentaire sur le domaine angulaire adéquat.

$$\Omega = \int_\theta \int_\varphi \sin \theta d\theta d\varphi$$

Prenons le cas pratique d'un détecteur cylindrique centré sur l'axe Z, sur lequel se trouve une source supposée ponctuelle à une distance R du détecteur. La surface d'entrée du détecteur est perpendiculaire à l'axe Z comme nous pouvons le voir sur la figure 10.



**Fig. 10 :** Angle solide sous lequel est vu un détecteur depuis une source ponctuelle

Nous savons dans ce cas que  $\phi$  varie de 0 à  $2\pi$  et  $\theta$  varie de 0 à  $\theta_{\max}$ .

Pour déterminer  $\theta_{\max}$ , il suffit de remarquer que :

$$\tan \theta_{\max} = \frac{a}{R} \text{ ou } \cos \theta_{\max} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + a^2}}.$$

Nous avons donc :

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \times \int_0^{\theta_{\max}} \sin \theta d\theta = 2\pi \times [-\cos \theta]_0^{\theta_{\max}} = 2\pi \times (1 - \cos \theta_{\max}).$$

d'où :

$$\Omega = 2\pi \times \left(1 - \frac{R}{\sqrt{R^2 + a^2}}\right)$$

Si  $a \ll R$ , alors nous pouvons écrire :

$$\frac{R}{\sqrt{R^2 + a^2}} = \frac{R}{R \times \sqrt{1 + \frac{a^2}{R^2}}}.$$

Si nous nous rappelons que le développement limité de  $(1 + \varepsilon)^{-\frac{1}{2}} \simeq 1 - \frac{1}{2} \times \varepsilon$  au premier ordre lorsque  $\varepsilon$  est voisin de 0.

Nous en déduisons en prenant  $\varepsilon = \frac{a^2}{R^2}$  que :

$$\Omega \simeq 2\pi \times \left(1 - \left(1 - \frac{a^2}{2R^2}\right)\right) \simeq \frac{\pi a^2}{R^2} \simeq \frac{\text{Sur face d'entrée du détecteur}}{(\text{distance source - détecteur})^2}$$

C'est souvent sous cette forme simplifiée qu'est calculé l'angle solide, tant que l'approximation est valide.

Si l'étendue de la source est telle qu'elle ne peut plus être considérée comme ponctuelle alors le calcul devient beaucoup plus complexe et requiert l'utilisation de simulation de type Monte-Carlo.

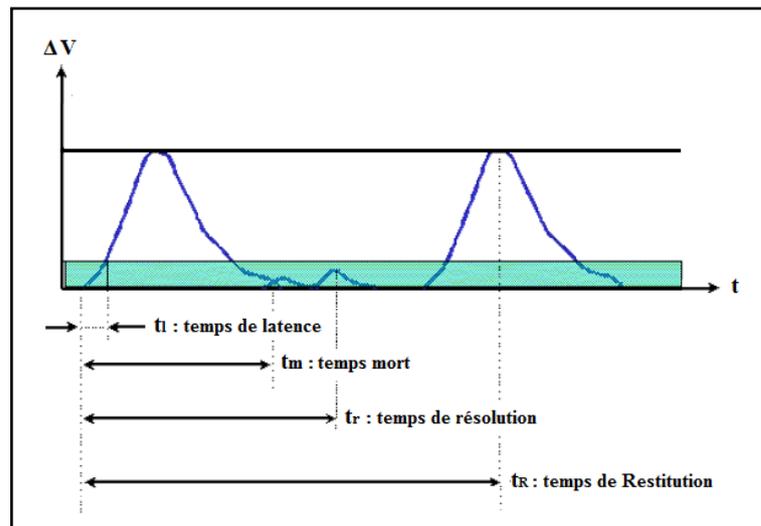
## 4.6 Mise en temps de la détection

Nous avons déjà vu que nous pouvons considérer que le dépôt d'énergie résultant de l'interaction de la particule avec le détecteur comme instantané (quelques ps à quelques ns). En revanche, l'information délivrée par le détecteur met en général beaucoup plus de temps à survenir. Si le détecteur délivre des impulsions électriques, le signal peut durer de quelques ns (semi-conducteurs) à quelques ms (gaz) (temps de collection).

Il faut y ajouter la réponse de l'électronique associée, elle s'étend sur une certaine durée (RC).

Nous allons maintenant donner quelques définitions de temps qui sont importantes lorsque le paramètre temps intervient dans la mesure.

Pour les expliquer nous supposons que nous disposons d'un détecteur Geiger-Müller. Les impulsions s'y succèdent avec une certaine fréquence moyenne. Nous présentons sur la figure 10 l'allure des signaux que nous aurions sur un oscilloscope.



**Fig. 10 :** Mise en temps typique d'un compteur Geiger-Müller.

### 4.6.1 Temps de latence (t<sub>l</sub>)

C'est le temps qui sépare le passage de la particule du début du signal détecté (correspondant au seuil du circuit associé). Pour un compteur Geiger-Müller (GM), t<sub>l</sub> est de 10<sup>-7</sup> à 10<sup>-6</sup> secondes. Cette définition est valable quel que soit le type de détecteur ; t<sub>l</sub> est généralement beaucoup plus faible que dans le cas d'un compteur GM, et varie beaucoup d'un type de détecteur à l'autre.

#### 4.6.2 Temps mort ( $t_m$ )

C'est, après le passage de la particule, ou ce qui revient au même, le temps de latence étant toujours très court, après le début du signal détecté, le temps durant lequel le détecteur reste totalement insensible à toute nouvelle particule le traversant. Il constitue une donnée intrinsèque dans le cas du compteur Geiger et il est de l'ordre de  $10^{-4}$  s.

#### 4.6.3 Temps de résolution ( $t_r$ )

En fait, on définit un autre paramètre, le temps de résolution ( $t_r$ ), qui lui caractérise non seulement le temps d'occupation du détecteur mais aussi celui de la chaîne d'électronique. C'est donc le temps après le début du signal au bout duquel le dispositif électronique associé peut enregistrer, à nouveau un signal. Plus long que le temps mort, il dépend de la sensibilité du circuit associé (seuil des hauteurs d'impulsion détectables).

#### 4.6.4 Temps de restitution ( $t_R$ )

Nous définissons aussi le temps de restitution ( $t_R$ ), qui est le temps, après le début du signal au bout duquel l'impulsion suivante reprend une amplitude normale.

Les temps mort, de résolution et temps de restitution définis comme ci-dessus, n'existent que dans le cas où le phénomène créé par le passage de la particule rend impossible un processus ultérieur : c'est le cas pour les compteurs GM et les compteurs à étincelles.

Dans les autres cas, il n'existe pas de temps mort à proprement parler, mais deux impulsions successives à un intervalle de temps court, risquent d'être indiscernables.

Nous pouvons donc considérer que la notion de temps de résolution est une notion très générale, caractéristique de l'ensemble de détection (détecteur + circuit associé).

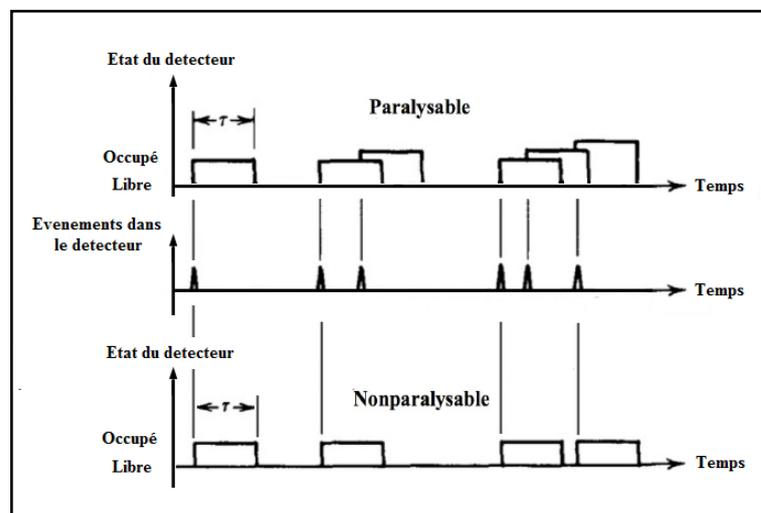


Fig. 11 : Modèles de temps mort

#### 4.6.5 Types de temps de résolution

Nous pouvons distinguer deux modèles limites de temps de résolution pour décrire un ensemble de détection (voir figure 11).

##### 4.6.5.1 Temps de résolution de type "fixe"

Pendant la durée  $\tau$ , le détecteur n'est pas affecté par toute interaction consécutive à celle qui engendre la formation du signal. Le détecteur a donc une réponse en fonction du taux de particules interagissant dans le détecteur qui tend vers une saturation (voir figure 12).

Nous pouvons chiffrer  $m$  le taux moyen par seconde de particules passant dans le détecteur et effectivement détectées en fonction de  $n$  le taux moyen par seconde d'interactions dans le détecteur et du temps de résolution  $\tau$ .

Supposons que nous faisons une expérience pendant un intervalle de temps  $\Delta t$ .

Sans temps mort, nous devrions observer  $n \times \Delta t$  signaux. Nous n'en avons observé que  $m \times \Delta t$ . La différence doit correspondre au nombre de particules que nous aurions dû voir pendant le temps où le système de détection était occupé.

Le temps total, pendant lequel le système de détection, est occupé est tout simplement égale à  $m \times \Delta t \times \tau$ .

Donc le nombre de particules manquées est donc ce temps fois le nombre de particules par seconde interagissant avec le détecteur.

C'est à dire  $n \times m \times \Delta t \times \tau$ .

On obtient donc l'équation suivante :  $n \times \Delta t - m \times \Delta t = n \times m \times \Delta t \times \tau$

d'où après simplification par  $\Delta t$ , on obtient :  $n - m = n \times m \times \tau$ .

On en déduit que :

$$m = \frac{n}{1 + n\tau}$$

Ou encore:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

##### 4.6.5.2 Temps de résolution "reconductible" ou cumulatif

Nous considérons dans ce cas que le second événement va augmenter le temps mort sans pour autant être pris en compte. La durée d'occupation  $\tau$  du détecteur est reconduite de  $\tau$ , ce dernier restant sensible à toute interaction consécutive à celle qui vient d'engendrer le formation du signal.

Le détecteur a dans ce cas une réponse en fonction de  $n$ , taux d'interactions dans le détecteur, qui passe par un maximum puis tend à s'annuler ; le détecteur est dit "paralysable", un même taux de comptage  $m$  peut correspondre à deux taux d'interactions  $n$  distincts (voir figure 12 ci-après).

Le taux moyen de comptage,  $m$ , recueilli en fonction du taux moyen d'interaction dans le détecteur,  $n$ , est :

$$m = n \times e^{-n \times \tau}$$

Nous noterons qu'il n'y a pas d'expression réciproque pour  $n = f(m)$ , ce qui constitue une limite à l'utilisation de ce modèle.

### Remarques :

L'électronique qui suit le détecteur et surtout le système de codage associé fonctionne en principe suivant le modèle du temps mort fixe. Elle est bloquée lors du traitement d'un événement. En revanche au niveau du détecteur, si le temps de collection est grand et le taux de particule arrivant élevé, alors nous sommes plutôt dans la situation du temps mort reconductible. C'est beaucoup plus compliqué à traiter.

De plus en plus, les modules électroniques développés permettent une mesure directe du temps mort. Il y a deux échelles de comptage différentes dont l'une est inhibée par le temps mort.

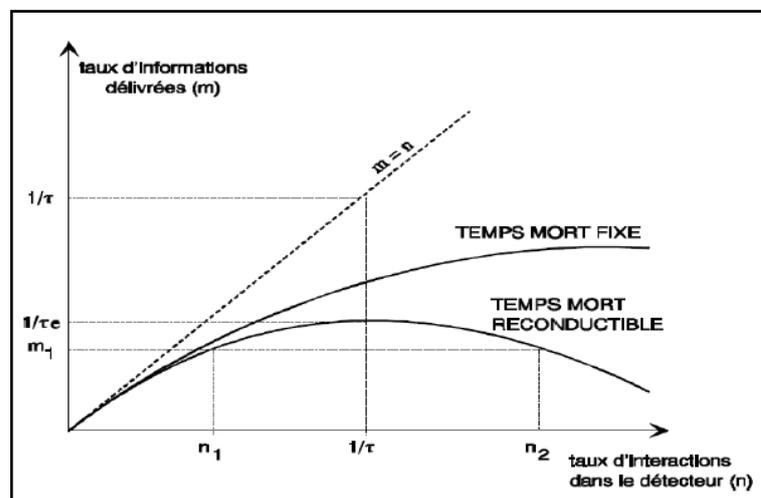


Fig. 12 : Évolution du taux d'impulsions en fonction du taux d'interactions réelles dans le détecteur.

### 4.7 Autres paramètres et caractéristiques

Plusieurs autres paramètres sont importants pour caractériser la qualité d'un détecteur et l'adéquation de son choix à la situation de mesure, il s'agit de :

- 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, soient transparents à leur propre lumière, soient 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.).