

Propriétés générales du détecteur de Rayonnement

1. La résolution en énergie

Définition : La résolution en énergie d'un détecteur est définie par la largeur à mi-hauteur d'un pic. Elle est notée par : *FWHM* (Full Width at Half Maximum) et exprimée en unité d'énergie (keV).

Elle est aussi définie par le rapport entre *FWHM* et l'impulsion du centre du pic V_0 ; et exprimée dans ce cas en pour-cent (%) :

$$R = \frac{FWHM}{V_0} = \frac{(\Delta E)}{E}$$

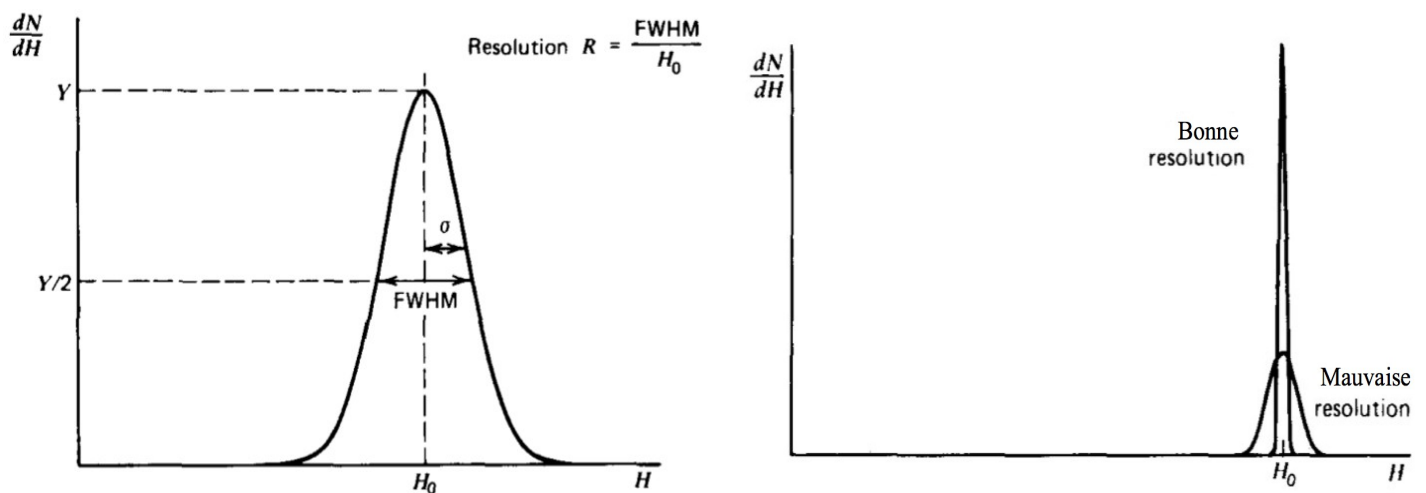


Figure 1 : A gauche, schématisation de la définition de la résolution en énergie du détecteur. A droite, Exemples de fonctions de réponse de deux détecteurs avec bonne et mauvaise résolution.

l'élargissement du pic, mesurée par la résolution en énergie, est dû essentiellement aux fluctuations sur le nombre d'ionisation (ou d'excitation) créés lors du ralentissement de la particule dans le milieu détecteur.

Si on assume que la formation de ces charges est un processus gaussien, on exprime la variation de nombre d'impulsion en fonction de l'impulsion par la fonction gaussienne:

$$G(V) = \frac{A}{(\sigma \sqrt{2\pi})} e^{\frac{-(V-V_0)^2}{(2\sigma^2)}}$$

Avec, A : représente l'aire sous le pic

V_0 : est l'impulsion correspondante au centre du pic

σ : est la déviation standard du pic

On démontre que, dans ce cas on a : $FWHM = 2\sqrt{(2\ln 2)}\sigma = 2,35\sigma$

Sachant que la réponse de la majorité des détecteurs est linéaire, c-à-d : $V_0 = KN$

On a alors : $\sigma = K\sqrt{N}$

Et :

$$FWHM = 2,35 K \sqrt{N}$$

D'où :

$$R = \frac{FWHM}{V_0} = 2,35 K \frac{\sqrt{N}}{KN} = \frac{2,35}{\sqrt{N}}$$

On sait que N est proportionnel à $\frac{E}{w}$, ce qui signifie que R est proportionnelle à $2,35\sqrt{\left(\frac{w}{E}\right)}$.

- Cette relation montre que la résolution en énergie devient meilleure (c-à-d plus petite) pour N grand et pour une haute énergie des particules incidentes.

R peut aussi être améliorée en choisissant un milieu détecteur pour lequel w (le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen) est le plus petit possible.

- On peut obtenir des valeurs de la résolution en énergie meilleures que la limite statistique (de Gauss ou de Poisson) ; c-à-d on aboutit à des fluctuations plus petites sur N. l'écart par rapport à la distribution statistique est défini par le facteur de *Fano* F :

$$F = \frac{(\text{variance observée})}{(\text{variance statistique})} = \frac{\sigma_{exp.}^2}{\sigma_{stat.}^2}$$

Et on a :

$$R = \frac{(2,35 K \sqrt{N} \sqrt{F})}{KN} = \frac{(2,35 \sqrt{F})}{\sqrt{N}}$$

$F = 1$ pour les détecteurs à scintillations

et $F < 1$, $F \approx 0.1$ pour les détecteurs semi-conducteurs et les compteurs proportionnels.

- En plus de la fluctuation statistique, ils existent autres processus de fluctuations dans le signal qui sont les bruit électronique, les dérives de circuit électronique associé au détecteur, ...

Le signal de réponse totale à une forme gaussienne ce qui implique que la $FWHM_{totale}$ est une somme quadratique de toutes les sources de fluctuations :

$$(FWHM)_{totale}^2 = (FWHM)_{statistique}^2 + (FWHM)_{bruit}^2 + (FWHM)_{dérive}^2$$

2. L'Efficacité de Détection

-Les particules chargées interagissent immédiatement avec le milieu détecteur par l'intermédiaire de l'interaction électromagnétique, et elles sont toutes arrêtées dans son volume actif. On dit dans ce cas que l'efficacité du détection est égale à 100 %.

- Les particules neutres (non chargées par exemple les neutrons, les photons γ , ...), quant à elles, peuvent entrer dans le volume du détecteur et sortir sans subir d'interaction. Et plus précisément, parmi toutes les particules émises par la source, seulement une fraction arrive dans le détecteur et parmi celle-ci, uniquement une portion interagit avec le milieu détecteur.

Afin d'accéder au nombre des particules émises par la source, il faut donc connaître et définir l'efficacité du détecteur. Deux différentes classes d'efficacité sont déterminées: l'efficacité absolue et l'efficacité intrinsèque

a. L'efficacité absolue ϵ_{abs}

Elle est définie par le rapport : $\epsilon_{ab} = \frac{(\text{Nombre d'évènements enregistrés})}{(\text{Nombre de particules émises par la source})}$

Elle dépend des propriétés du détecteur, de la géométrie (distance détecteur-source et de l'angle solide) et des absorbants éventuels existants entre la source et le détecteur.

b. L'efficacité intrinsèque ϵ_{int}

Elle est calculée par : $\epsilon_{it} = \frac{(\text{Nombre d'évènements enregistrés})}{(\text{Nombre de particules arrivant sur l détecteur})}$

Elle dépend du matériau de construction du détecteur, de son volume et de l'énergie de la particule incidente.

- Les deux efficacités sont reliées par la relation : $\epsilon_{it} = \epsilon_{ab} \frac{(4\pi)}{\Omega}$; Ω représente l'angle solide entre le détecteur et la source.

- Si on s'intéresse uniquement à la surface du pic, on parle alors de l'efficacité relative au pic, absolue ($\epsilon_{abs-pic}$) ou intrinsèque ($\epsilon_{int-pic}$).

- On définit aussi le rapport pic-au-total :

$$r = \frac{\epsilon_{pic}}{\epsilon_{tot}}$$

Application : Utilisation de l'efficacité du détecteur pour mesurer l'activité absolue

Si on connaît l'efficacité intrinsèque relative au pic $\varepsilon_{int-pic}$, et en considérant le cas idéal (c-à-d la source est isotrope et il n'y a pas d'atténuation entre la source et le détecteur), on peut écrire :

$$S = N \frac{(4\pi)}{(\varepsilon_{ip}\Omega)}$$

S : représente le nombre de particules émises par la source

N : représente le nombre d'évènement sous le pic d'absorption totale

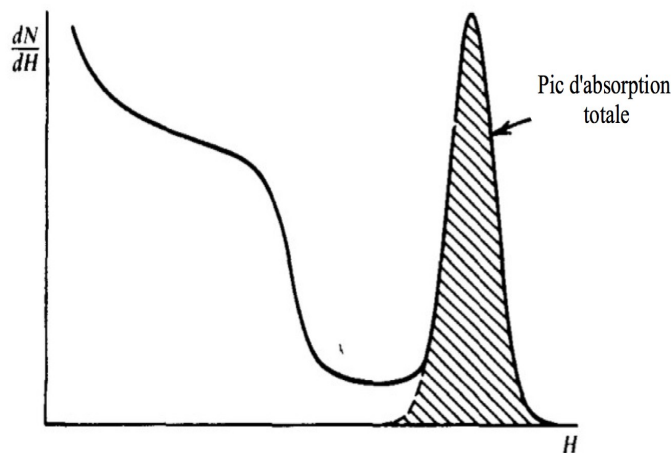


Figure 2 : Exemple d'un pic d'absorption totale dans un spectre différentiel de hauteur d'impulsions

- L'angle solide Ω est défini par l'intégrale sur la surface frontale du détecteur à la source :

$$\Omega = \int_A \cos \frac{\alpha}{r^2} dA$$

Avec, r : est la distance détecteur-source

dA : est la surface élémentaire

α : est l'angle entre la normale de la surface dA et la direction de la source

Dans le cas d'une source élémentaire (voir figure 3),

on démontre que : $\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right)$

Pour $d \gg a$, on a : $\Omega = \frac{A}{d^2} = \frac{\pi a^2}{d^2}$

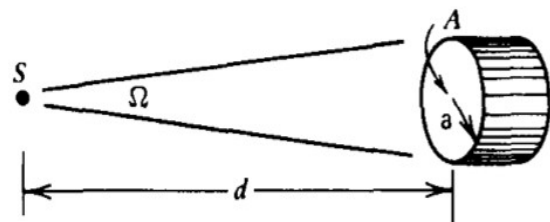


Figure 3 : Schéma présentant le cas d'une source élémentaire.

3. Temps Mort τ de Détecteurs de Rayonnements

- **Définition** : C'est le temps maximum qui doit séparer deux évènements pour être enregistrés comme deux impulsions distinguées.

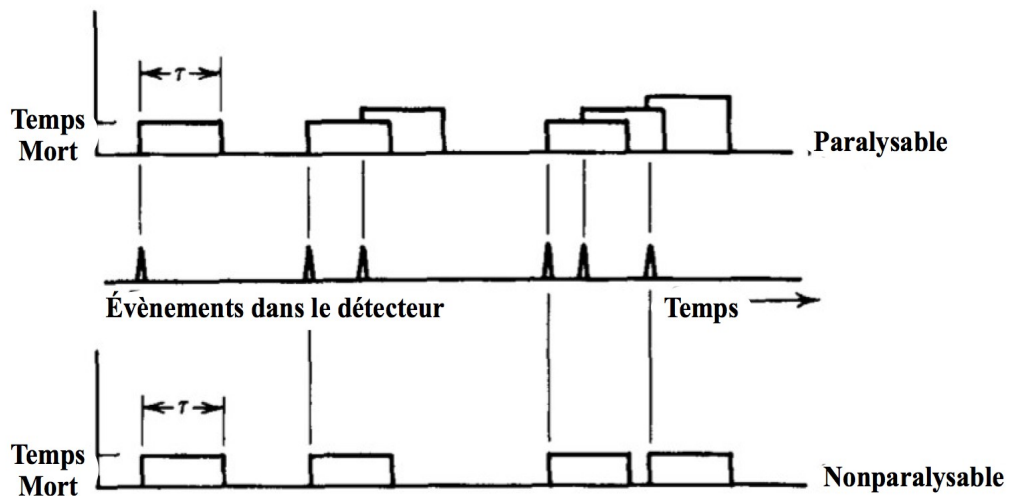


Figure 4 : Illustration des deux modèles de temps mort. Au milieu de la figure, on a présenté le nombre d'évènements réel ($n = 6$). Dans le panneau haut, on a schématisé $m = 3$ impulsions obtenu d'un détecteur paralysable. Dans le panneau bas, on a $m = 4$ impulsions détectées par un détecteur non-paralysable.

3.1. Modèles de temps mort : Deux différents modèles de temps mort sont distingués :

a) Le Modèle de détecteur non-paralysable

Dans ce cas si un évènement arrive pendant le traitement d'un autre évènement, il ne sera pas tout simplement pris en compte. La relation entre le nombre réel des évènements n et le nombre enregistré m dans le détecteur est donnée par :

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (3, 1)$$

b) Modèle paralysable (cumulatif)

Dans ce cas, si un évènement arrive pendant le temps de traitement d'un autre évènement, il ne sera pas pris en compte par le détecteur, mais aussi il cause un prolongement du temps de traitement d'un intervalle égale au temps mort.

$$m = ne^{-n\tau} \quad (3, 2)$$

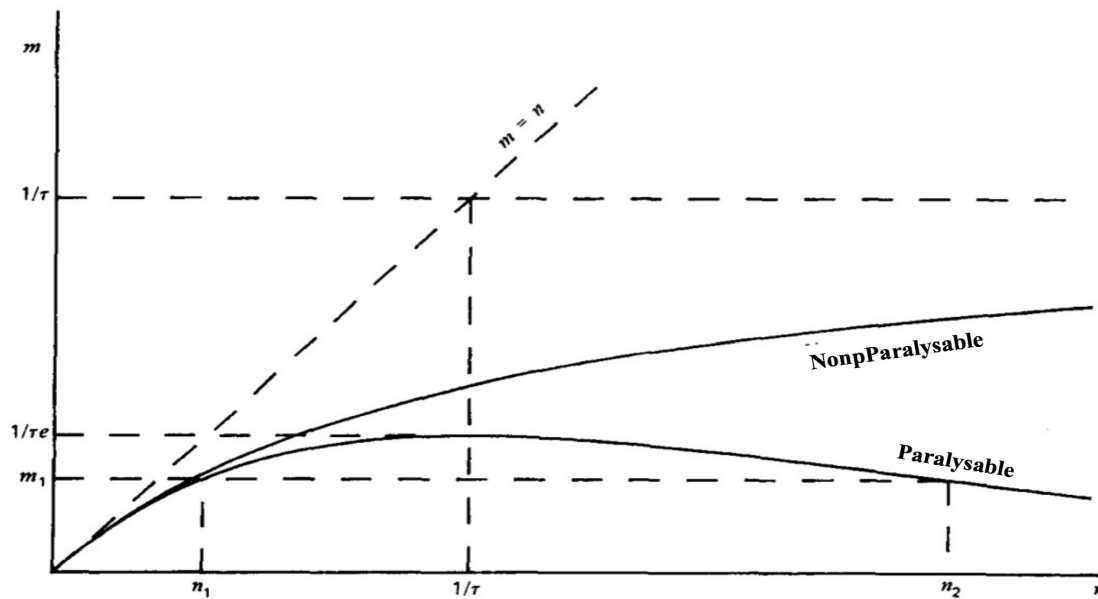


Figure 5 : Variation de nombre d'impulsions observé m en fonction du nombre d'impulsions réel n pour les deux types de modèles de temps mort. Pour le taux de comptage faible (petite valeur de n), la réponse des deux types du détecteur est linéaire.

3.2. Méthodes de Mesure de Temps Mort τ

A. Méthode de deux sources radioactives:

Cette méthode est basé sur l'enregistrement du taux de comptage des deux sources différentes ; individuellement est en combinaison. On suit délicatement les étapes suivantes :

- On dépose la première source et on enregistre le nombre d'impulsions m_1 .
- Sans touchée à la première source, on ajoute la deuxième source et on mesure le nombre d'impulsions des deux sources ensembles m_{12} .
- On enlève la première source délicatement et on enregistre le nombre d'impulsions de la deuxième source toute seule m_2 .

Soit n_1 , n_2 et n_{12} les nombres d'impulsions réels de la première source, de la deuxième source et des deux sources ensembles respectivement. Les valeurs de nombre d'impulsions réel et enregistré du bruit de fond sont n_{BF} et m_{BF} . On a:

$$\begin{aligned} n_{12} - n_b &= (n_1 - n_b) + (n_2 - n_b) \\ n_{12} + n_b &= n_1 + n_2 \end{aligned} \quad (3, 3)$$

On considéré le cas du détecteur non-paralysable . On substitue l'équation (3, 1) dans l'équation (3, 3) :

$$\frac{m_{12}}{1 - m_{12}\tau} + \frac{m_b}{1 - m_b\tau} = \frac{m_1}{1 - m_1\tau} + \frac{m_2}{1 - m_2\tau} \quad (3, 4)$$

La solution pour τ est donnée par :

$$\tau = \frac{X(1 - \sqrt{1 - Z})}{Y} \quad (3, 5)$$

Où:

$$\begin{aligned} X &\equiv m_1 m_2 - m_b m_{12} \\ Y &\equiv m_1 m_2 (m_{12} + m_b) - m_b m_{12} (m_1 + m_2) \\ Z &\equiv \frac{Y(m_1 + m_2 - m_{12} - m_b)}{X^2} \end{aligned} \quad (3, 6)$$

B. Méthode de source radioactive de courte vie

La technique de cette méthode est basée sur la désintégration d'une source radioactive de courte vie. L'expérience consiste en la mesure de m en fonction de t .

On sait que :

$$n \cong n_0 e^{-\lambda t} \quad (3, 7)$$

(a) Cas du détecteur non paralysable

En insérant l'équation de la loi de la désintégration (3, 7) dans (3, 1), on trouve :

$$m e^{\lambda t} = -n_0 \tau m + n_0 \quad (3, 8)$$

(b) Cas du détecteur paralysable

En insérant l'équation (3, 7) dans (3, 2), on a:

$$\lambda t + \ln m = -n_0 \tau e^{-\lambda t} + \ln n_0 \quad (3, 9)$$

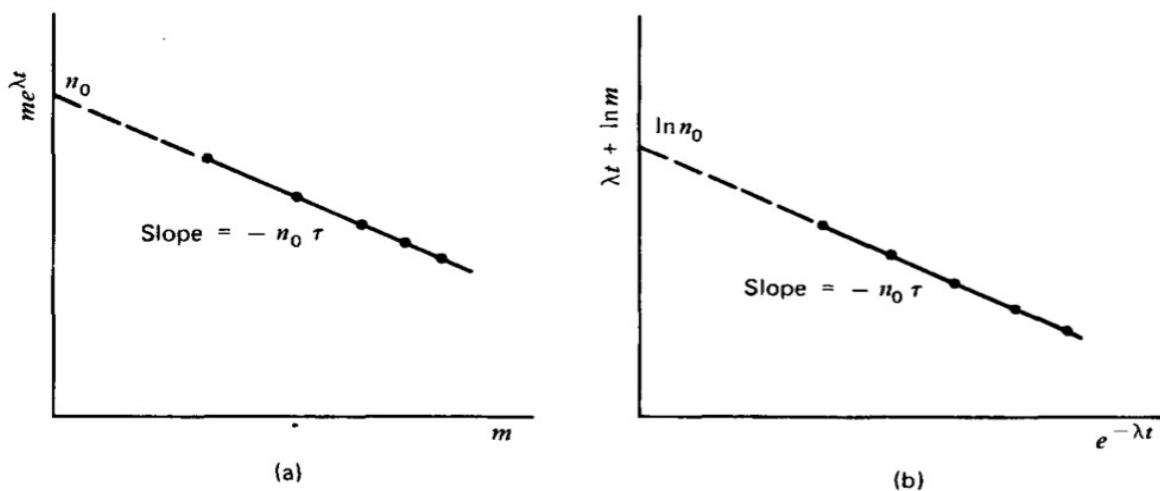


Figure 6 : Application de la méthode de source radioactive de courte vie pour la détermination de τ .