

Des processus de base aux détecteurs : scintillateurs et semi-conducteurs

C. Bourgeois

▶ **To cite this version:**

C. Bourgeois. Des processus de base aux détecteurs : scintillateurs et semi-conducteurs. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994 : 13ème session, 1994. cel-00648773

HAL Id: cel-00648773
https://cel.hal.science/cel-00648773

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DES PROCESSUS DE BASE AUX DETECTEURS

scintillateurs et semi-conducteurs

Ch. Bourgeois
IPN Orsay et Université Paris VII

Résumé : *Dans ce cours est abordé l'interaction rayonnement-matière (particules chargées lourdes, électrons, γ), et sont présentés deux types de détecteurs, les scintillateurs organiques et inorganiques d'une part, les semiconducteurs d'autre part. La formation des signaux délivrés par les détecteurs est analysée.*

Abstract : *In the following course, the interaction of heavy charged particles, electrons and γ with matter is presented. Two types of detectors are studied, organic and inorganic scintillators, and semiconductors. The signal formation is analysed.*

INTRODUCTION

La détection d'un rayonnement ionisant (directement ionisant comme une particule chargée, ou indirectement ionisant comme les photons γ ou les neutrons) revient à prélever une partie de l'énergie du rayonnement et à la transformer sous une forme plus maniable, le plus souvent un signal électrique. On va donc s'intéresser tout d'abord à l'interaction des rayonnements dans la matière. Pour les particules chargées lourdes, c'est l'interaction électromagnétique qui est le processus le plus important de transfert d'énergie du rayonnement au milieu sous forme d'excitation ou d'ionisation des atomes du milieu. Les électrons ralentissent dans la matière par excitation et ionisation des atomes du milieu, mais également par émission d'un rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Les rayonnements neutres transfèrent d'abord de l'énergie à des particules chargées qui perdent leur énergie dans le milieu comme précédemment évoqué.

Dans le cas des scintillateurs, l'énergie perdue par le rayonnement dans une certaine épaisseur de matière va se retrouver sous forme d'un certain nombre de photons de luminescence (qu'on souhaite proportionnel à l'énegie transférée), un capteur approprié (tube photo-multiplicateur, photo-diode) se chargera de transformer ce nombre de photons en un courant électrique (qu'on espère proportionnel...). Dans la cas des semi-conducteurs, on fait l'économie d'une étape puisque l'énergie transférée est directement transformée en un nombre de charges, donc un courant proportionnel. L'analyse des signaux électriques ainsi obtenue sera esquissée et les phénomènes de fluctuations statistiques inhérents au comptage d'évènements aléatoires sera évoquée.

Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Septembre 1994

1- INTERACTION RAYONNEMENT-MATIERE

1.1. INTERACTION DES PARTICULES CHARGEES LOURDES

Dans le cas de particules chargées lourdes, c'est-à-dire au-delà du proton, de masse M très grande devant la masse de l'électron m_e , et pour des énergies cinétiques supérieures au MeV, on observe un ralentissement des particules sans déviation (sauf le cas très improbable de rencontre avec un noyau du milieu, ce qui a quand même permis à Ernest Rutherford de prouver l'existence dudit noyau !). On en conclut que la particule perd progressivement son énergie en la transférant aux électrons du milieu. Ce transfert d'énergie peut se faire par excitation ou ionisation des atomes du milieu.

1.1.1. Electrons δ :

Dans certains cas, la quantité d'énergie transférée à l'électron, T, est très supérieure au potentiel d'ionisation I ($T > 100eV$). Cet électron va avoir un parcours plus important dans le milieu et être responsable d'ionisations secondaires le long de son parcours. Ces électrons énergétiques sont appelés électrons δ : ils donnent lieu à la "chevelure" entourant la trace d'une particule chargée dans une émulsion, par exemple.

Le transfert d'énergie qu'une particule de charge ze, de masse M et vitesse $\beta = v/c$ peut effectuer sur un électron émis à un angle θ est $T = 2m_e c^2 \beta^2 cos^2\theta$.

La section efficace de production des δ par unité de longueur de la trajectoire de la particule incidente, dans un milieu avec NZ électrons par unité de volume s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{2\pi z^2 e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2} \frac{sin\theta}{cos^3\theta}$$

1.1.2. Ionisation :

La perte moyenne d'énergie de la particule par unité de longueur du milieu traversé (ou pouvoir d'arrêt) se calcule à partir de l'interaction de Coulomb entre la particule chargée et les électrons du milieu. Pour une particule modéremment relativiste, on aboutit à la formule de Bethe :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2}(Ln\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2)$$

pour une particule de charge ze, vitesse $v = \beta c$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, interagissant dans un milieu de N atomes (de numéro atomique Z) par cm^3, le potentiel d'ionisation moyen des électrons du milieu étant I ($I \simeq 16Z^{0.9}eV$ pour $Z > 1$)

On en déduit que $-dE/dx$ varie
- en z^2 (indépendance du signe de la charge de la particule)
- en $NZ = N_A\rho/A)Z$ pour un milieu de masse volumique ρ , d'atomes de nombre de masse A ,avec N_A=6.022 10^{23}
- en β^{-2}

On remarque que :
- la masse de la particule incidente n'intervient pas
- pour des particules de même z, dE/dx est fonction de la vitesse β seulement

• la courbe $-dE/dx$ en fonction de l'énergie E (fig.1.1) décroit avec β^{-2}, passe par un minimum (minimum d'ionisation) pour $\gamma \approx 3.2$, avant de croitre du coté relativiste (terme en $\mathrm{Ln}\gamma^2$) pour atteindre un plateau, plateau de Fermi, du à des effets de densité apparente du milieu.

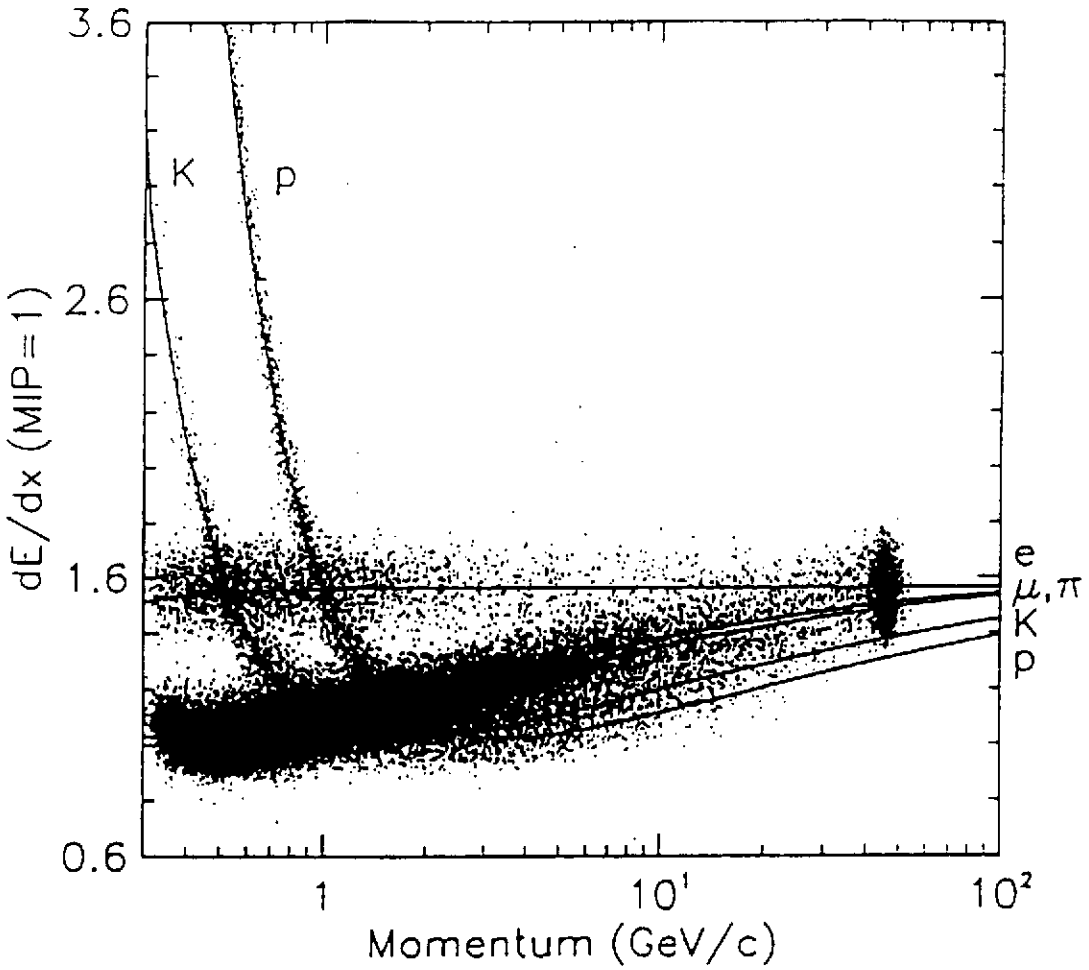


Fig.1.1 : Perte d'énergie par ionisation de particules chargées dans un détecteur à gaz d'ALEPH

A faible énergie, la formule de Bethe se comporte comme $-\dfrac{dE}{dx} \approx \dfrac{z^2}{v^2}$

soit $\quad -\dfrac{dE}{dx} \approx z^2 \dfrac{M}{2T}$

où $T = \frac{1}{2}Mv^2$ est l'énergie cinétique de la particule.

D'où $\quad -T\dfrac{dE}{dx} \approx z^2 M$

Cette relation est à la base des télescopes $E - \Delta E$:
Un détecteur mince d'épaiseur Δx mesure la perte d'énergie ΔE, et un détecteur épais mesure $E - \Delta E$. Pour z et M donnés, ΔE varie en $\frac{1}{E}$, ce qui donnent des branches d'hyperboles dans un diagramme $E.\Delta E$ (fig.1.2). Le même résultat est obtenu si on utilise deux scintillateurs montés sur un même tube photomultiplicateur, pour peu que l'on puisse distinguer la fluorescence correspondant au scintillateur mince (ΔE) de celle du scintillateurépais (E) : on a alors affaire à un montage phoswich (fig.1.3)

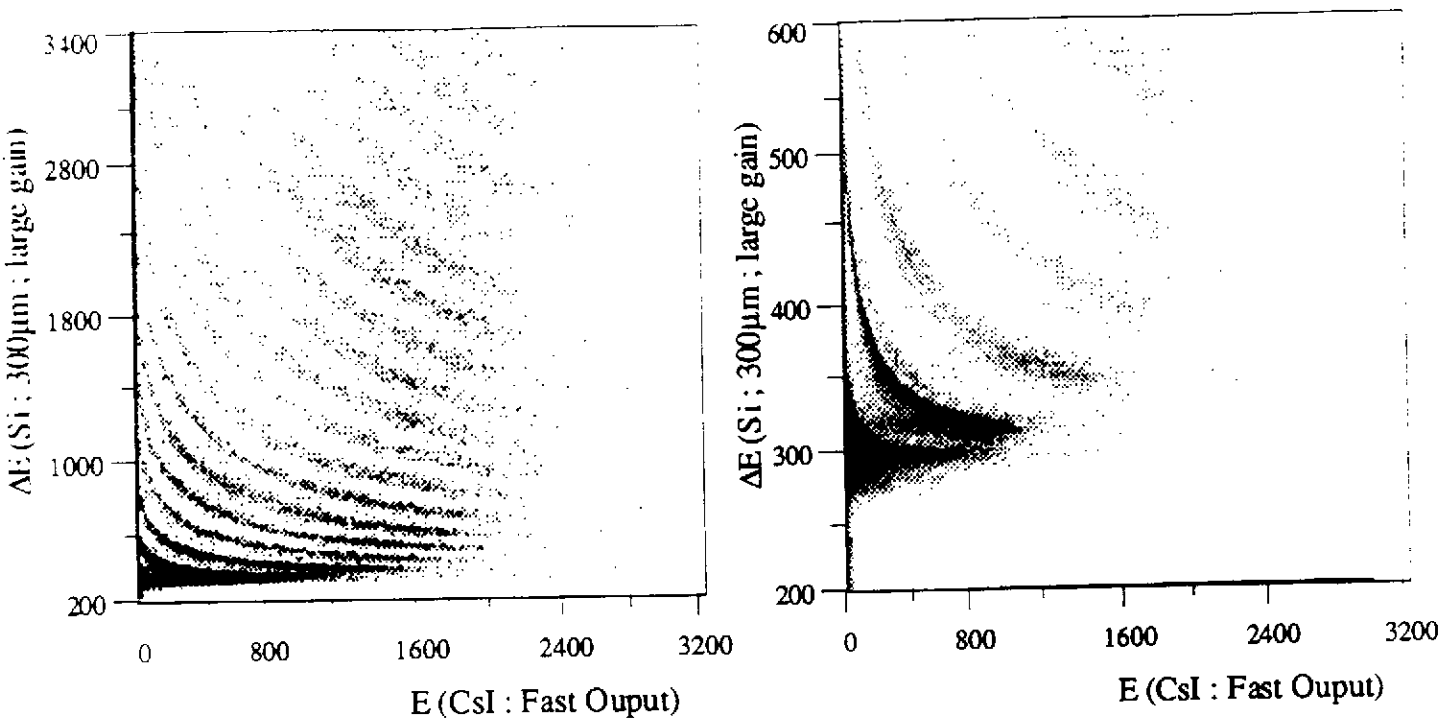


Fig.1.2 : Diagramme $\Delta E - E$ obtenu avec un détecteur Si mince (ΔE) et un scintillateur CsI épais (E)*.

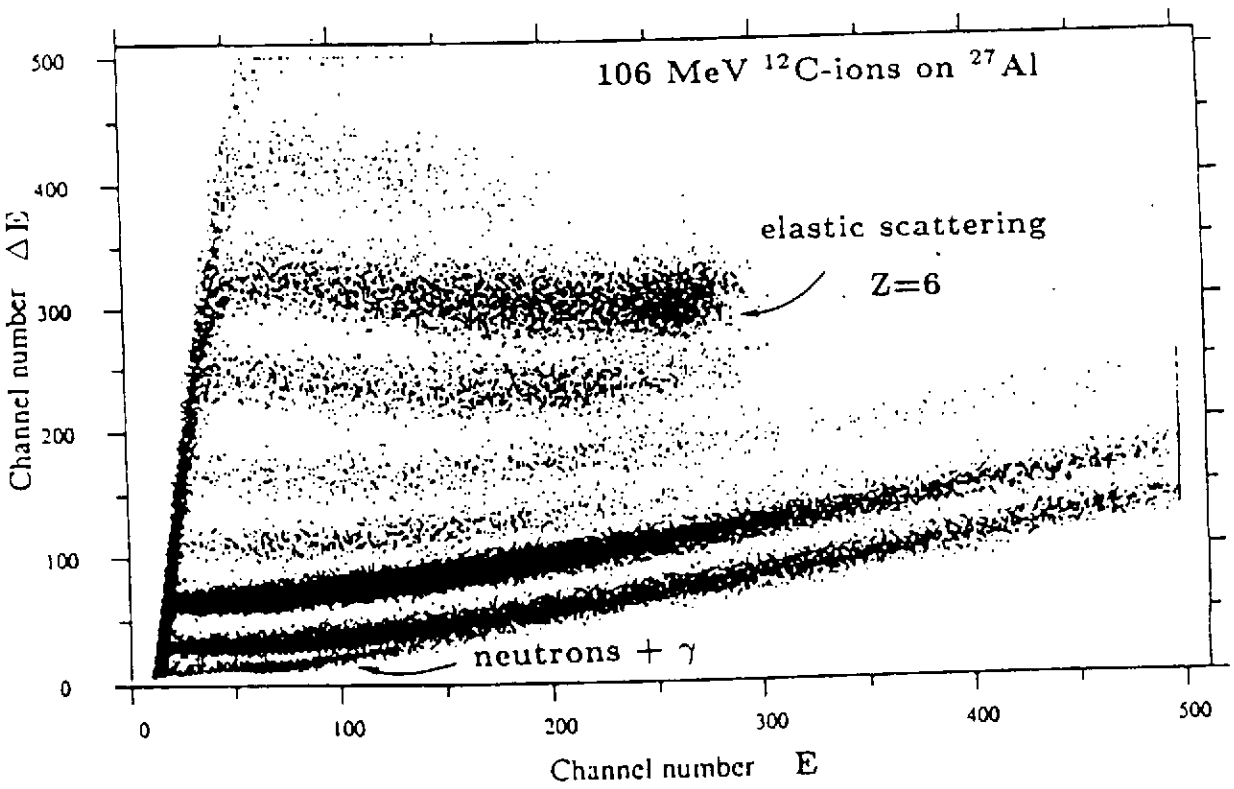


Fig.1.3 : Diagramme $\Delta E - E$ obtenu avec un phoswich **.

* Nouvelles du Ganil n°44(1993)

** F. Liden et al.,NIM A253(1987)305

1.2. INTERACTIONS DES ELECTRONS

Les électrons vont céder leur énergie par ionisation des atomes du milieu traversé, mais également par émission d'un rayonnement électromagnétique de freinage chaque fois qu'ils sont déviés de leurs trajectoires. Ce dernier point est caractéristique de la faible masse de l'électron, aucune autre particule (les muons exceptés à très haute énergie) ne perdant de l'énergie par rayonnement de freinage, la section efficace de rayonnement de freinage variant en $(\frac{e^2}{Mc^2})^2$.

1.2.1. Ionisation :

Pour des électrons de faible énergie ($T_c < 1MeV$), on a la relation

$$-(\frac{dE}{dx})_{ion} = \frac{4\pi e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2}(0.583Ln\frac{2m_e c^2\beta^2}{I})$$

Pour des électrons relativistes ($\beta \simeq 1$), on obtient comme pouvoir d'arrêt :

$$-(\frac{dE}{dx})_{ion} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_e c^2}(2Ln\frac{2m_e c^2}{I} + 3Ln\gamma - 1.95)$$

1.2.2. Bremsstrahlung :

Au delà d'une énergie dite critique, E_c, la perte d'énergie par rayonnement de freinage devient prépondérante (fig.1.4). La section efficace de rayonnement de freinage varie en Z^2 pour un milieu ralentisseur de numéro atomique Z, et

$$E_c \sim \frac{800MeV}{Z+1.2}$$

Lorsque l'électron est accéléré avec une accélération a la perte d'énergie par unité de temps correspondante s'écrit :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3}a^2$$

C'est dans le champ coulombien du noyau que l'électron subit ses plus fortes déviation. L'effet d'écran dû aux électrons atomiques va donc jouer un rôle important dans l'émission du rayonnement de freinage. Pour

$$1 \ll \frac{E}{m_e c^2} \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

avec α=1/137, l'effet d'écran est négligeable et on peut écrire la perte d'énergie par radiation d'un électron d'énergie E

$$(-\frac{dE}{dx})_{rad} = 4ENZ(Z+1)\alpha\frac{e^4}{m_e^2c^4}[Ln(\frac{2E}{m_e c^2}) - \frac{1}{3}]$$

La prise en compte de l'effet d'écran à plus haute énergie amène à

$$-\frac{dE}{dx} = 4ENZ^2\alpha\frac{e^4}{m_e^2c^4}[4Ln(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9}]$$

On a la relation

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \approx \frac{\gamma Z}{1600}$$

1.3. PARCOURS

On définit le libre parcours moyen d'une particule chargée dans la matière par la relation :

$$R(E) = \int_E^0 (\frac{-dE}{dx})^{-1} dE$$

Pour un milieu donné, on a

$$\frac{-dE}{dx} = z^2 f(\beta) = z^2 g(\frac{E}{M})$$

d'où

$$R(E) = \frac{M}{z^2 N} h(\beta)$$

et la loi d'échelle :

$$R_1(E_1) = \frac{M_1}{M_2} \frac{z_2^2}{z_1^2} R_2(\frac{M_2}{M_1} E_1)$$

Exemple : $R_p(10MeV) = R_\alpha(40MeV)$ (fig.1.5)

La perte d'énergie par unité de longueur augmentant quand E diminue (voir fig.1.1), le maximum d'énergie est perdu en fin de parcours de la particule dans le milieu : cela donne naissance au pic de Bragg (fig.1.6)

Dans le cas d'électrons d'énergie E très supérieure à l'énergie critique E_c, on définit la longueur de radiation L_R. En effet, à haute énergie, on a

$$(\frac{dE}{dx})_{rad} \gg (\frac{dE}{dx})_{ion}$$

or

$$-(\frac{dE}{dx})_{rad} = NE\Phi_{rad}$$

avec

$$\Phi_{rad} \rightarrow 4\sigma_0 [Ln183Z^{-1/3} + \frac{1}{18}]$$

d'où

$$E(x) \simeq E_0 exp(-\frac{x}{L_R})$$

Exemple : BGO $\rightarrow$ L_R = 1.12 cm
CsI(Tl)$\rightarrow$$L_R$ = 1.86 cm
BaF_2 $\rightarrow$ L_R = 2.1 cm
NaI(Tl) $\rightarrow$ L_R = 2.59 cm
PVT $\rightarrow$ L_R = 42.4 cm

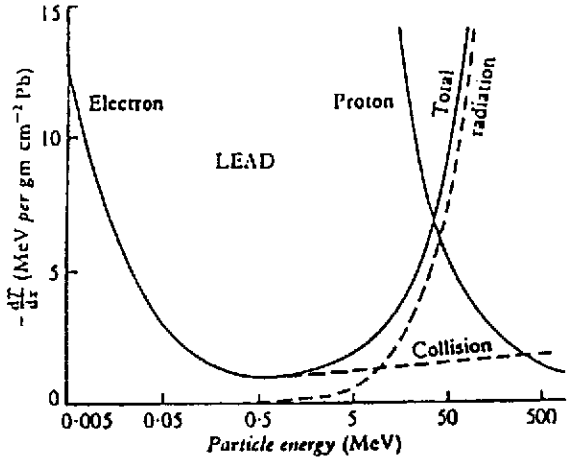


Fig.1.4 : Perte d'énergie des électrons dans le plomb

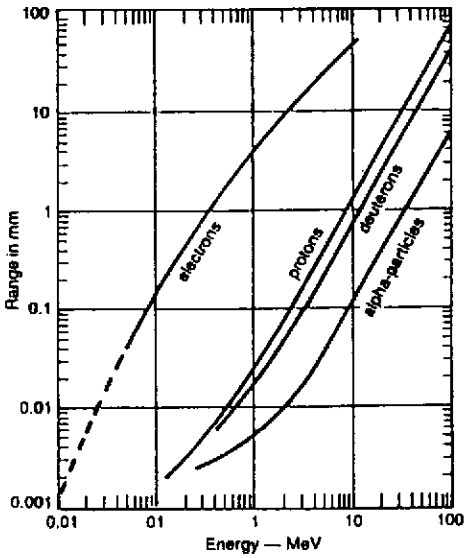


Fig.1.5 : Parcours de particules chargées dans un plastique scintillant

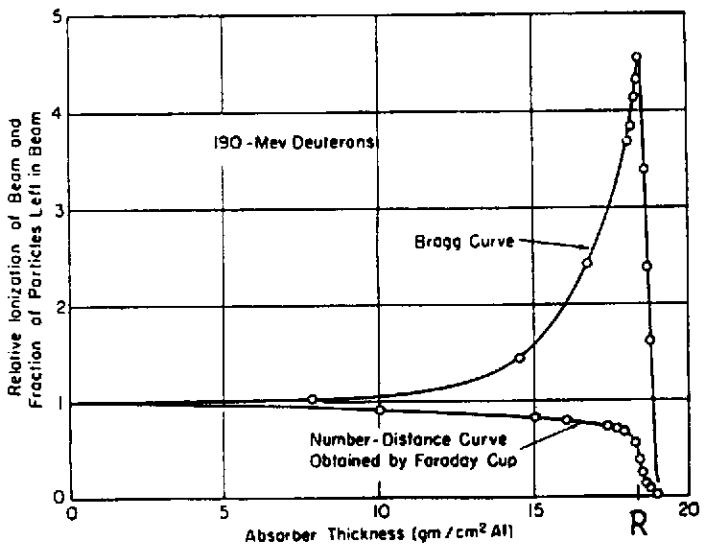


Fig1.6 : Courbe de Bragg pour des deutons de 190 MeV dans l'aluminium

1.4. INTERACTION DES γ DANS LA MATIERE

Les rayonnements électromagnétiques γ ne possèdent pas de charge électrique. Ils interagissent dans la matière suivant trois processus principaux : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et la création de paires e^+ e^-. L'importance relative de ces trois effets dépend de l'énergie du γ et du milieu atténuateur (fig.1.7)

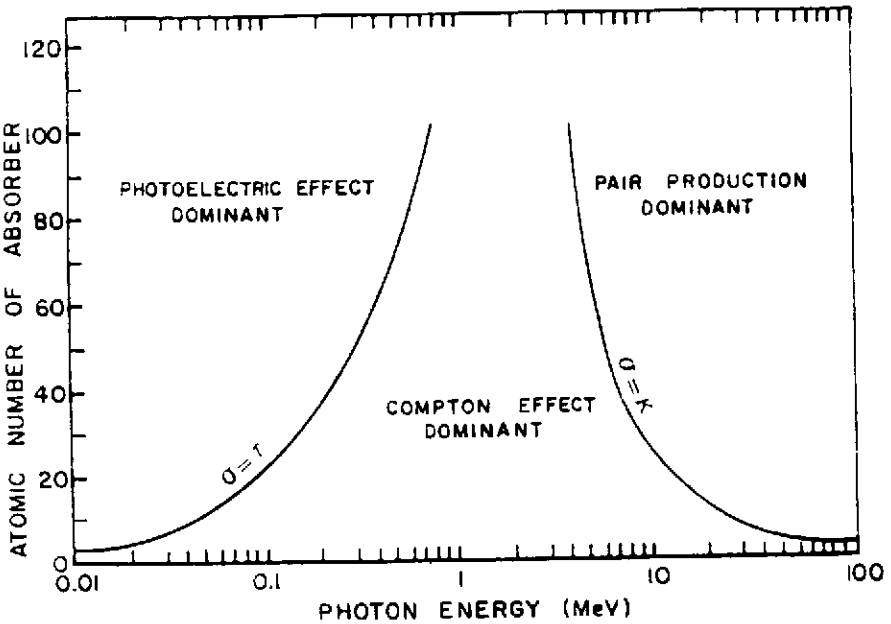


Fig.1.7 : Types d'interaction prépondérants suivant l'énergie du photon et le Z du milieu

1.4.1. Atténuation des γ dans la matière :

Un faisceau de γ monoénergétique d'intensité I subit une perte d'intensité dI après traversée d'une épaisseur dx de matière. on a :

$$-dI = \sigma I N dx$$

d'où la loi devariation de l'intensité du faisceau γ en fonction de l'épaisseur x de matériau traversé :

$$I = I_0 e^{-\sigma N x} = I_0 e^{-\mu x}$$

Où $N = \frac{\rho}{A} N_A$ représente la densité électronique du milieu

$\sigma = \sigma_\Phi + \sigma_c + \sigma_\pi$ représente la section efficace totale d'interaction des γ dans le milieu, décomposée ici en trois termes correspondant aux trois effets principaux.

$\mu = \sigma$N est le coefficient d'atténuation linéaire des γ dans le milieu (fig.1.8). On définit $\mu' = \frac{\mu}{\rho}$ coefficient d'atténuation massique

On peut écrire I = $I_0 e^{-\mu' x'}$ avec x' = ρx en g/cm^2

Pour de γ de 1 MeV, on a $\mu' \simeq$0.05 cm^2/g quel que soit le matériau

On définit **l'efficacité intrinsèque** de détection γ d'un détecteur d'épaisseur x la quantité

$$\epsilon_{int} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = (1 - e^{-\mu x})$$

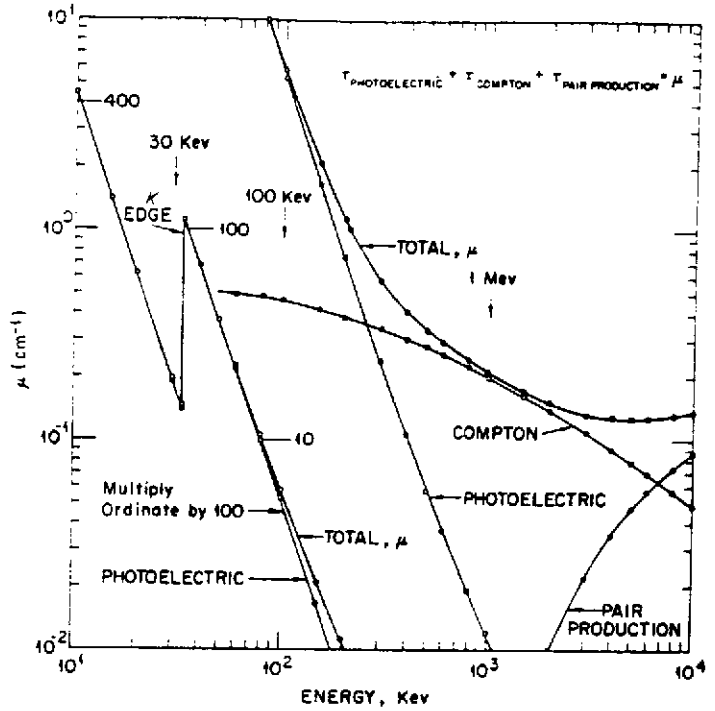


Fig.1.8 : Coëfficient d'atténuation linéaire dans NaI en fonction de l'énergie du photon

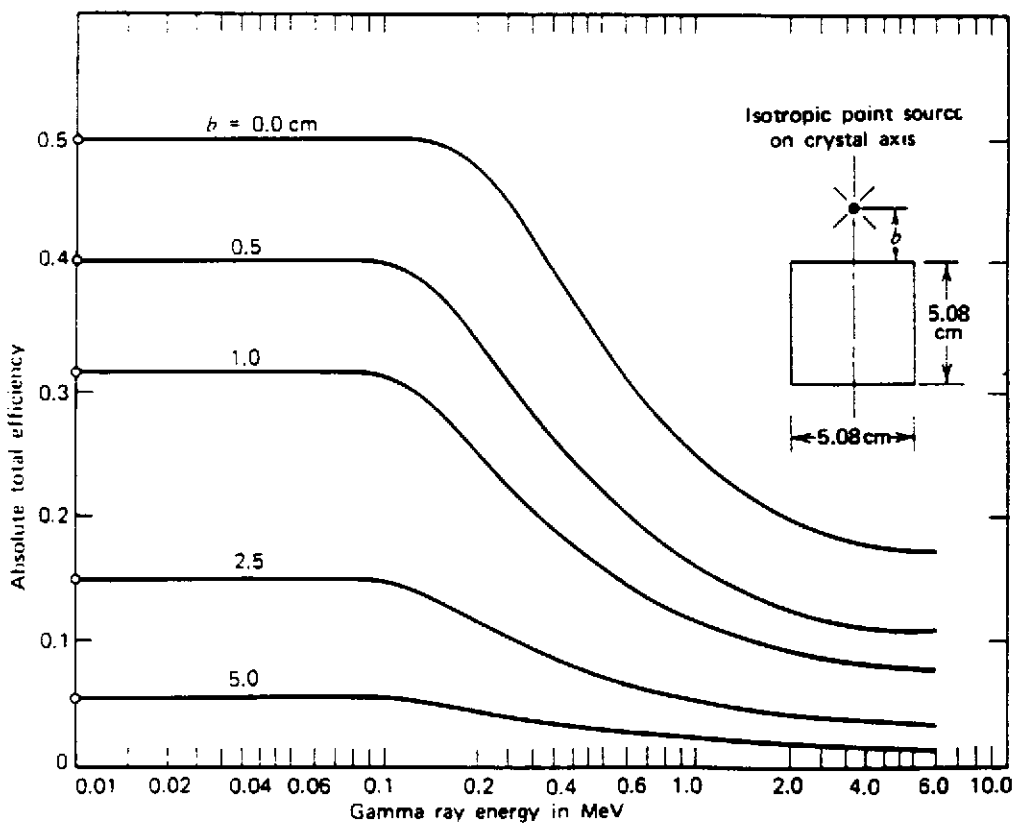


Fig.1.9 : Efficacité absolue d'un scintillateur NaI(Tl) en fonction de la distance b source-détecteur

L'efficacité absolue tient compte de l'angle solide de détection (fig.1.9)

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

En spectrométrie γ, on utilise comme référence d'efficacité, l'efficacité absolue d'un cristal NaI(Tl) de dimensions 3"×3" pour le pic d'énergie totale (photopic) à 1.33 MeV lorsque la source est située à 25 cm du détecteur, à savoir $\epsilon^{\Phi}_{abs} = 1.2 \times 10^{-3}$

1.4.2. Effet Photoélectrique :

Il s'agit de l'absorption du photon par un atome et de l'éjection d'un électron (lié) avec l'énergie cinétique

$$T_{e^-} = h\nu - B$$

où B est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Les lois de conservation imposent la participation du noyau au processus, mais le recul du noyau est généralement ignoré (sauf dans l'effet Mossbauer)

L'énergie de liaison B est émise sous forme de rayons X caractéristiques du milieu (réarrangement du cortège électronique) et en général absorbée dans le milieu. Néammoins, pour de faibles énergies γ ($E_\gamma < 150keV$), l'interaction a lieu en surface et le rayonnement X peut s'échapper, ce qui donne naissance à un pic d'échappement dans le spectre γ mesuré, à l'énergie $E_\gamma - E_X$.

La Section efficace d'effet photoélectrique varie comme

$$\sigma_\Phi \approx \frac{Z^5}{(h\nu)^n}$$

avec n variant de $\simeq$3 pour $h\nu < 0.5$ MeV à $\simeq$1 pour $h\nu \simeq$2 MeV. Quand l'énergie E_γ est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dans la couche K, l'eefet photoélectrique a lieu sur un électron de la couche K pour 4/5 des fois (cf fig.1.8).

1.4.3. Effet Compton :

Dans ce cas, il y a diffusion du photon sur un électron (quasi libre).

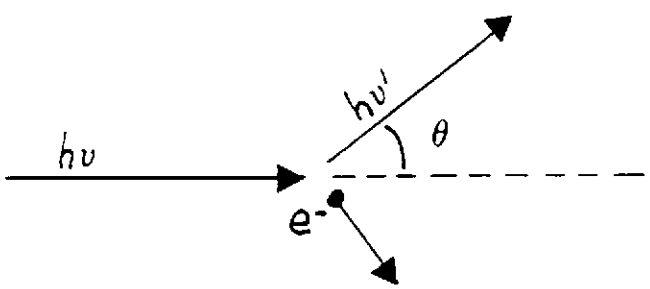


Fig.1.10 : Cinématique de l'effet Compton

L'énergie du photon diffusé à l'angle θ est

$$h\nu' = h\nu\frac{1}{1+\gamma(1-cos\theta)}$$

avec $\gamma = h\nu / m_e c^2$

L'énergie cinétique de l'électron est alors

$$T_e = h\nu \frac{\gamma(1 - cos\theta)}{1 + \gamma(1 - cos\theta)}$$

et

$$T_e^{Max} = h\nu \frac{2h\nu}{2h\nu + m_e c^2}$$

Il y a rétrodiffusion du photon lorsque $\theta = \pi$: on a alors : $h\nu' = h\nu - T_e^{Max} \rightarrow \frac{1}{2} m_e c^2$

La section efficace d'effet Compton a été calculée par Klein-Nishima pour la diffusion d'un photon sur un électron. Pour un atome de numéro atomique Z, on aura $\sigma_c = Z\sigma_c^{(1)}$

Dans le cas d'un **photon incident polarisé** d'énergie $h\nu$, la section efficace différentielle de diffusion Compton du photon d'énergie $h\nu'$ à l'angle (θ, ϕ), fig.1.11, s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - 2sin^2\theta cos^2\phi \right) \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \qquad (1)$$

avec $r_0 = e^2/(m_e c^2)$

La diffusion Compton est ainsi plus probable dans le plan perpendiculaire au champ électrique **E**, ou pour $\phi = 90^o$

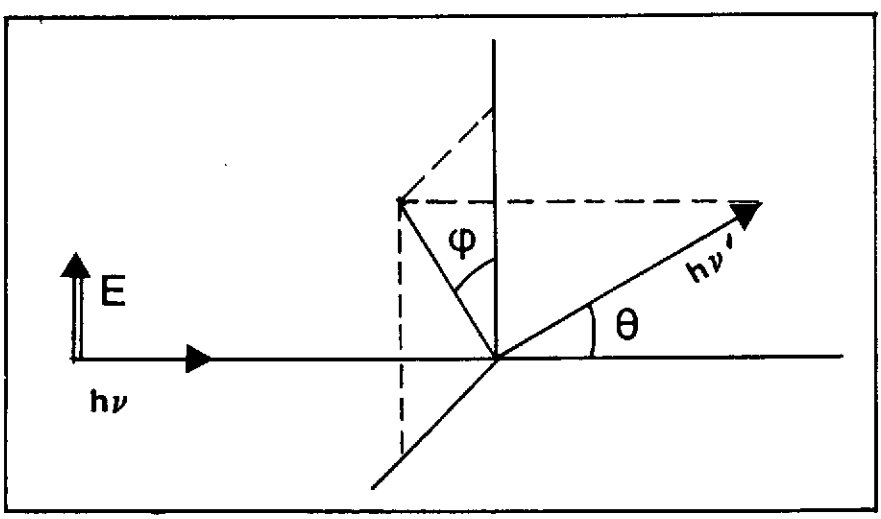


Fig.1.11 : Diffusion Compton d'un photon polarisé

Application : Mesure de la polarisation linéaire d'un γ

Dans le cas d'une réaction (ions lourds, xnγ), on définit le plan de réaction par l'axe du faisceau et l'axe cible-détecteur. La polarisation du γ émis est déduite par

$$P = \frac{I_{//} - I_+}{I_{//} + I_+}$$

où $I_{//}$ et I_+ sont les intensités des photons diffusés respectivement dans le plan parallèle et le plan perpendiculaire au plan de réaction

Comme la diffusion Compton la plus probable se fait pour $\phi = 90^0$, la mesure de l'assymétrie

$$A = \frac{N(\phi = 90^0) - N(\phi = 0^0)}{N(\phi = 90^0) + N(\phi = 0^0)}$$

où $N(\phi)$ est le nombre de γ diffusés à l'angle ϕ, permet d'obtenir la polarisation expérimentale P_{exp} via un facteur de qualité de la mesure $0 < Q < 1$

$$A = QP_{exp}$$

Le signe de P est déterminé par le changement de parité de la transition, + pour pas de changement, - pour un changement.
Pratiquement la réalisation d'un polarimètre utilise un détecteur comme diffuseur, entouré de plusieurs détecteurs analyseurs.

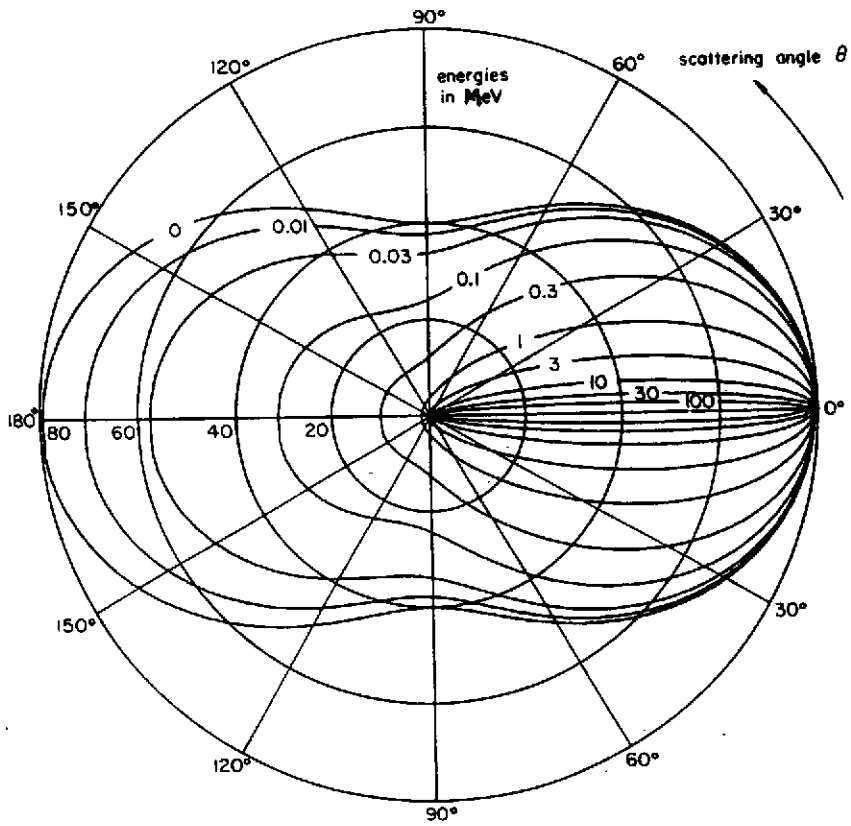


Fig.1.12 : Section efficace différentielle (mb) de diffusion Compton en fonction de l'energie du photon incident et de l'angle de diffusion

Quand **le photon initial n'est pas polarisé**, la section efficace de diffusion Compton s'obtient en intégrant la relation (1) sur ϕ (fig.1.11). On obtient

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (\frac{h\nu'}{h\nu})^2 (\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - sin^2\theta) \qquad (2)$$

Aux faibles énergies, pour $h\nu' \sim h\nu$, on retrouve la section efficace différentielle de diffusion Thomson

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{Th} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + cos^2\theta)$$

La section efficace Compton totale s'obtient à partir de la relation (2) en intégrant su 4π.

L'énergie du photon incident se répartit entre l'énergie cinétique de l'électron qui est absorbée par le milieu, et l'énergie du photon diffusé qui peut s'échapper du milieu. On peut ainsi écrire

$$\sigma_c = \sigma_c^s(diffusion) + \sigma_c^a(absorption)$$

Dans le cas où le photon diffusé s'échappe du milieu (fig.1.13), l'énergie déposée dans le milieu varie de 0 a T_e^{Max} suivant l'angle de diffusion. Cela donne naissance au "plateau Compton" dans les spectres γ. Dans un détecteur γ Ge de gros volume ($\sim 300 cm^3$), le rapport surface du pic d'énergie totale sur surface totale du spectre vaut $\sim 25\%$ pour des photons de 1 MeV. Des systèmes "anti-Compton", qui éliminent les évènements correspondant à la détection d'un photon diffusé dans un bouclier de scintillateurs, permettent d'arriver à un rapport pic/total de $\sim 60\%$ (fig.1.14)

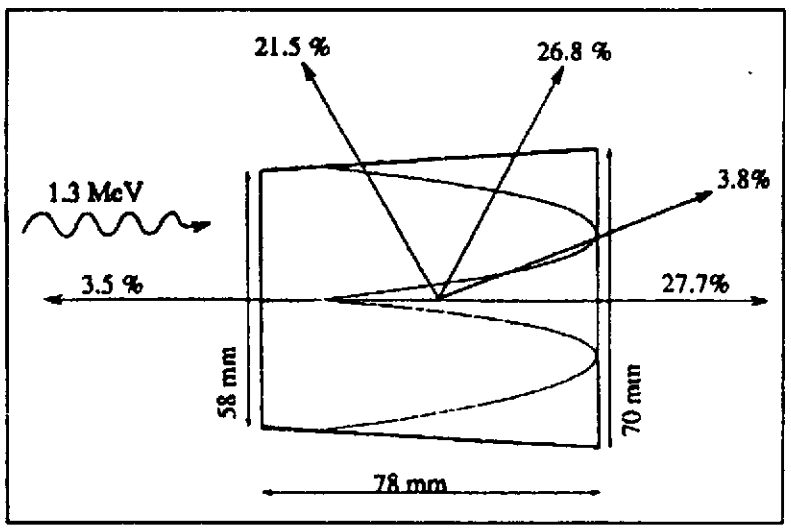


Fig.1.13 : Simulation Monte Carlo de l'interaction d'un γ de 1.3 MeV avec un détecteur Ge conique hexagonal : plus de 80% des γ diffusés Compton s'échappent du détecteur *

* J. Eberth, Int. Conf. on the Future of Nuclear Spectroscopy, Crete (1993)

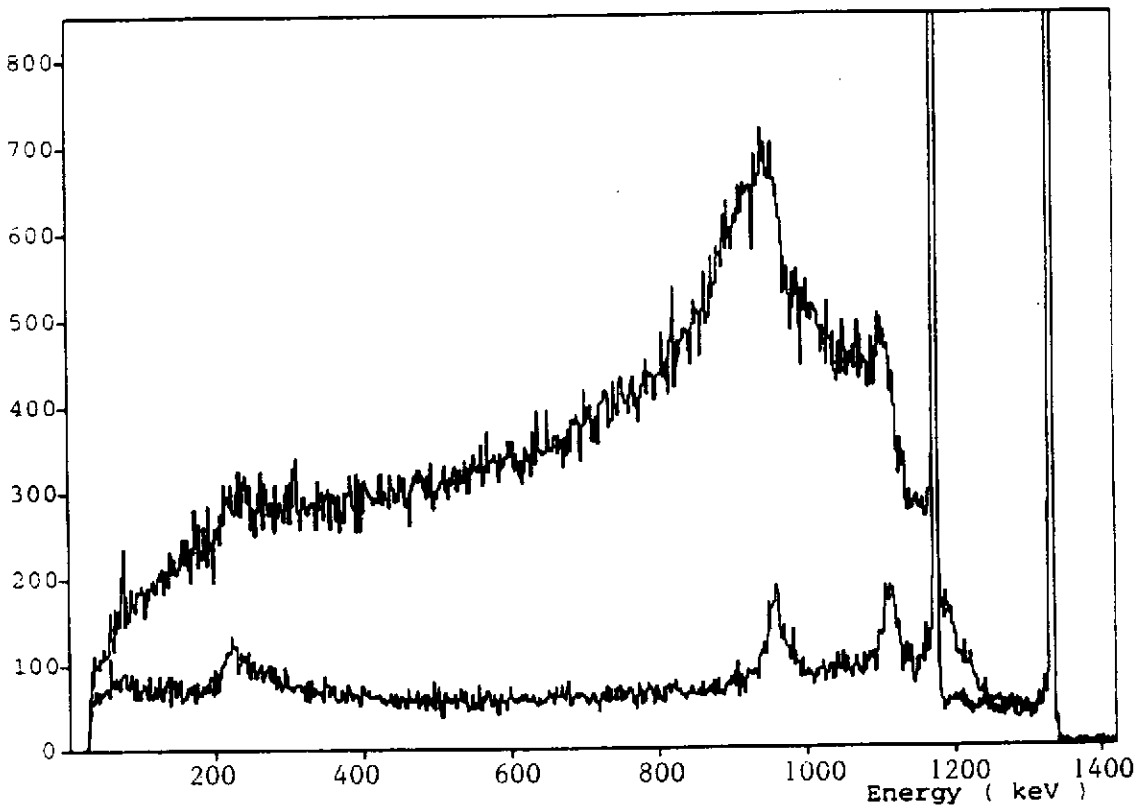


Fig.1.14 : Spectre de ^{60}Co sans (P/T=29%) et avec (P/T=65%) suppression Compton *

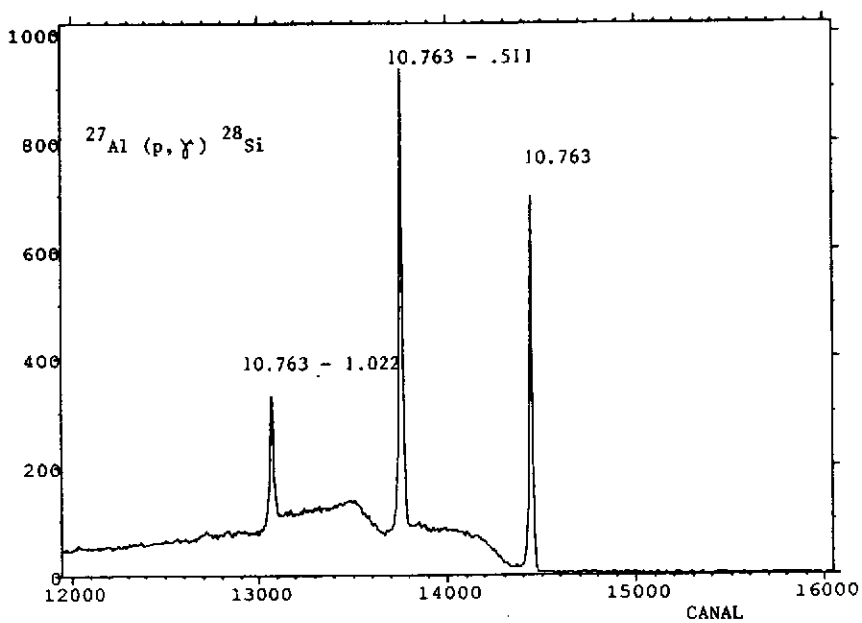


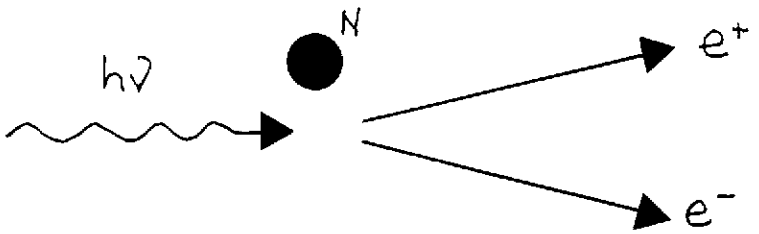
Fig.1.15 : Interaction d'un γ de 10.763 MeV dans un détecteur Ge de 300 cm^3.
Le spectre obtenu met en évidence les pics d'énergie totale,
de simple échappement, et de double échappement

* D. Bazzacco et al.,GASP, Workshop on Large Gamma-Ray Detector Arrays, Chalk-River (1992)

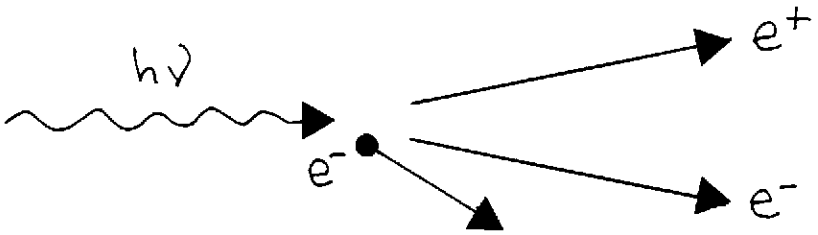
1.4.4. Création de Paires e^- e^-

Lorsque le photon possède une énergie suffisante, il y a annihilation du photon et création d'une paire électron-positron. Les lois de conservation imposent la présence d'un quatrième larron :

-dans le cas d'un noyau atomique, la création de paire aura lieu si $h\nu > 2m_e c^2 = 1.022 MeV$



-dans le cas d'un électron, la création d'une paire nécessitera $h\nu > 4m_e c^2 = 2.044 MeV$. Dans ce cas, on parlera de triplet car l'électron catalyseur est éjecté.



La section efficace de création de paire varie en $\sigma_\pi \approx Z^2$

Gerbe électromagnétique : Après la création de paire, e^+ et e^- ralentissent dans le milieu en émettant des γ de Bremsstrahlung, qui à leur tour vont créer des paires e^+ e^- etc.

Annihilation du positron : Lorsque le positron a perdu son énergie cinétique dans la milieu, il va s'annihiler avec un électron suivant

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

L'annihilation ayant lieu au repos, on aura deux γ de 511 keV émis à 180^o l'un de l'autre (ex : β^+ de ^{22}Na)

Dans le cas où un γ crée une paire e^-e^- dans un détecteur, l'énergie du γ est totalement récupérée si les deux photons de 511 keV d'annihilation du e^+ sont absorbés dans le détecteur. Dans le contraire, on récupère l'énergie du γ diminuée de 551 keV (pic de simple échappement) ou de 1022 keV (pic de double échappement). Un exemple de spectre est donné fig.1.15

1.5. INTERACTION DES NEUTRONS

La perte d'énergie des neutrons se fait par diffusion élastique principalement. C'est en fait la particule chargée qui recule après le choc qui va être détectée dans le milieu détecteur.

La perte d'énergie maximale pour un neutron d'énergie initiale E_0 après collision avec un noyau de nombre de masse A est

$$(\frac{\Delta E}{E_0})_{Max} = 1 - \alpha$$

avec

$$\alpha = (\frac{1-A}{1+A})^2$$

En particulier $\alpha = 0$ pour $A = 1$ et le neutron transfère toute son énergie à un proton (choc frontal). Ceci explique pourquoi les scintillateurs organiques sont de bons détecteurs de neutrons (ex : NE213)

D'autres interactions sont également possibles, qui tranfèrent toutes de l'énergie à des particules chargées (ou de photons) qui seront détectées :
diffusion inélastique (n,n')
capture radiative (n,γ)
fission (n,f)
réactions (n,p), (n,α)...

ex : avec des neutrons thermiques (E_c=0.025 eV)

$n + {}^{10}B \rightarrow \alpha + {}^{7}Li$ avec $\sigma_{th} = 3830\ b$

2. SCINTILLATEURS

Un scintillateur émet de la lumière (en général dans le visible) à la suite d'un stimulus (ex : rayonnement ionisant) suivant une loi exponentielle décroissante avec une ou plusieurs constantes de décroissance

$$L(t) \approx L_0 exp(-\frac{t}{\tau})$$

On parlera de **fluorescence** lorsque l'émission de lumière est immédiate (ns-μs) et indépendante de la température

La **phosphorescence** correspond à une émission de lumière sur une plus longue période (μs →mn) et qui dépend de la température

Les paramètres d'intérêt d'un scintillateur sont les suivants :

• Efficacité de scintillation : c'est la quantité d'énergie nécessaire à créer un photon de scintillation
Ex : NaI(Tl) : 25 eV, Anthracène : 60 eV, Plastique: 100 eV, BGO : 300 eV
• Spectre d'émission de lumière : il faut s'assurer que la longueur d'onde d'émission est adaptée à la fenêtre d'entrée du capteur de la chaîne de mesure
• Temps de décroissance de la scintillation
• Pouvoir d'absorption des rayonnements
• Transparence à sa propre scintillation : en général, la longueur d'onde d'émission est plus longue que la longueur d'onde d'absorption (décalage de Stokes)

On définit le **rendement de fluorescence** par le rapport de l'énergie émise sous forme de photons de scintillationsà l'énergie absorbée
Ex : NaI(Tl) a un rendement de fluorescence de ≃ 13%, i. e. émet ≃ 43000 photons de ≃ 3 eV par MeV absorbé

Dans le cas d'une excitation lumineuse du scintillateur, on définit le **rendement quantique de fluorescence** par le rapport du nombre de photons émis au nombre de photons absorbés.

2.1. EMISSION DE LUMIERE

L'émission de lumière d'un scintillateur est régie par la loi empirique de BIRKS qui relie la quantité de lumière émise par unité de longueur, dL/dx, au pouvoir d'arrêt de la particule ionisante, dE/dx :

$$\frac{\mathbf{dL}}{\mathbf{dx}} = \frac{\mathbf{S\ dE/dx}}{\mathbf{1 + kB\ dE/dx}} \tag{3}$$

où S = efficacité de scintillation
kB = cte de Birks caractéristique du milieu
k = paramètre de quenching

dL/dE représente l'efficacité différentielle de scintillation

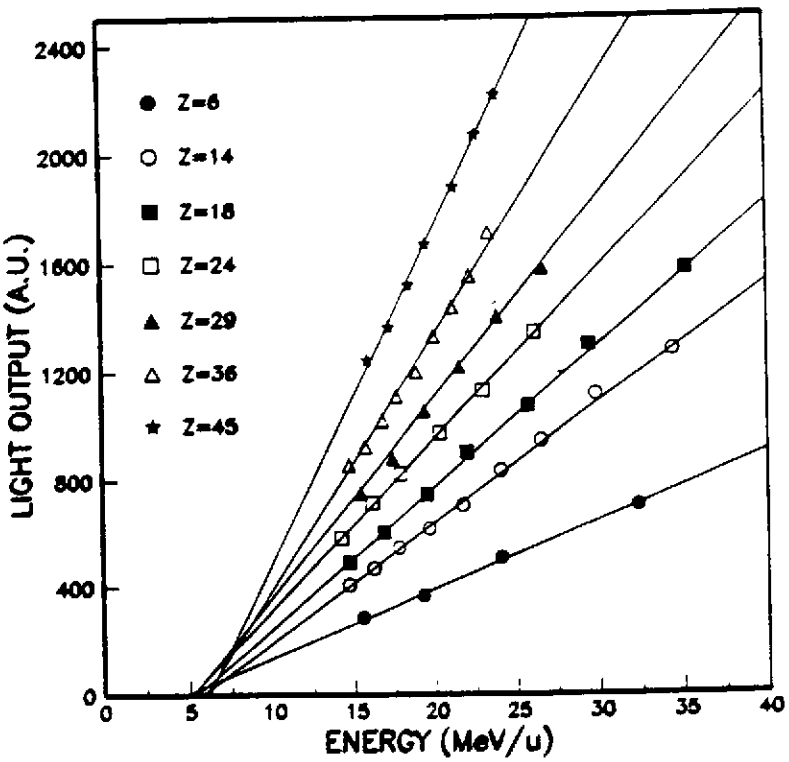


Fig.2.1 : Emission de lumière en fonction de l'énergie par nucléon pour différents ions lourds dans CsI(Tl) *

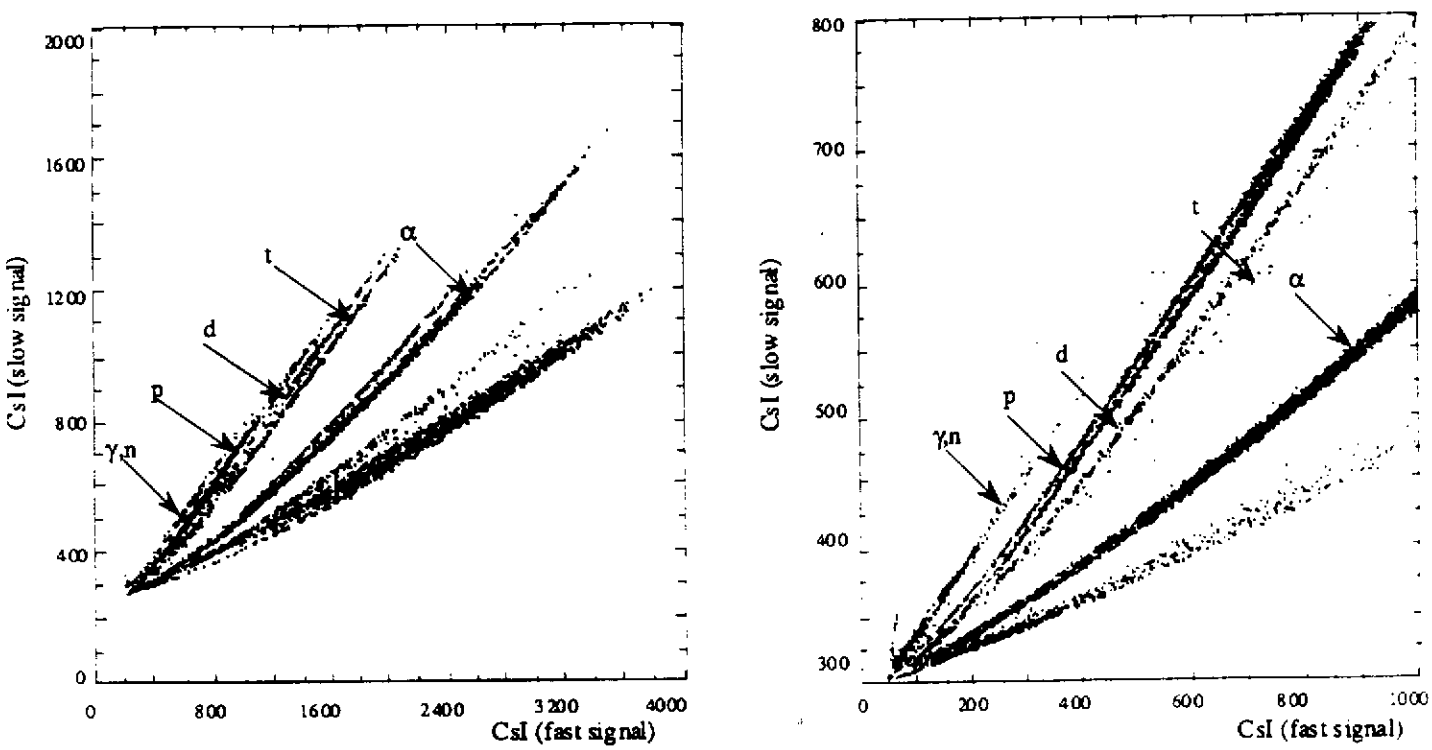


Fig.2.2 : Diagrammes composante lente vs composante rapide de CsI(Tl) pour différents ions **

* P.F. Mastinu et al., NIM A338(1994)419

** Nouvelles du Ganil n^{0}44(1993)

La quantité totale de lumière produite par une particule dans un scintillateur s'obtient en intégrant l'équation (3).

Pour des particules chargées énergétiques, $(E/A > 15MeV)$, on peut négliger dE/dx au dénominateur et on obtient :

$$L(E) = \alpha E - \beta$$

L'émission de lumière provoquée par des ions de Z différents montre (fig.2.1) que plus Z est grand et plus l'émission de lumière est importante. En fait, pour un dE/dx donné, l'efficacité de scintillation augmente avec Z. Ceci provient du fait que plus Z augmente et plus la particule correspondante produit d'électrons δ qui ont une grande efficacité de scintillation. *

A plus basse énergie $(E/A < 5MeV)$, on peut négliger 1 au dénominateur et on arrive à $dL/dE \simeq S/kB(dE/dx)$. Mais dans ce cas, la formule de Bethe se réduit à $-dE/dx \approx AZ^2/E$. On obtient ainsi $dL/dE \approx cte \times E$

Pour des grands dE/dx, on arrive à une saturation de l'émission de lumière puisque $dL/dx \sim S/kB$, soit après intégration sur x

$$L(E) \simeq \frac{S}{kB} R(E)$$

où $R(E)$ est le parcours de la particule dans le scintillateur à l'énergie considérée

2.2. TEMPS DE REPONSE

Dans la plupart des cas, l'émission de lumière par le scintillateur correspond à la superposition de phénomènes de constantes de temps variées. Et là encore, on constate que l'importamce relatives des différents phénomènes de luminescence dépend du pouvoir d'arrêt dE/dx.

Dans les scintillateurs inorganiques (voir § 2.4), une particule avec un grand dE/dx provoque sur son passage une grande quantité d'excitons avec recombinaison radiative rapide, alors que les autres électrons excités dans la bande de conduction se recombinent plus lentement : cela signifie que le rapport des composantes rapide et lente de luminescence nous renseigne sur le dE/dx de la particule détectée, et que différentes particules auront des trajectoires différentes dans un plan rapide×lent (fig.2.2)

Dans le cas de scintillateurs organiques (voir § 2.3), un grand dE/dx provoque une grande densité de molécules excitées avec de nombreuses interactions intermoléculaires amenant à des états métastables de durée de vie longues. Donc, là encore, on peut discriminer les particules qui interagissent dans le milieu par l'analyse du temps de réponse. En fait, pour les scintillateurs organiques, c'est essentiellement la discrimination neutron-γ, i.e. proton-électron, qui est utilisée (fig.2.3)

* R.B. Murray & A. Meyer, Phys. Rev. 122(1961)815

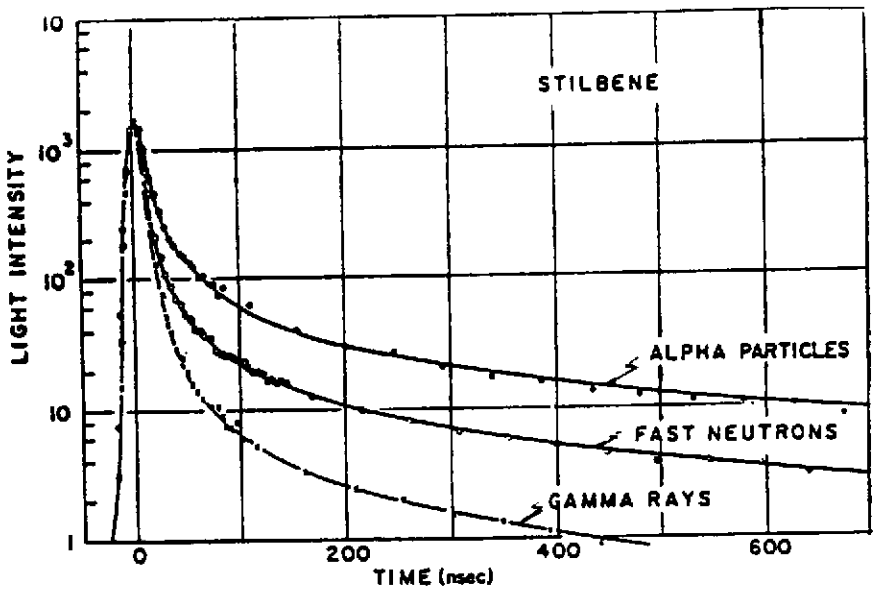


Fig.2.3 : Temps de réponse d'un scintillateur organique pour les neutrons et les γ

2.3 : SCINTILLATEURS ORGANIQUES

Ce sont des composés aromatiques (formés à partir du cycle benzènique). L'émission de lumière est consécutive de l'excitation des électrons délocalisés (électrons π) suivie d'une desexcitation très rapide ($\simeq$ ns) accompagnée de luminescence (fig.2.4).

La présence d'états de vibration moléculaire fait que l'on a affaire à une bande d'absorption pour l'excitation et une bande d'émission pour la désexcitation. On retrouve ce phénomène dans le cas des scintillateurs inorganiques. Le recouvrement des bandes correspond à la self-absorption de la lumière du scintillateur par le scintillateur.

L'existence d'états triplets est à l'origine d'émission de lumière retardée donnant lieu à la phosphorescence.

Ex : l'anthracène $C_{14}H_{10}$ a un rendement de fluorescence de $\simeq$ 4% soit 65 eV/photon de longueur d'onde $\lambda \simeq 400$ nm

On constate que l'augmentation linéaire du nombres d'anneaux benzénique dans la molécule s'accompagne d'une augmentation des longueurs d'onde d'absorption et d'émission. Par contre, pour un nombre donné d'anneaux, les arrangements non linéaires ont des longueurs d'onde d'absorption et d'émission plus courtes.

Les scintillateurs organiques se présentent sous différentes formes : cristaux organiques, liquides ou plastiques.

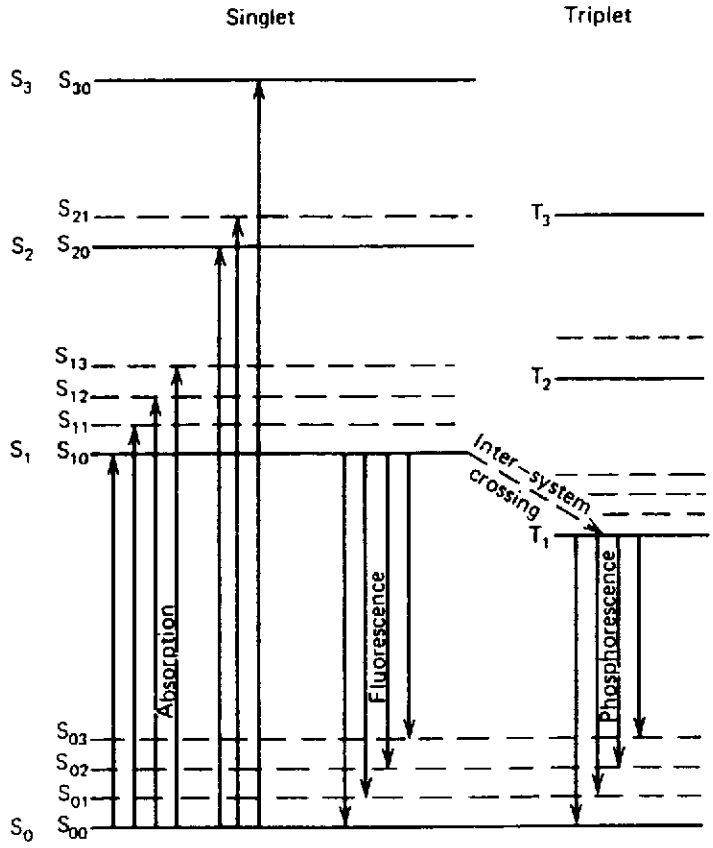


Fig.2.4 : Absorption et émission de lumière par un composé aromatique, correspondant à des transitions entre états moléculaires.

2.3.1. Scintillateurs liquides :

Il s'agit d'une solution d'un scintillateur organique (quelques g/l) dans un solvant liquide

Ex : BIBUQ dans toluène (très rapide), NE213

L'énergie absorbée dans le solvant majoritaire est transférée (efficacement) au soluté qui est responsable de la fluorescence. Le transfert peut se faire sous forme d'émission de lumière par le composé primaire, absorption par le soluté et réemission à plus grande longueur d'onde. Dans certains cas, le composé primaire ne fluoresce pas, et le transfert d'énergie du solvant au soluté se fait via les vibrations moléculaires.

2.3.2. Scintillateurs Plastiques :

En général on a un polymère de base comme solvant et deux solutés

Les solvants plastiques les plus courants sont le polyvinyltoluène (PVT) et le polystyrène (PS). Les courbes d'absorption et d'émission de ces deux solvants sont données fig.2.5

On utilise aussi comme solvant le polyméthyl méthacrylate (PMMA) qui est non scintillant.

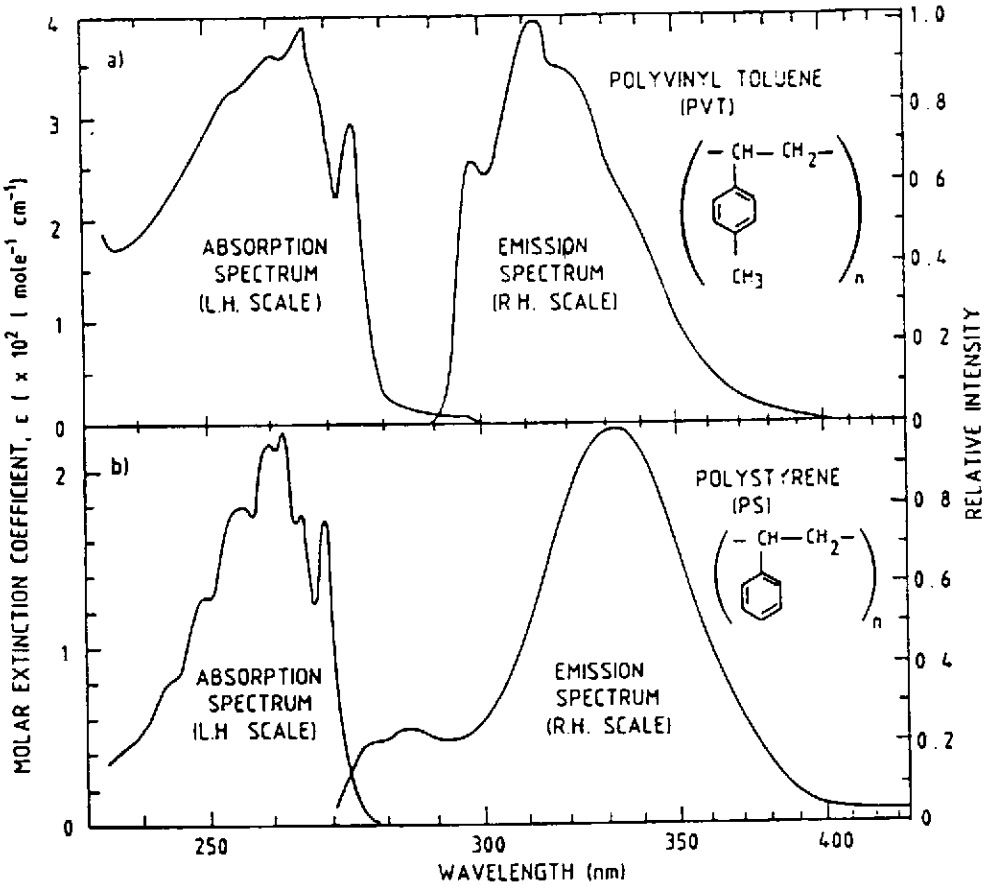


Fig.2.5 : Spectre d'absorption et d'émission pour le PVT et le PS

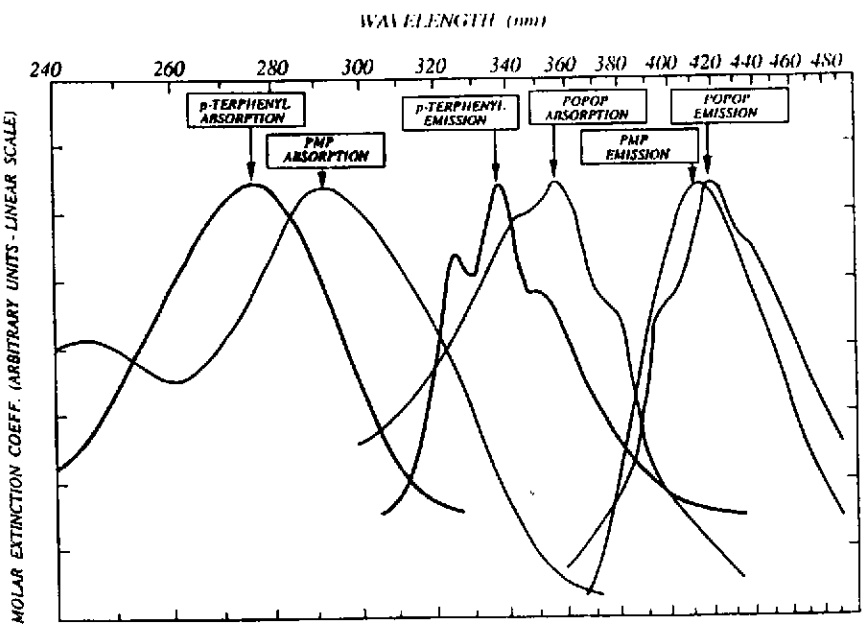


Fig.2.6 : Spectres d'absorption et d'émission de PMP, p-terphényl, et POPOP

Le 1^{er} soluté peut être le p-therphényl ($\simeq$ 10 g/l)

Le 2^{eme} soluté (qques % du 1^{er} soluté) joue le rôle de wavelenghtshifter, i.e. déplace la longueur d'onde d'émission vers les plus grandes valeurs et accroit ainsi le décalage entre la longueur d'onde d'absorption du composé primaire et la longueur d'onde d'émission (fig.2.6), d'où :

- accroissement de l'efficacité de luminescence
- diminution de la self-absorption
- accord des longueurs d'onde d'émission avec la fenêtre de transparence de la photocathode du PM.

Exemple : NE102A (PVT + 2% p-therphényl + 0.1% POPOP)
PS + PMT (1-phényl-3-mésityl-2-pyrazoline) sans soluté intermédiaire

Le tableau 2.1 résume les propriétés des scintillateurs organiques

	Relative light output	λ_{max} emission (nm)	Decay time (ns)	Density (g/cm^3)
Organic crystals				
Anthracene	100	448	22	1.25
Trans-stilbene	75	384	4.5	1.16
Naphthalene	32	330–348	76–96	1.03
p,p'-Quarterphenyl	94	437	7.5	1.20
Primary activators				
2,5-Diphenyl-oxazole (PPO)	75	360–416	5[a]	
2-Phenyl-5-(4-biphenylyl)-1,3,4-oxadiazole (PBD)	96	360–5		
4,4″-Bis(2-butyloctyloxy)-*p*-quaterphenyl (BIBUQ)	60	365,393	1.30[b]	

[a] 4g/l in xylene.
[b] 65 g/l in toluene.

Wavelength shifters

		λ_{abs} (nm)	λ_{emis} (nm)
POPOP	1,4-di-(2-(5-phenyl-oxazolyl))benzene	360	415–420
BBQ		382–430	500–505
BBOT	2,5-bis(5-tert-butylbenzoxazolyl(2'))thiophene	375–398	432
Dimethyl-POPOP	1,4-di-(2-(4-methyl-5-phenyl-oxazolyl))benzene	370	425–430
bis-MSB	*p*-bis(*o*-methylstyryl)benzene	367	416–425

Tableuau 2.1 : Propriétés des composants de scintillateurs organiques

2.4. SCINTILLATEURS INORGANIQUES

Les scintillateurs inorganiques se présentent pour la plupart sous forme cristalline : ce sont des isolants avec un gap de $\sim$ 5 eV entre bande de valence et bande de conduction. La luminescence des scintillateurs inorganiques est souvent due à la présence d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin : ainsi les halogénures alcalins dopés au thallium NaI(Tl), CsI(Tl). On remarque que l'émission de lumière est caractéristique de l'impureté et on peut peut varier la longueur d'onde d'émission en variant l'impureté (fig.2.7).

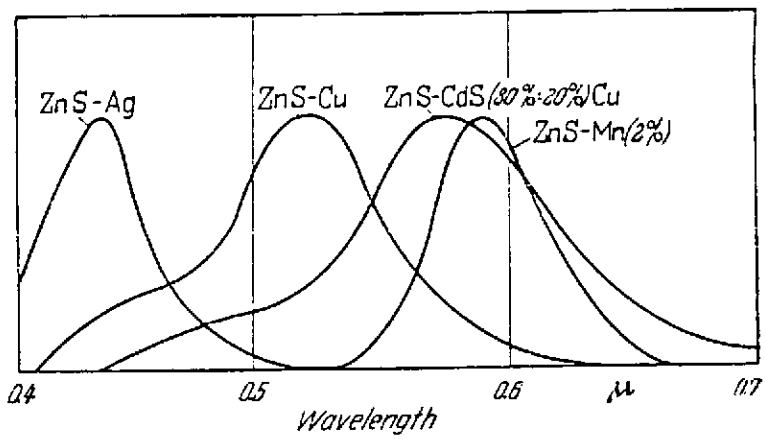


Fig.2.7 : Spectre d'émission de ZnS avec différentes impuretés

Cependant des matériaux inorganiques fluorescent sans adjonction d'impuretés dans le cristal, tels ZnS, BaF_2, $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO)...

En général la période de fluorescence est longue (de 0.1 à 1 μs), et il existe de la phosphorescence dans certains cas (jusquà la ms dans NaI(Tl)).

Un des avantages des scintillateurs inorganiques est leur densité élevée (bonne absorption des rayonnements) et leur Z élevé (effet photoélectrique important).

Parmi les inconvénients, ils sont parfois hygroscopiques (NaI(Tl), et la plupart chers.

Le rendement de fluorescence représente la proportion d'énergie émise sous forme de rayonnement rapportée à la quantité d'énergie déposée dans le cristal. le transfert de lénergie déposée dans le cristal vers les centres de luminescence peut se faire sous forme radiative, mais le plus souvent, le passage de la particule primaire dans le cristal va promouvoir des électrons dans la bande de conduction du cristal (et des trous dans la bande de valence) et ce sont ces électrons (trous) qui vont exciter le centre de luminescence (fig.2.8). Notons qu'à coté des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence, libres de se déplacer indépendemment les uns des autres dans le cristal, existent des couples électron-trou qui se déplacent ensemble, dans le cas où l'énergie conférée à l'électron ne lui permet pas de franchir le gap : on a dans ce cas affaire à des excitons.

Les niveaux d'énergie du centre de luminescence sont perturbés par le réseau cristallin. D'autre part, la position d'équilibre du centre dépend de son état, auquel il convient d'ajouter les niveaux d'énergie vibrationnels du centre dans le réseau (fig.2.9). Si bien que la longueur d'onde d'absorption diffère de la longueur d'onde d'émission (décalage de Stokes). L'elargissement en bandes d'absorption et d'émission peut donner lieu à un

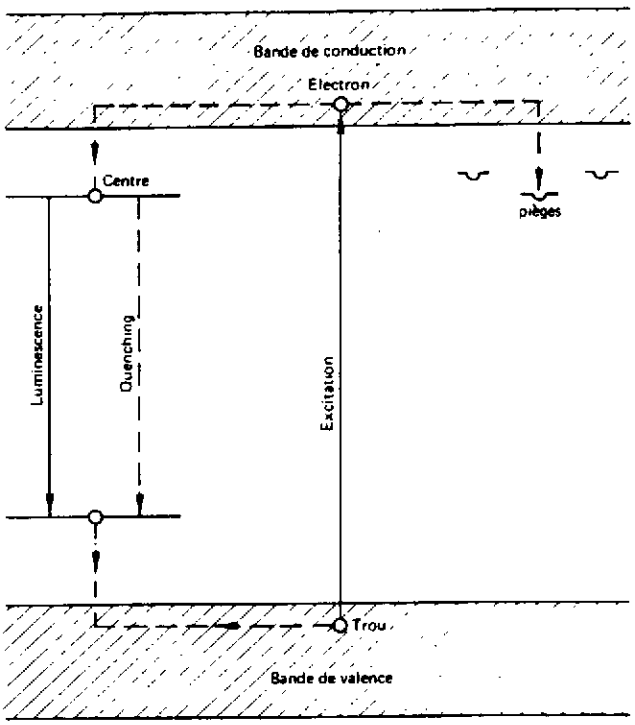


Fig.2.8 : Structure en bandes avec centre de luminescence

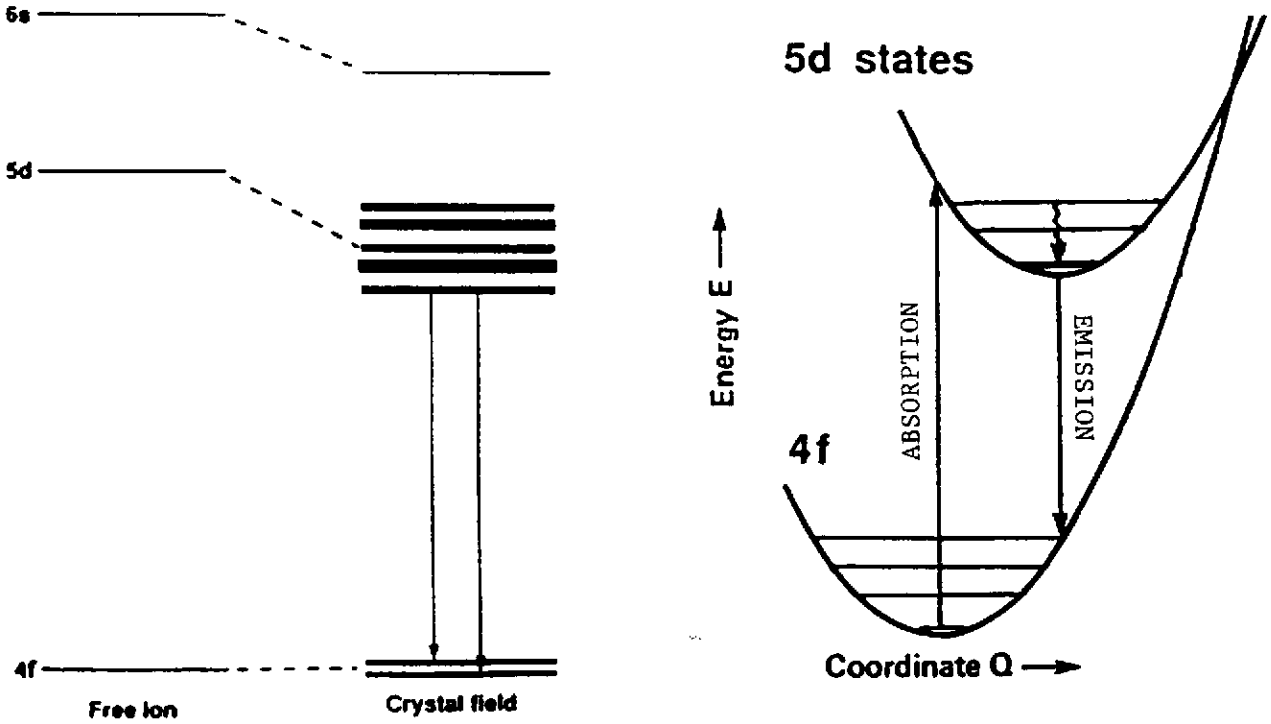


Fig.2.9 : Niveaux d'énergie de Ce^{3+} dans CeF_3 *

* M.A. Schneegans, LAPP.EXP.93.07

recouvrement des bandes qui provoque de la self-absorption et réduit la transparence du cristal à sa propre lumière (ex : ZnS). Dans certains cas, le retour vers l'état fondamental peut se faire sans émission de lumière mais par transfert d'énergie de vibration (quenching).

Le tableau 2.2 résume les propriétés des scintillateurs inorganiques les plus couramment utilisés*.

	CeF_3	BaF_2	BGO	CsF	CsI	CsI(Tl)	NaI(Tl)
Density [g/cm^3]	6.16	4.9	7.13	4.64	4.53	4.53	3.67
Absorption length							
($1/e$ in cm, at 511 keV)	1.9	2.3	1.1	2.3	1.8	1.8	2.9
Radiation length [cm]	1.7	2.1	1.1	2.0	1.86	1.86	2.6
Decay constant [ns]							
short	≈ 5	0.6	300	2.8	≈ 10, 36	> 1000	230
long	30	620		4.4	> 1000		150 [ms]
Peak emission [nm]							
short	310	220	480	390	300	550	415
long	340	310			> 400		
Index of refraction							
(at peak emission)	1.68	1.56	2.15	1.48	1.8	1.8	1.85
Light yield							
(NaI(Tl) ≡ 100)	4-5	5 16	7-10	6	3.7	85	100
Hygroscopic	no	slight	no	very	slight	slight	yes

Tableau 2.2 : Propriétés des principaux scintillateurs inorganiques

•NaI(Tl) : C'est le premier scintillateur inorganique employé avec un tube photomultiplicateur (Hofsdatter,1948) et il sert toujours de référence aux autres scintillateurs.

La luminescence de NaI(Tl) est caractéristique de l'ion Tl^+ dans le cristal NaI. Le rendement de luminescence (~13%) est optimum pour une concentration en Tl de 10^{-3} mole/mole

L'énergie du photon de luminescence est $h\nu \sim 3$ eV soit la longueur d'onde $\lambda \sim 430$ nm.

Le rendement de fluorescence est d'environ 13% soit 43000 photons/MeV ou encore ~ 23 eV/photon

Le processus principaux d'excitation de l'ion Tl^+ dans NaI(Tl) sont les suivants :

a) rapide ($\leq 10^{-9}$ s)

$$Tl^+ + h \rightarrow Tl^{++} + e^- \rightarrow (Tl^+)^*$$

b) lent (10-100 ns)

$$Tl^+ + e^- \rightarrow Tl^o + h \rightarrow (Tl^+)^*$$

* D.F. Anderson,NIM A287(1990)606

c) lent ($\simeq 0.35\mu s$)

$Tl^+ + h \rightarrow Tl^o$

$\rightarrow (Tl^+)^*$

$Tl^o \rightarrow Tl^+ + e^-$ *(agitation thermique)*

La LUMINESCENCE procède suivant :

$$(Tl^+)^* \rightarrow Tl^+ + h\nu$$

le photon étant émis avec la période principale $T_{1/2} \sim 230ns$ (fig.2.10). 80% de l'intensité lumineuse est émise en 1 μs

Mais il y a de la PHOSPHORESCENCE pouvant persister jusquà 150 ms !

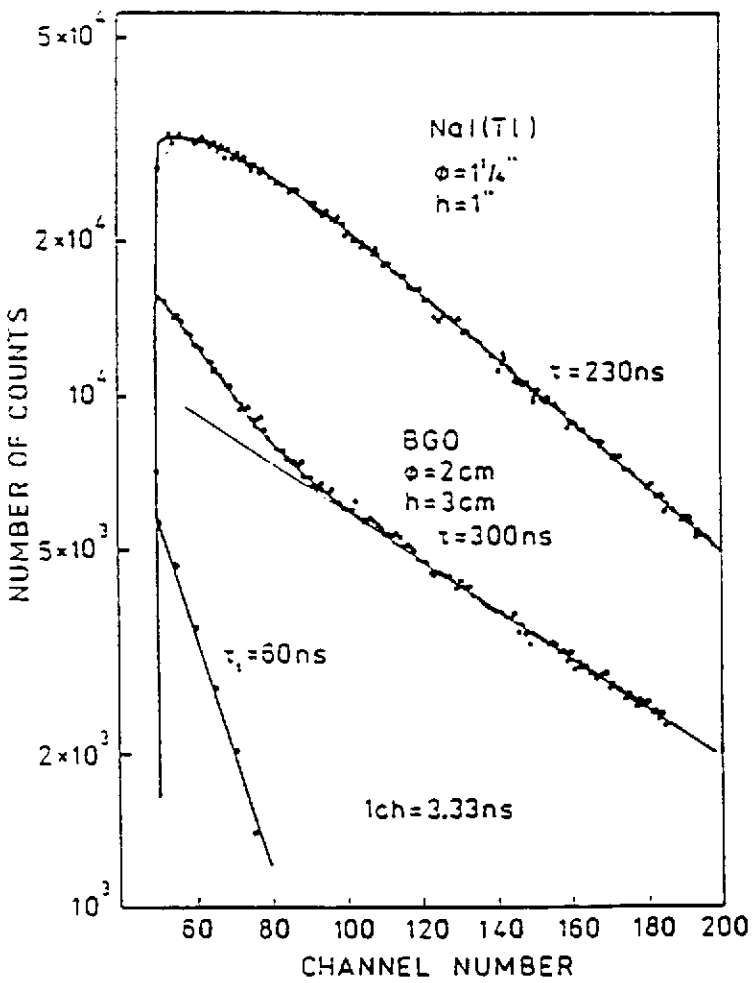


Fig.2.10 : Emission de lumière par NaI(Tl) et BGO

•**BGO** : L'intérêt de ce scintillateur réside dans sa densité élevée associée à la présence d'élément de Z grand (Bi).

La luminescence du cristal $Bi_4Ge_3O_{12}$ est caractéristique de l'ion Bi^{3+}. BGO possède le plus grand décalage de Stokes des principaux scintillateurs inorganiques utilisés (fig.2.11).

L'efficacité de scintillation de BGO est d'environ 10% de celle de NaI(Tl) soit $\sim$ 230 eV/photon

Il existe une composante rapide ($T_{1/2} \sim 60$ ns) représentant $\sim$ 10% de l'intensité lumineuse totale. Une composante lente ($T_{1/2} \sim 300$ ns) représente $\sim$ 90% de l'intensité lumineuse (fig.2.10).

Il n'existe PAS DE PHOSPHORESCENCE

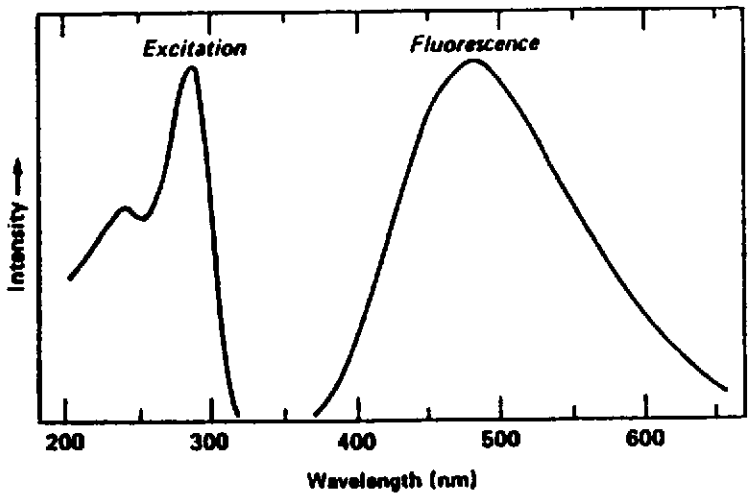


Fig.2.11 Bandes d'excitation et d'émission de BGO

•**BaF_2** : Son efficacité de scintillation est d'environ 10% de celle de NaI(Tl) soit $\sim$ 230 eV/photon

Le grand intérêt de ce scintillateur est l'existence d'une composante très rapide ($T_{1/2} \sim$ 0.6 ns) de la luminescence à $\lambda \simeq 220$ nm (UV) : il pourrait s'agir d'une transition radiative d'électrons de la bande de valence vers un état (5p) du cation Ba^{++}. Cette composante rapide représente *sim* 20% de l'intensité lumineuse totale (fig.2.12).

La composante lente ($T_{1/2} \sim 620$ ns) correspond à $\lambda \sim 310$ nm : elle serait due à une annihilation radiative d'excitons. La proportion entre les deux composantes dépend aussi de la nature de la particule ionisante interagissant dans le milieu.

BaF_2 ne présente PAS DE PHOSPHORESCENCE.

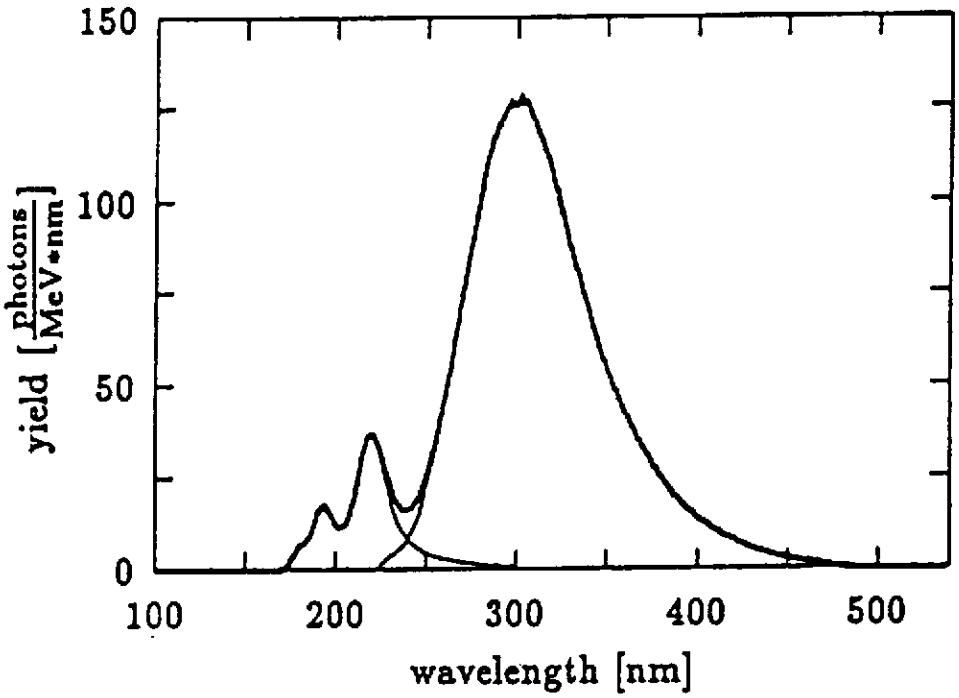


Fig.2.12 : Emission de lumière par BaF_2 excité par rayons X

•**CsI(Tl)** : L'efficacité de luminescence est $\sim$ 80% de celle de NaI(Tl)

La longueur d'onde d'émission de CsI(Tl) est scentrée à $\sim$ 550 nm, bien adaptée à une analyse par photodiode (fig.2.13)

La décroissance de la luminescence $\simeq$ 850 ns (e^-)

Suivant le type de particules interagissant dans la scintillateur, on observe des proportions variables de composantes se décroissance (ex : pour des α, on a une composante "rapide" ($\sim$ 240 ns) et lente ($\sim$700 ns)(fig.2.13)

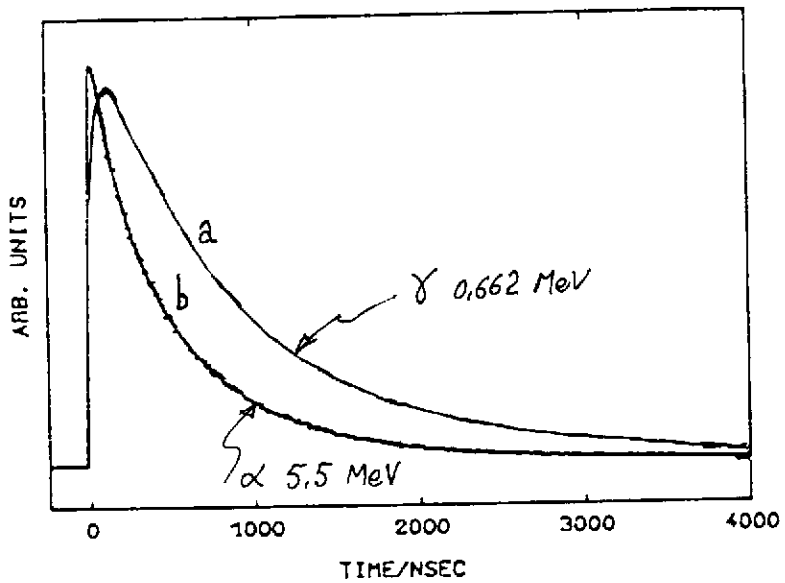


Fig.2.13 : Scintillation de CsI(Tl) après excitation par γ et par α.

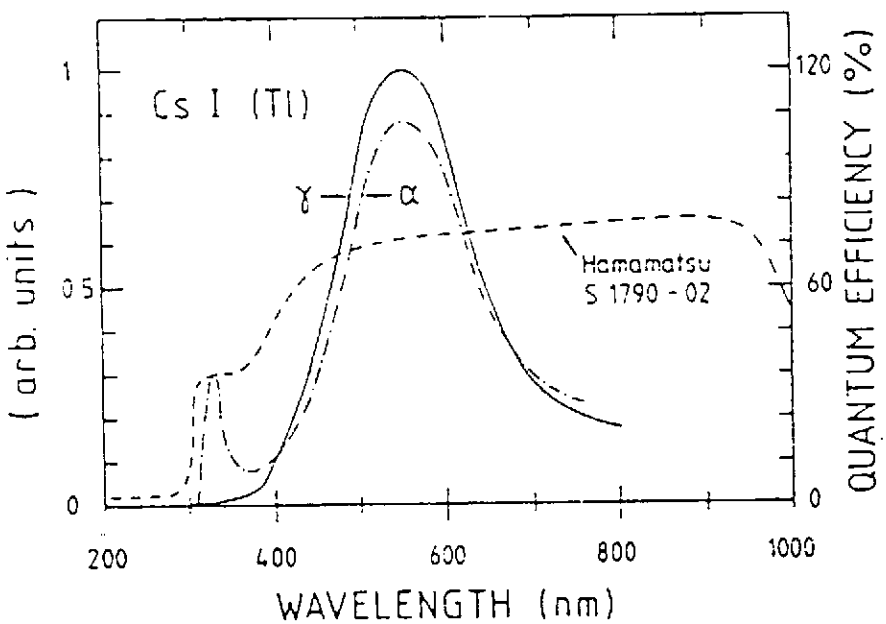


Fig.2.14 : Spectre d'émission de CsI(Tl) excité par γ et α et efficacité quantique d'une photodiode

2.5. INTERFACE LUMIERE-COURANT

L'oeil fut le premier détecteur de la lumière émise par un scintillateur fluorescent sous l'action de rayonnements ionisants (Roentgen, 1895). Mais au dela de 15 flashes lumineux par seconde, l'oeil est incapable de suivre la cadence, et de plus incapable d'analyser l'intensité lumineuse. C'est le couplage d'un tube photomultiplicateur (PM) avec un scintillateur (1947) qui permit de compter jusqu'à 10^6 flashes par seconde et d'analyser l'intensité du signal lumineux. Plus récemment ont été utilisées les photodiodes et les caméras CCD, ces derniers capteurs étant néammoins beaucoup plus lents que les PM.

2.5.1. Tube Photomultiplicateur

Le tube photomultiplicateur est un tube à vide dont la fenêtre d'entrée (**photocathode**) convertit les photons (visibles en général) en électrons par effet photoélectrique (fig.2.15)

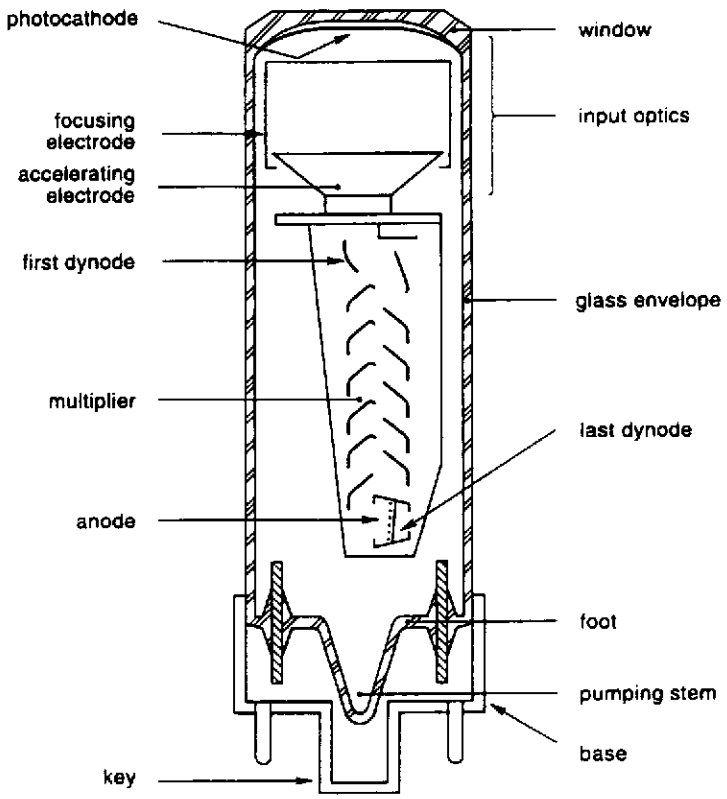


Fig.2.15 : Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur

L'énergie de l'électron émis par la photocathode est

$$E_e - = h\nu - \Phi$$

avec $h\nu \sim 3eV$ et Φ = travail de sortie (minimum pour les alcalins). L'électron doit atteindre la surface interne de la photocathode et pouvoir sortir ! On choisit un matériau isolant ou semi-conducteur, en général, semi-conducteur car le gap en énergie de sortie est plus faible, avec une affinité électronique faible ou négative (ex : GaP)

On appelle **efficacité quantique** à la longueur d'onde λ la quantité

$$\eta(\lambda) = \frac{nb\ \ photoélectrons\ \ émis}{nb\ \ photons\ \ incidents}$$

La figure 2.16 représente l'efficacité quantique de différentes photocathodes. La coupure aux grandes longueurs d'onde est due à la trop faible énergie conférée à l'électron par le photon. La coupure vers l'ultra-violet provient de la nature de la fenêtre d'entrée du PM, en particulier le verre coupe les UV et il est nécessaire de prévoir une fenêtre d'entrée en quartz par exemple pour éviter la coupure UV.

On appelle **sensibilité photo-cathodique** à la longueur d'onde λ la quantité

$$E(\lambda) = \frac{\eta(\lambda)e}{h\nu}$$

ou

$$E(\lambda) = \lambda\eta(\lambda)\frac{e}{hc} = \frac{\lambda\eta(\lambda)}{1240} \quad A/W$$

avec λ en nm

Ex: photocathode bialcaline Sb-K-Cs
$\lambda \simeq 420$ nm et $\eta(420\text{ nm}) \simeq 20\%$

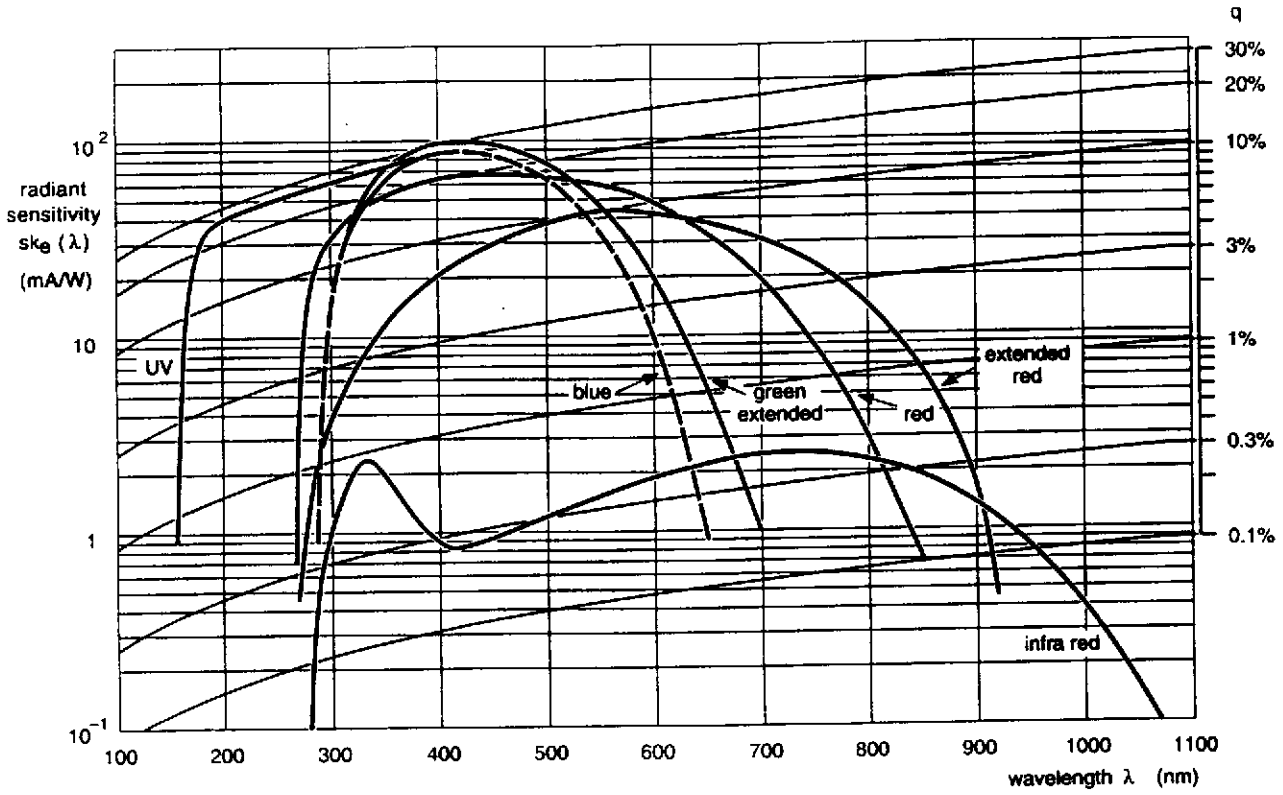


Fig.2.16 : Efficacité quantique (q) pour différentes photocathodes

Les électrons émis par la photocathode sont ensuite accélérés (sous une ddp de ~200 V) et focalisés sur la première électrode du multiplicateur d'électrons composé de 8 à 14 électrodes (**dynodes**). Le processus de multiplication tire parti de l'émission secondaire d'électrons : L'électron primaire transfère son énergie à plusieurs électrons du milieu qui doivent atteindre la surface de la dynode et sortir. Ces électrons sont à leur tour accéleérés (avec une ddp de $\sim$ 100 V) vers la dynode suivante et multipliés...

Contrairement à la photocathode, les dynodes sont constituées de matériaux conducteurs. En fait, le matériau émissif est déposé sur un conducteur.

Un PM avec n dynodes et une émission secondaire δ par étage aura un gain $G = \delta^n$
On a $\delta = Av^\alpha$ avec $A = cte$, v = ddp interdynode et $\alpha = 0.7$ à 0.8 suivant le matériau émissif.

D'où

$$\begin{aligned} G = \delta^n &= (Av^\alpha)^n \\ &= \left[A(\frac{V}{n+1})^\alpha\right]^n \\ &= KV^{n\alpha} \end{aligned}$$

avec V = ddp cathode-anode, et K = cte

Le gain G est très sensible aux fluctuations de V

$$\frac{dG}{G} \simeq 0.75n\frac{dV}{V}$$

Il est nécessaire de stabiliser les ddp interdynodes même lorsqu'on a un fort courant d'électrons dans les derniers étages du PM. Pour n dynodes de facteur de multiplication moyen $\bar{\delta}$, le gain moyen du PM est

$$\bar{G} = \bar{\delta}^n$$

Lorsque le courant de cathode $I_k = 0$, alors les ddp interdynodes sont fixées par V_s et les résistances R_i dans le pont d'alimentation des dynodes (fig.2.17)

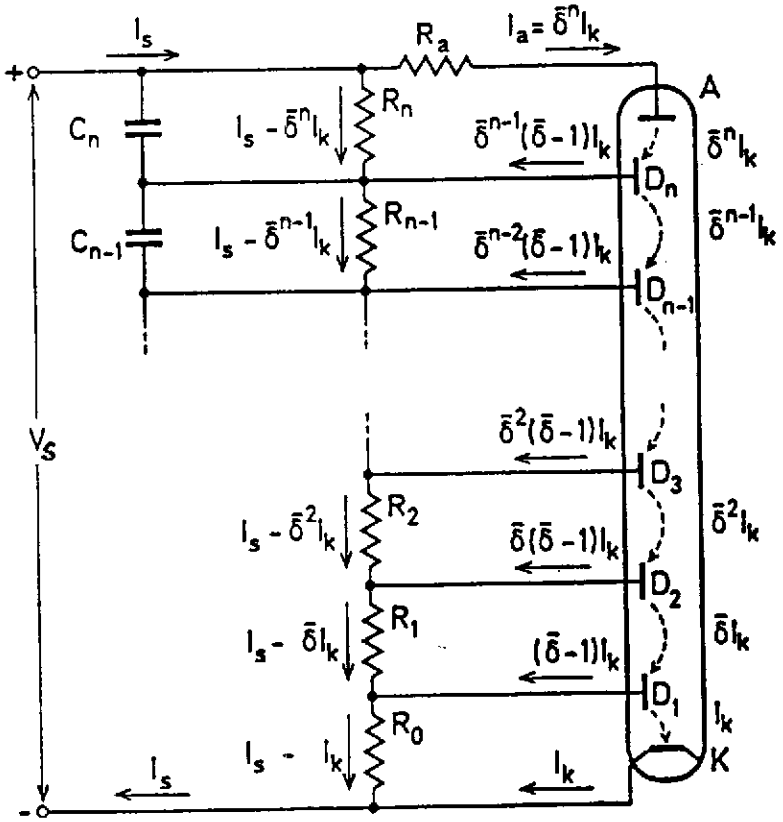


Fig.2.17 : Courants dans un PM et son pont d'alimentation

Lorsque $I_k \neq 0$ il y a variation des ddp interdynodes et

$$\frac{\Delta \bar{G}}{\bar{G}} = \frac{\bar{\delta}^n I_k}{I_s}(1 - \frac{1}{n+1}\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}-1})$$

La variation relative du gain est proportionnelle à I_a/I_s où $I_a = \bar{\delta}^n I_k$ représente le courant d'anode.

Le gain du PM sera stable pour $I_s \gg I_a$, soit $R_a I_a \ll R_n I_s$

Les ddp entre les dernières dynodes sont bloquées par les capas $C_n, C_{n-1}, \cdots$

2.5.2. Signal du tube photomultiplicateur

Un tube photomultiplicateur est un générateur de courant (fig.2.18)

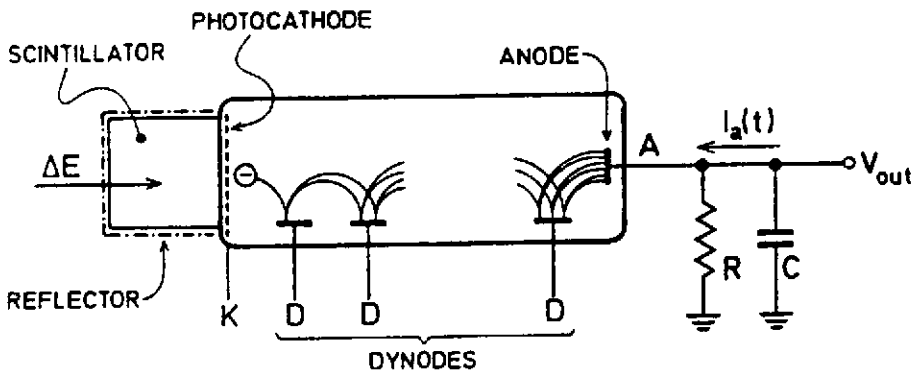


Fig.2.18 : Principe de fonctionement d'un PM couplé à un scintillateur

Si R est la résistance de charge et C la somme des capas parasites, on définit la fréquence de coupure

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$$

On choisira R aussi petit que possible pour le cas où la réponse en fréquence est importante (timing)

L'adaptation d'impédance entre le PM est la suite du circuit électronique est indispensable pour éviter toute réflexion du signal. En général les cables de connexion ayant une impédance caractéristique de 50 Ω, on adaptera sur 50 Ω (fig.2.19)

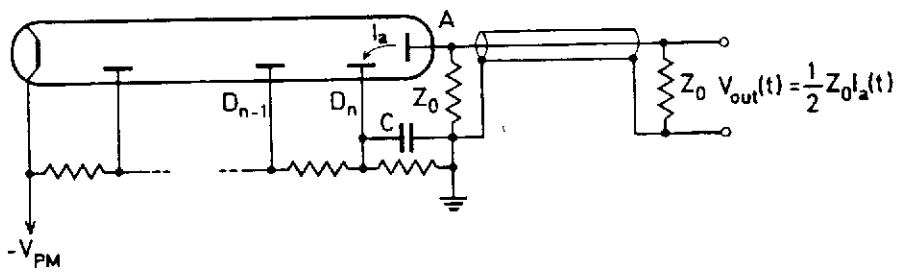


Fig.2.19 : Adaptation d'impédance

Pour un scintillateur qui possède une seule composante de luminescence τ_L, pour N

photoélectrons émis par la photocathode, on a à la sortie du PM le courant d'anode

$$I(t) \simeq \frac{GNe}{\tau_L} exp(-\frac{t}{\tau_L})$$

or $I(t)$ se répartit dans le circuit RC, d'où

$$I(t) = \frac{V}{R} + C\frac{dV}{dt}$$

avec V ddp aux bornes de R, soit

$$V(t) = -\frac{GNeR}{\tau - \tau_L}(e^{-t/\tau_L} - e^{-t/\tau}) \quad si \quad \tau \neq \tau_L$$

$$V(t) = \frac{GNeR}{\tau_L^2} t e^{-t/\tau_L} \quad si \quad \tau = \tau_L$$

avec $\tau = RC$

Les variations relatives de $V(t)$ sont représentées sur la figure 2.20

Dans le cas où $\tau \ll \tau_L$, on fonctionne en mode courant. Dans ce cas, on polarisera le PM avec l'anode à la masse de manière à éviter la capacité de découplage en sortie d'anode.

Dans le cas où $\tau \gg \tau_L$, on est en mode tension (intégration par C)

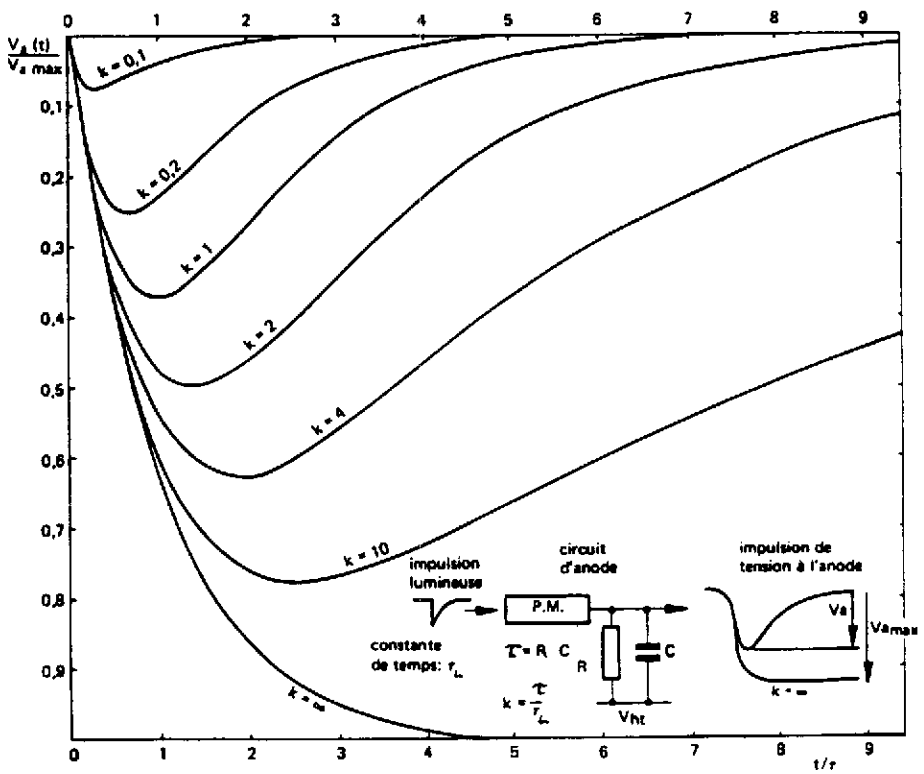


Fig.2.20 : Variations de $V(t)/V_{Max}$ en fonction de t/τ_L pour différentes valeurs du paramtre $k = RC/\tau_L$

2.5.3. Photodiode

L'utilisation de photodiodes comme interface lumière-courant peut offrir dans certains cas une alternative aux PM. Il s'agit d'une jonction pn (voir §3) réalisée à partir de Si de haute résistivité. Les photons incidents transfèrent leur énergie à des électrons par effet photoélectrique, lesquels électrons vont créer des paires électrons-trous dans la zone de déplétion de la jonction, le nombre de paires étant proportionnel à l'énergie de l'électron primaire, donc du photon initial. Le déplacement des charges, sous l'action du champ électrique régnant dans la zone déplétée, donne lieu à un courant qui constitue le signal (fig.2.21)

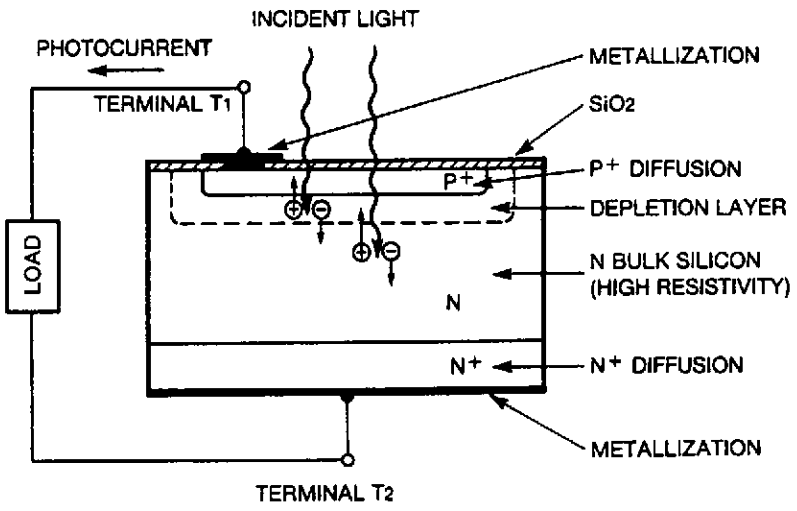


Fig.2.21 : Schéma de principe d'une photodiode

Les avantages et inconvénients comparés des PM et des photodiodes sont donnés dans le tableau 2.3. Parmi les avantages des photodiodes, on notera le faible encombrement ($\sim$ 2 mm d'épaisseur), la faible consommation de puissance, et l'insensibilité au champ magnétique. Cependant les dimensions de détection sont limitées à 30×30 mm^2 et la faible amplitude du signal nécessite un préamplificateur à très bas bruit. De plus la réponse temporelle assez lente des photodiodes limite les taux de comptage.

L'efficacité quantique des photodiodes est importante ($\sim$ 80%) entre 500 et 1000 nm (fig.2.22). Ce type de capteur est bien adapté à l'émission lumineuse de CsI(Tl).

Item	PM	Photodiode
Technical experience	yes	no
Sensitive area	round, any diameter	any shape, <3 cm^2
⟨Quantum efficiency⟩	12%	60%
Internal amplification	yes	no
Stabilized HT	yes	not necessary
Post amplification	simple (not necessary)	high-quality amplifier necessary
Noise equivalent r.m.s. error	~20–50 keV	1.15 MeV for described test possible [a]
Typical dynamical range	10^4	10^8 [a]
Short-term stability	1(.3)% [b]	<0.01%
Long-term stability	1(.3)% [b]	<0.1%
Temperature coefficient	<0.2%/°C	<0.2%/°C
Rise time	5–50 ns	>100 ns (area dep.)
Rate	high	low
Size (height)	>6 cm [c]	<1 cm
Magn. shield	complicated, impossible for high fields	unnecessary
Noise immunity	high	low
Price	>US$ 50	US$ 10
Price of amplifier	US$ 5	US$ 15
Accidental light damage	possible	no
No. of photoelectrons for passing tracks	few tens [d]	~100/μm depletion layer

[a] Special preamplifiers required.
[b] For selected high stability PMs.
[c] Hamamatsu R 1569X.
[d] Due to Cherenkov light in glass window.

Tableau 2.3 : Comparaison des performances des PM et photodiodes *

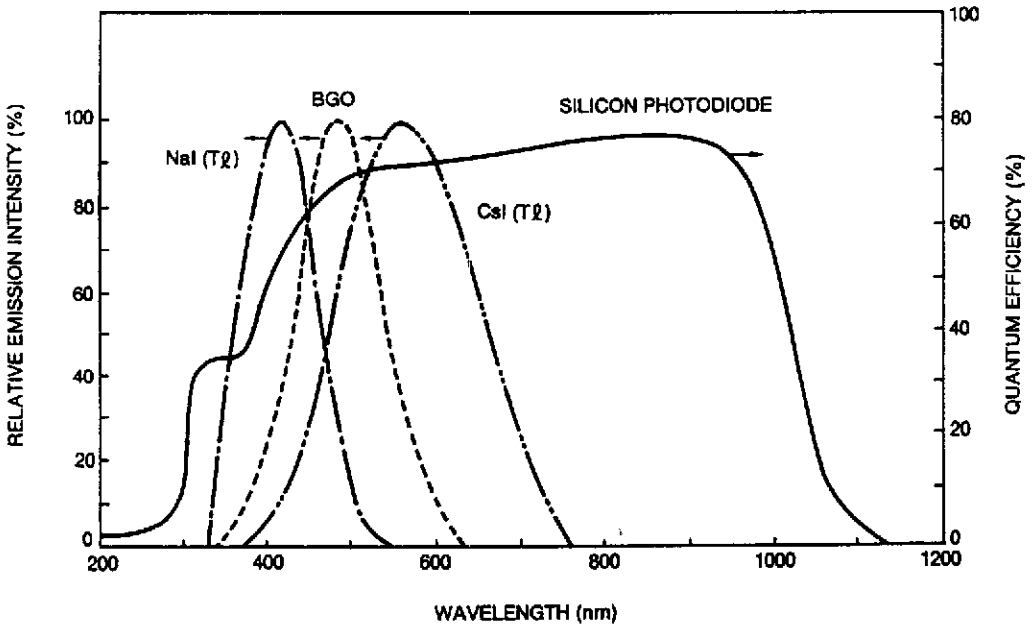


Fig.2.22 : Efficacité quantique d'une photodiode et émissions lumineuses de divers scintillateurs

* G. Blanar et al.,NIM 203(1982)213

3- DETECTEURS A SEMICONDUCTEUR

C'est peu après la découverte du transistor à pointe avec un cristal Ge par J. Bardeen et W. Brattain en 1947 que K.G. Mac Kay réalisa la première détection nucléaire (des particules α) avec une jonction à pointe au Ge (1949). Deux ans plus tard, le même Mc Kay réalisa le premier détecteur à jonction pn avec une région sensible de 5 $\mu\times$ 1 mm. Les jonctions métal-semiconducteur donnèrent naissance aux détecteurs à barrière de surface Au-Si qui permirent d'atteindre des épaisseurs de plusieurs mm et des surfaces jusqu'à 40 cm^2. La détection des γ nécessitent des volumes plus importants qui sont aujourd'hui obtenus avec des cristaux de Ge hyperpurs pouvant atteindre 300 cm^3.

Un détecteur à semiconducteur est une chambre d'ionisation solide : les charges crées par un rayonnement ionisant sont séparées sous l'action d'un champ électrique et le courant induit mesuré.

3.1. CARACTERISTIQUES DES SEMICONDUCTEURS.

Les semiconducteurs les plus utilisés (Si, Ge) sont des éléments tétravalents. Leur conductivité (ou leur résistivité) est située entre celle des conducteurs et celle des isolants (fig.3.1). De même, le gap entre bandes de valence et bande de conduction dans le cas d'un cristal semiconducteur ($\sim$ 1 eV) est intermédiaire entre celui des conducteurs (0) et celui des isolants ($\sim$ 6 eV).

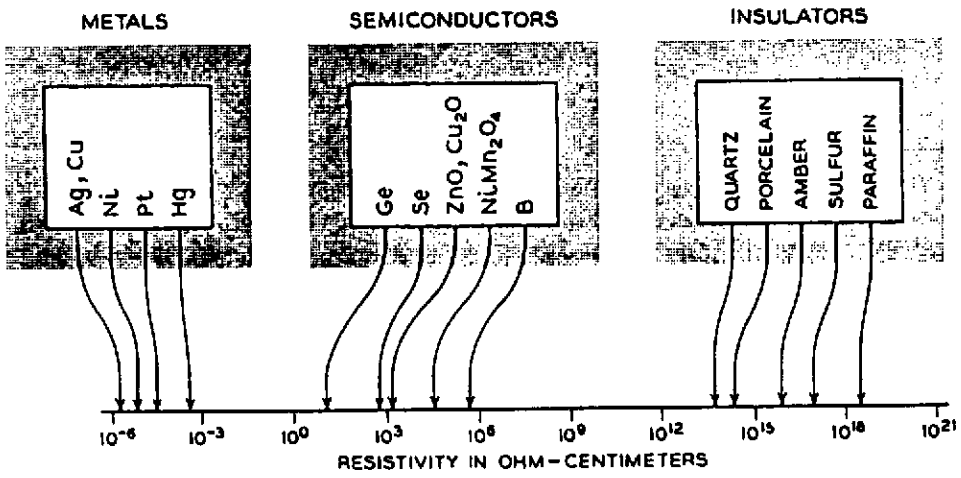


Fig.3.1 : Résistivité de différents matériaux classés en métaux, semiconducteurs, isolants

Le tableau 3.1 résume les propriétés des semiconducteurs Si et Ge.

Les porteurs de charges dans un semiconducteur sont les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence. Dans un **semiconducteur intrinsèque** la concentration d'électrons est égale à la concentration de trous.

La présence d'impuretés de substitution, trivalentes ou pentavalentes, dans le cristal favorise la création de porteurs car l'ionisation des impuretés est plus aisée (fig.3.2). L'énergie d'ionisation des impuretés et du même ordre que l'énergie d'agitation thermique (kT = 0,025 eV à température ambiante). Les impuretés trivalentes acceptent un électron (et

donc créent un trou) alors que les impuretés pentavalentes donnent leur électron. A ces deux types d'impuretés sont associés des niveaux donneurs et accepteurs entre bande de valence et bande de conduction. L'adjonction volontaire d'impuretés dans le cristal (dopage) favorise les porteurs d'un certain type : électrons (dopage n), trous (dopage p). On parle alors de **semiconducteur de type n** ou de **type p** respectivement.

	Si	Ge
Atomic number	14	32
Atomic weight	28.09	72.60
Stable isotope mass numbers	28-29-30	70-72-73-74-76
Density (300 K); g/cm^3	2.33	5.32
Atoms/cm^3	4.96×10^{22}	4.41×10^{22}
Dielectric constant	12	16
Forbidden energy gap (300 K); eV	1.115	0.665
Forbidden energy gap (0 K); eV	1.165	0.746
Intrinsic carrier density (300 K); cm^{-3}	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}
Intrinsic resistivity (300 K); $\Omega \cdot$ cm	2.3×10^5	47
Electron mobility (300 K); cm^2/V $\cdot$ s	1350	3900
Hole mobility (300 K); cm^2/V $\cdot$ s	480	1900
Electron mobility (77 K); cm^2/V $\cdot$ s	2.1×10^4	3.6×10^4
Hole mobility (77 K); cm^2/V $\cdot$ s	1.1×10^4	4.2×10^4
Energy per electron–hole pair (300 K); eV	3.62	
Energy per electron–hole pair (77 K); eV	3.76	2.96

Tableau 3.1 : Propriétes de Si et Ge intrinsèques

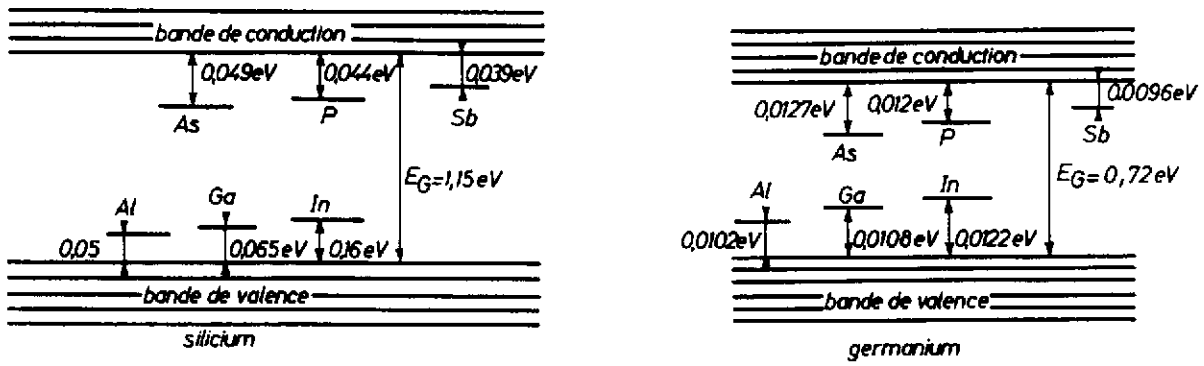


Fig.3.2 : Niveaux accepteurs (Al, Ga, In) et niveaux donneurs (As, P, Sb) dans les cristaux de Silicium et Germanium.

Si on note N_A, N_D les concentrations d'accepteurs et de donneurs, n_a, n_d les concentrations d'accepteurs non ionisés et de donneurs non ionisés, n et p les concentrations de porteurs de charges négatives et positives, alors l'équilibre électrique du semiconducteur s'écrit

$$N_D - n_d + p = N_A - n_a + n$$

Pour un semiconducteur intrinsèque, on a $N_A = N_D = 0$ et

$$n = p = n_i = \sqrt{N_C N_V} exp(-\frac{E_g}{2kT})$$

où

$$N_C = 2[\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}]^{3/2} \quad , \quad N_V = 2[\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}]^{3/2}$$

représentent la densité d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence respectivement, $m^*_{n,p}$ étant les masses effectives des électrons et des trous. Pour Si à température ambiante, on a $N_C = 2.7 \times 10^{19}\ cm^{-3}$ et $N_V = 1.2 \times 10^{19}\ cm^{-3}$.

Les semiconducteurs utilisés comme deétecteurs contiennent le moins d'impuretés possible : le silicium qualité détecteur ou le germanium hyperpur atteignent la limite de purification soit 10^{10} impuretés par cm^3, ou encore $10^{-6}\ ppm$!

On parlera de semiconducteur **compensé** lorsque des impuretés de type n et de type p sont présentes et que $N_A = N_D$ ou tout au moins que $|N_A - N_D| < 10^{10}$. On utilise la diffusion de Lithium pour compenser des semiconducteurs de type p.

Pour un **semiconducteur extrinsèque** de type n, on a $N_A = n_a \sim 0$ et $N_D \sim n$. Dans le cas d'un semiconducteur de type p, on a $N_A \sim p$.

Dans tous les cas, on a la relation

$$np = n_i^2 = N_C N_V exp(-\frac{E_g}{kT}) = cte \times T^3 exp(-\frac{E_g}{kT})$$

C'est-à-dire que quand n augmente, p diminue et vice versa. La densité intrinsèque de porteurs n_i est égale à $1.5 \times 10^{10} cm^{-3}$ dans Si et $2.4 \times 10^{13} cm^{-3}$ dans Ge.

3.2. COURANTS

Il s'établit un courant de diffusion quand existe un gradient de la concentration d'un type de porteur. On aura une diffusion d'électrons et une diffusion de trous donnant les **courants de diffusion**

$$\vec{J}_n = eD_n \vec{\nabla} n \quad , \quad \vec{J}_p = -eD_p \vec{\nabla} p$$

Les coëfficients de diffusion, D_n, D_p, sont reliés à la mobilité des porteurs de charge suivant

$$D_n = \frac{kT}{e}\mu_n \quad , \quad D_p = \frac{kT}{e}\mu_p$$

La durée de vie du porteur, τ, est définie par le temps mis avant recombinaison avec une impureté par diffusion. La longueur de diffusion, L, est défini par la relation $L = (D\tau)^{1/2}$

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

$$\vec{v} = \mu \vec{E}$$

En tenant compte de la mobilité des électrons et des trous, on aura une densité de **courant de conduction** dans un semiconducteur intrinsèque (ou compensé)

$$J = en_i(\mu_n + \mu_p)E$$

On en déduit la conductivité du semiconducteur

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p)$$

Dans le cas de semiconducteurs dopés n ou p, on aura respectivement

$$\sigma_n = eN_D\mu_n \quad , \quad \sigma_p = eN_A\mu_p$$

La longueur de migration des porteurs dans un champ E est $\lambda = \tau\mu E$

3.3. LA JONCTION PN

On réalise une jonction pn lorsque deux zones de dopages différents sont en présence. A l'interface, il y a diffusion de porteurs de charges majoritaires d'une zone vers l'autre : les électrons de la zone n (de concentration n_n) diffusent vers la zone p, les trous de la zone p (de concentration p_p) diffusent vers la zone n. Ces zones initialement neutres, vont devenir chargées (fig.3.3) : une charge d'espace s'installe donnant naissance à un champ électrique qui va induire un courant de conduction des porteurs minoritaires (de concentrations n_p et p_n) . A l'équilibre thermique, le courant de diffusion des porteurs majoritaires est compensé par le courant de conduction des porteurs minoritaires. On a les relations :

$$\vec{i_{pp}} + \vec{i_{pn}} = 0 \quad , \quad \vec{i_{nn}} + \vec{i_{np}} = 0$$

soit

$$p\mu_p E = D_p \frac{dp}{dx} \quad , \quad n\mu_n E = D_n \frac{dn}{dx}$$

ou encore

$$Edx = \frac{D_p}{\mu_p}\frac{dp}{p} = \frac{D_n}{\mu_n}\frac{dn}{n}$$

On en déduit le potentiel de diffusion V_D par la relation

$$V_D = \frac{kT}{e} ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{e} ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{e} ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Il se crée ainsi une zone de transition désertée de porteurs libres (ou **zone déplétée**) où règne un champ électrique intense : par exemple pour $N_A = 10^{20}\ cm^{-3}$, $N_D = 10^{14}\ cm^{-3}$, $n_i^2 = 10^{20}\ cm^{-6}$, on obtient $V_D = 0.81\ V$ et $E_{Max} = 5\ kV/cm$.

La zone déplétée a une épaisseur $X = x_n + x_p$ avec une extension x_n dans la zone n, x_p dans la zone p. On a les relations

$$X = \left(\frac{2\epsilon V_D}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2}$$

$$x_n N_D = x_p N_A$$

Par exemple, lorsque $N_A \gg N_D$ (cas de la jonction p^+n), $x_n \gg x_p$ et la zone déplétée est entièrement située du coté n.

Si on applique une ddp extérieure V à la jonction (fig.3.4), le potentiel au niveau de la zone de transition devient $V_B = V_D - V$ avec $V = V_{pn}$.

Quand $V_B > V_D$, la jonction est polarisée en inverse, la zone de déplétion augmente, et seuls les porteurs minoritaires peuvent diffuser d'une zone à l'autre.

Pour $V_B < V_D$, la zone de déplétion diminue, alors les porteurs majoritaires peuvent migrer : la jonction est polarisée dans le sens direct.

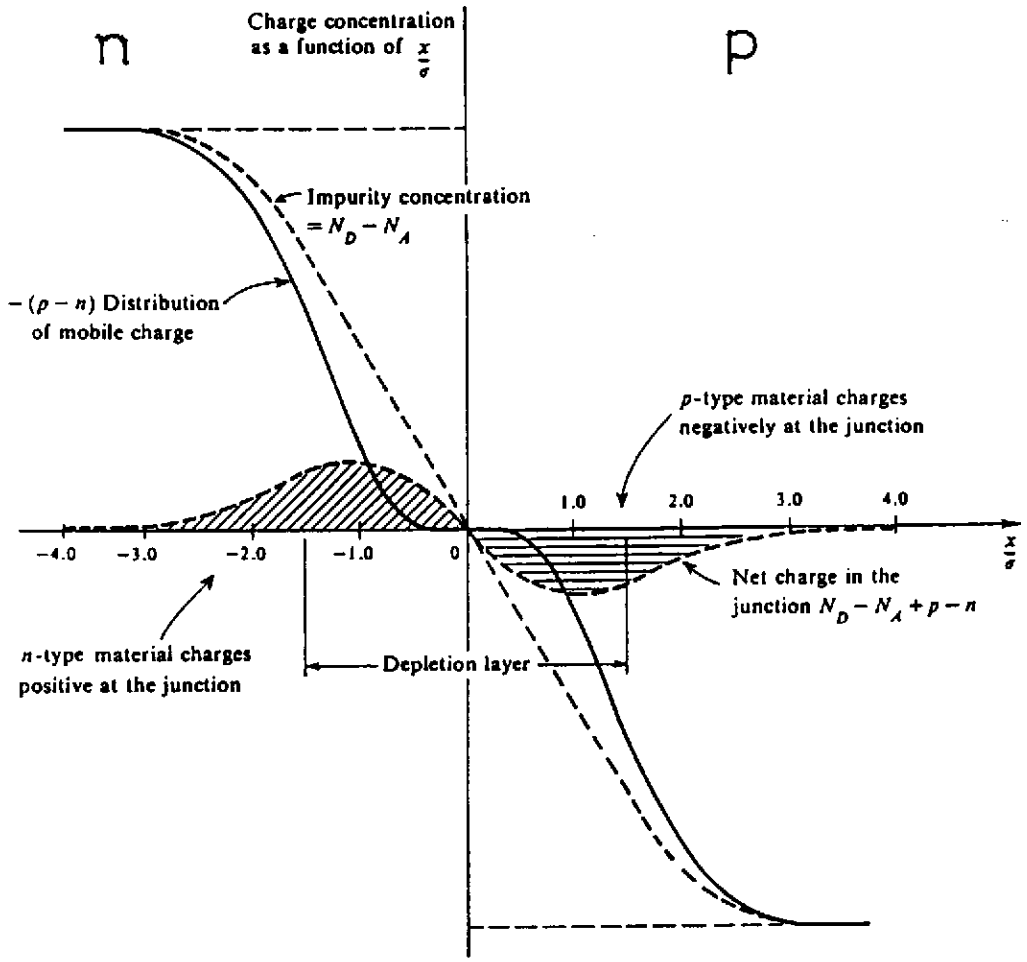


Fig.3.3 : Représentation schématique de la jonction pn *

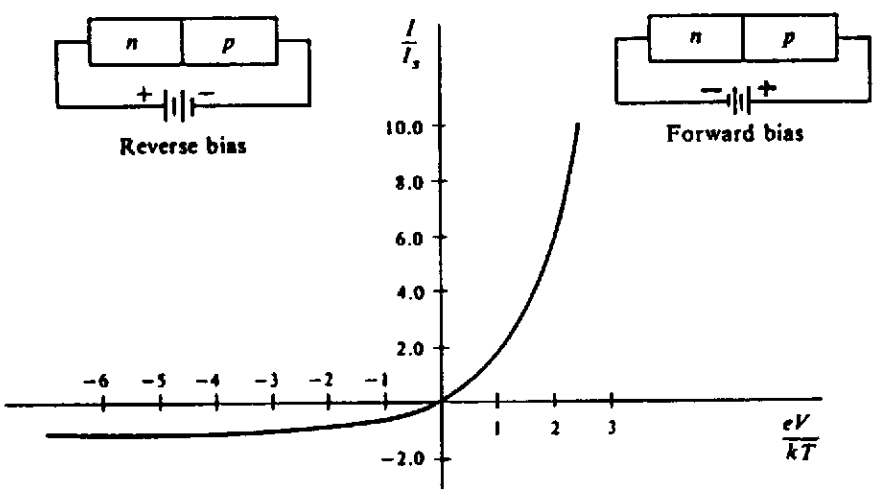


Fig.3.4 : Caractéristique I = f(V) d'une jonction pn

* G.W. Owen, P.W. Keaton, Fundamentals of Electronics, Harper Int (1967)

Le courant aux bornes de la jonction a pour expression

$$I = I_s\left(exp(\frac{eV}{kT}) - 1\right)$$

avec

$$I_s = Ae\left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p}\right)$$

pour une section droite A de la diode.

Le courant inverse I_s vaut $\sim 10nA$ pour une diode Si, mais $\sim 1\mu A$ pour une diode Ge à température ambiante.

En augmentant la polarisation inverse, on atteint la limite Zener de la diode : l'énergie conférée aux électrons devient suffisante pour qu'ils créent des paires électrons-trous et induisent une avalanche.

3.4. SIGNAL D'UN DETECTEUR A JONCTION

Lorsqu'un rayonnement ionisant perd de l'énergie dans la zone déplétée d'une jonction polarisée en inverse, il va y avoir création de paires électrons-trous. En fait une partie de l'énergie va provoquer des vibrations du réseau cristallin (phonons) et ainsi l'énergie apparente pour créer une paire électron-trou est-elle supérieure à l'énergie du gap (tableau 3.2)

Tableau 3.2 : Energie moyenne de création de paires électron-trou dans Si et Ge

	Si	Ge
300 K	3.62 eV	–
77 K	3.81 eV	2.96 eV

La présence du champ électrique intense dans la zone déplétée va séparer les porteurs de charges qui vont migrer en sens opposé. C'est le déplacement des charges qui va induire un courant dans le circuit.

Le déplacement Δx d'une charge q entre des électrodes parallèles distantes d'une distance d, induit sur ces électrodes une charge Δq telle que

$$\Delta q = q\frac{\Delta x}{d}$$

Si la charge q se déplace à la vitesse v, on a un courant induit aux bornes de la jonction

$$i = q\frac{v}{d}$$

Dans le cas d'une paire électron-trou, si les électrons se déplacent à la vitesse v_n et les trous à la vitesse v_p, on a

$$i = \frac{e}{d}(v_p - v_n)$$

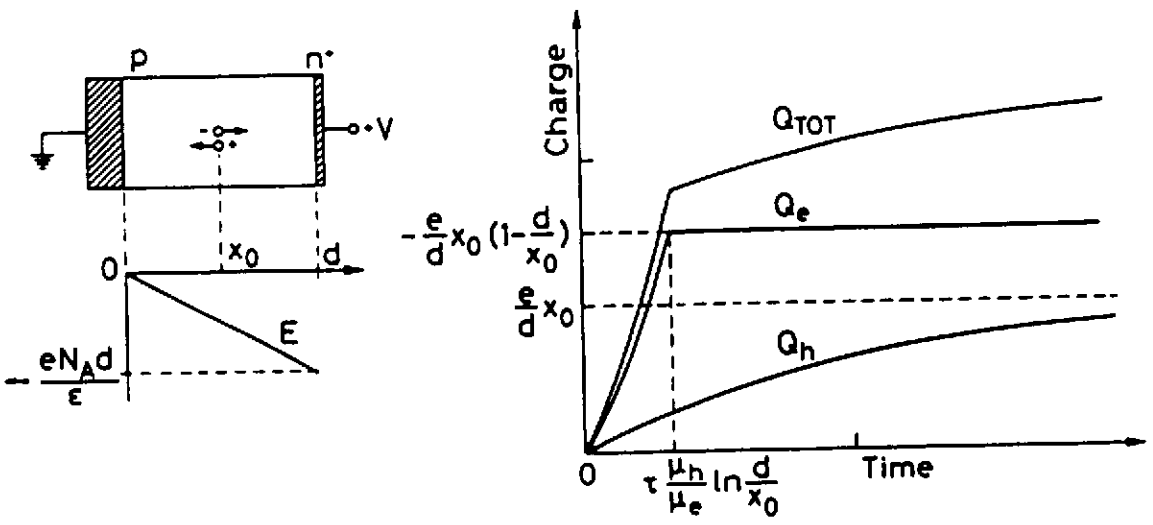


Fig.3.5 : Signal induit par une paire électron-trou dans une jonction pn

Si on prend l'exemple d'une jonction pn^+ (fig.3.5), la zone déplétée est entierement dans la zone p et le champ électrique dans la zone déplétée s'écrit

$$E = -\frac{eN_A}{\epsilon}x = -\frac{x}{\rho\mu_p\epsilon}$$

La vitesse des électrons sera

$$v_n = \mu_n E = \frac{\mu_n}{\mu_p}\frac{x}{\tau}$$

avec $\tau = \rho\epsilon$

La vitesse des trous sera

$$v_p = \mu_p E = -\frac{x}{\tau}$$

En supposant que les mobilités sont indépendantes du champ électrique, et que la paire électron-trou est créée en x_0, on a

$$x_n(t) = x_0 exp\frac{\mu_n t}{\mu_p \tau}$$

et

$$x_p(t) = x_0 exp\frac{-t}{\tau}$$

Le temps mis par lélectron crée en x_0 pour atteindre l'électrode en d sera

$$t = \tau\frac{\mu_n}{\mu_p}ln\frac{d}{x_0}$$

Le champ s'annulant en x=0, les trous mettront un temps infini à atteindre l'électrode négative.

Les charges induites par électron et trou seront respectivement

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

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

3.5. DETECTEURS A JONCTION Si

Le détecteur est constitué d'une zone utile, la zone déplétée, où règne un champ électrique important, et de zones mortes dues aux contacts ohmiques, aux zones non déplétées, aux effets de bords...

On distinguera la jonction diffusée abrupte de type p^+n, la jonction à barrière de surface métal-semiconducteur, la jonction avec compensation pin.

Connaissant la répartition des charges dans le semiconducteur, on peut calculer le champ électrique avec la loi de Gauss

$$div\vec{E} = \frac{Q}{\epsilon}$$

avec $Q = e(N_D - N_A + p - n)$

Dans le cas à une dimension

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q}{\epsilon}$$

Le potentiel dans la zone déplétée s'obtient à partir de

$$\frac{dV}{dx} = -E$$

ou en utilisant la loi de Poisson

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{Q}{\epsilon} = 0$$

Ces équations sont en général non linéaires et d'un traitement malaisé.

3.5.1. La jonction p^+n

En partant d'un Si de type n avec $N_D \sim 10^{14}\ cm^{-3}$, on implante sur une faible épaisseur (quelques centaines d'angströms) des impuretés de type p avec $N_A \sim 10^{18}\ cm^{-3}$ dans la zone p. La zone déplétée de profondeur X s'étend entièrement dans la zone n.

Les contacts ohmiques sont constitués de fenêtres d'aluminium de 1 à 2 μm.

La résistivité dans la zone n est $\rho = (e\mu N_D)^{-1}$

En utilisant des répartitions de charges simplifiées (boites de Shockley, fig.3.6) on déduit les valeurs du champ électrique

$$E(x) = \frac{x - X}{\rho\mu\epsilon}$$

et du potentiel

$$V(x) = -\frac{1}{\rho\mu\epsilon}(\frac{1}{2}x^2 - xX)$$

Pour $x = X$, on a

$$V(X) = V_a + V_d = \frac{X^2}{2\rho\mu\epsilon}$$

Si la tension appliquée $V_a \gg V_d$, alors $V(X) = V_a$.

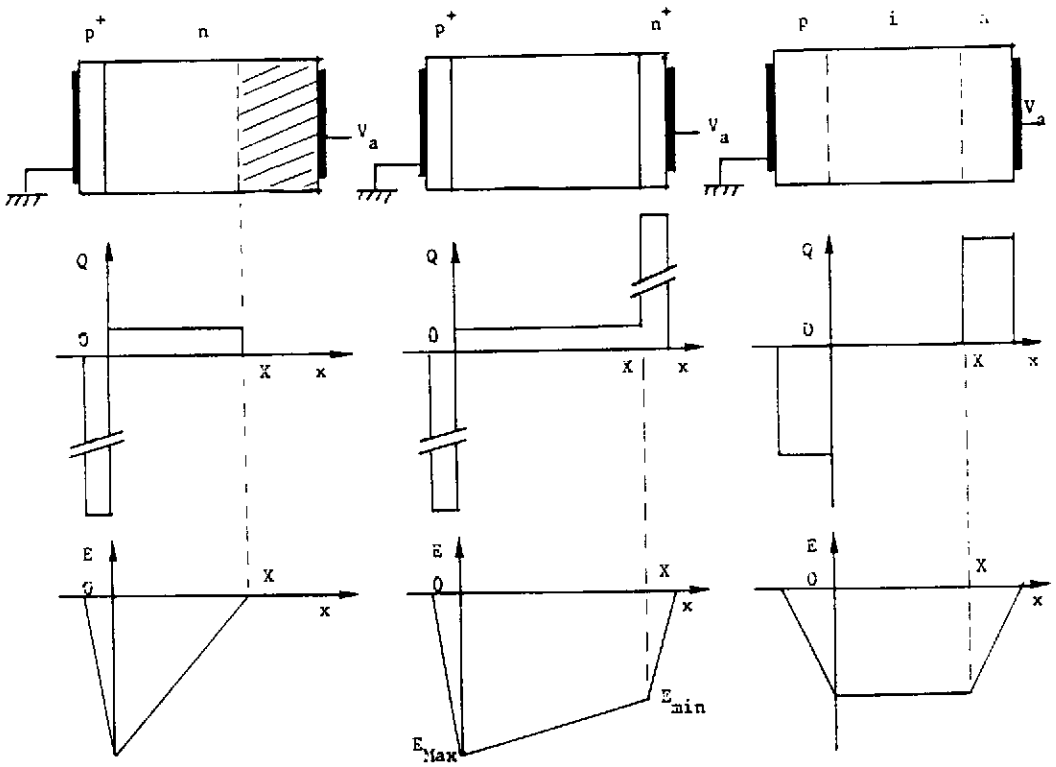


Fig.3.6 : Représentation simplifiée des répartitions de charges et des champs électriques dans les jonctions p^+n, p^+n^+, pin

Pour $x = 0$, on a

$$E = E_{Max} = \frac{-X}{\rho\mu\epsilon} = -\frac{2V(X)}{X}$$

L'épaisseur de la zone déplétée s'écrit $X = \frac{1}{2}(\rho V)^{1/2}$ en μm pour ρ en $\Omega.cm$ et V en$V$.

On définit la capacité dynamique de la jonction par

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dX} \times \frac{dX}{dV}$$

soit la capacité spécifique pour une jonction de section droite A

$$C/A = 106/X$$

en pF/mm^2 et X en μm.

On peut relier les différents paramètres de la jonction à l'aide d'une abaque (fig.3.7).

On peut obtenir un détecteur p^+n complètement déplété en augmentant le potentiel appliqué. On aura un détecteur surdéplété si on réalise à la fois une zone fortement dopée p^+

et une zone fortement dopée n^+. Dans ce cas-là, il règne dans toute l'épaisseur déplétée un champ électrique important (fig.3.6)

Ex : avec X = 30 μm et $V_a = 180\ v$ on obtient $E_{Max} = 62\ kV/cm$ et $E_{min} = 58\ kV/cm$.

Ces champs électriques importants assurent une collection rapide des charges. Ces détecteurs minces sont tout à fait adaptés aux mesures "ΔE".

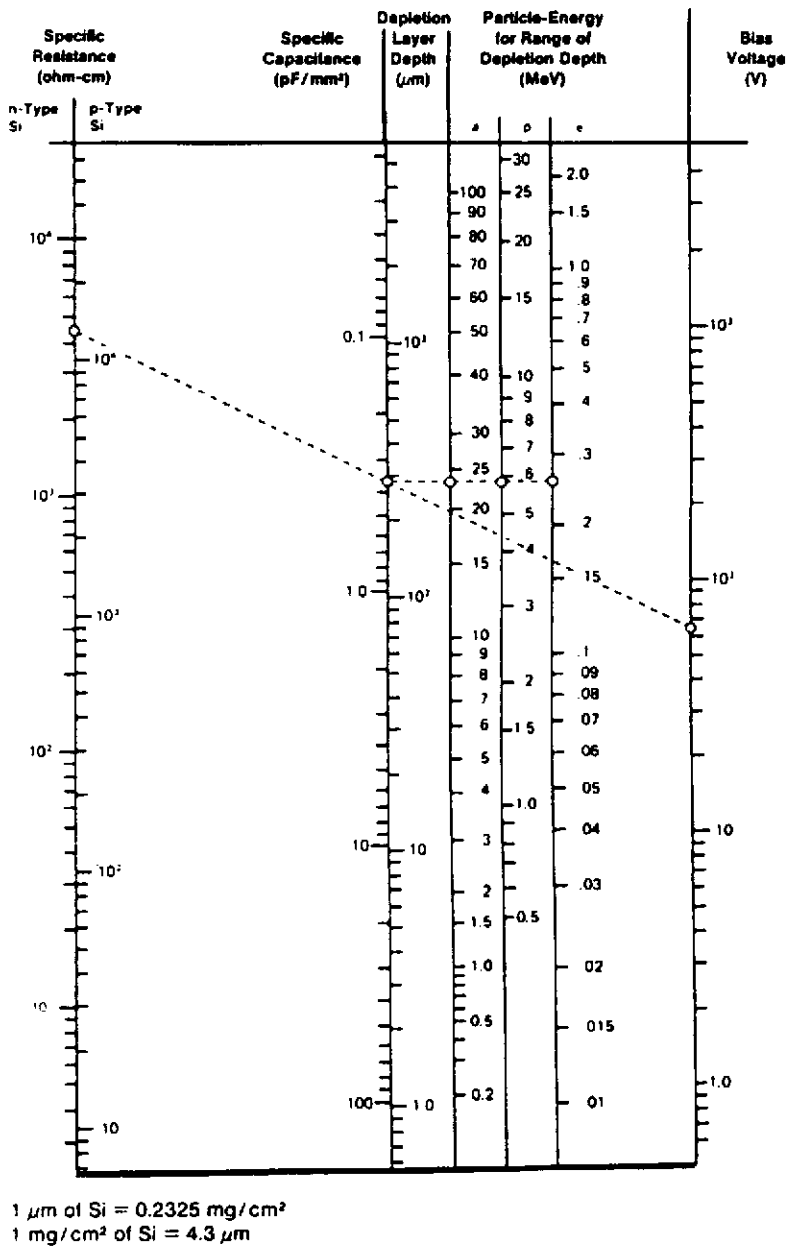


Fig.3.6 : Monogramme illustrant les relations entre les paramêtres d'une jonction au Silicium

3.5.2. Jonction pin

Pour obtenir des zones déplétées de plus grandes dimensions (jusqu'à 1 cm), il est nécessaire de compenser les impuretés du silicium à l'aide de lithium. On arrive ainsi à une très grande pureté de porteurs libres dans la zone de déplétion.

Le champ électrique est constant dans la zone déplétée et le détecteur pin s'apparente à une chambre d'ionisation solide.

3.5.3. Jonction à barrière de surface

La jonction est établie au contact métal-semiconducteur : une région dplétée se forme sous la surface métallique. Ce sont des effets de surface qui sont responsables de l'accumulation de charges au niveau du contact : accepteurs O_2, O_3, H_2O_2, ou donneurs H_2O, NH_3, HF ... Le potentiel de contact Au-Si est $V_D \sim 0.8\ V$

On réalise un détecteur à barrière de surface en métallisant les faces d'une plaquette de Si ($\sim 20\ nm$ Au, $\sim 150\ nm$ Al)

Comme pour la jonction p^+n, on réalise des barrières de surface partiellement déplétées ou totalement déplétées.

Les jonctions à barière de surface sont relativement fragile et tendent à être supplantées par les jonctions planaires pn.

3.5.4. Diodes à localisation

La jonction *pin* peut être assimilée à une chambre d'ionisation solide. On peut pousser l'analogie avec les chambres gazeuses à fils lorsque on segmente une jonction pn en plusieurs éléments contigus : on réalisera alors un détecteurs à micropistes. Dans ce cas, on aura une localisation discrète de l'impact de la particule détectée, en x si on a un seul plan de micropistes, en xy si on a deux plans de micropistes croisées, en mesurant directement le signal induit sur chaque piste (fig.3.7).

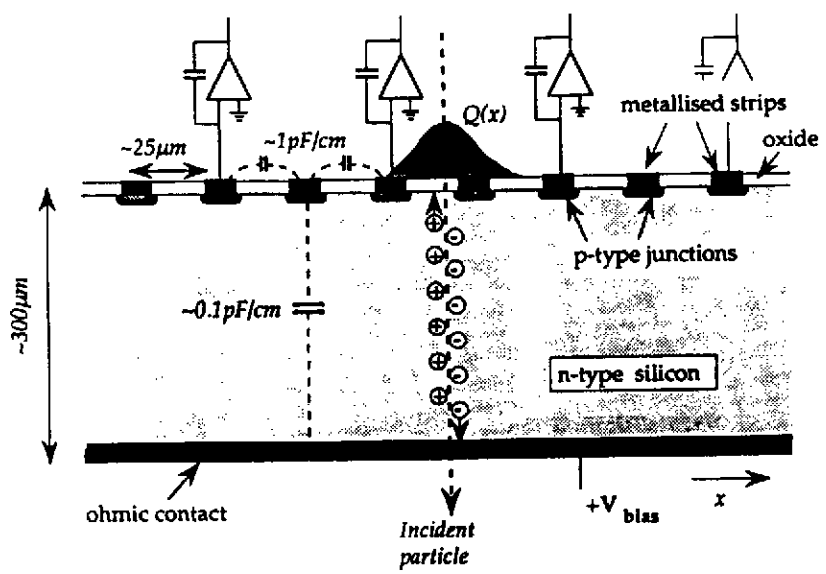


Fig.3.7 : Coupe schématique d'un détecteur à micropistes *

* G. Hall, Reports on Progress in Physics (1994)

On peut avoir une localisation continue de la position en utilisant des électrodes résistives (fig.3.8), ou en réalisant l'équivalent d'une chambre à dérive (fig.3.9) : dans le premier cas, l'amplitude du signal dépend de la position du point d'impact, dans le deuxième cas, c'est le temps d'arrivée du signal qui est fonction de la position du point d'impact.

Les résolutions typiques de ces détecteurs à localisation (largeurs à mi-hauteur) sont $\sim$ 200 μm dans le cas d'électrodes résistives, $\sim$ 20 μm dans le cas de micropistes.

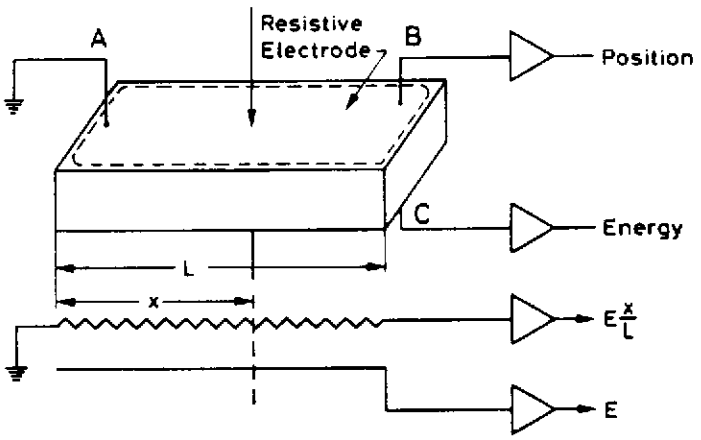


Fig.3.8 : Diode à localisation x avec électrode résistive et schéma équivalent simplifié

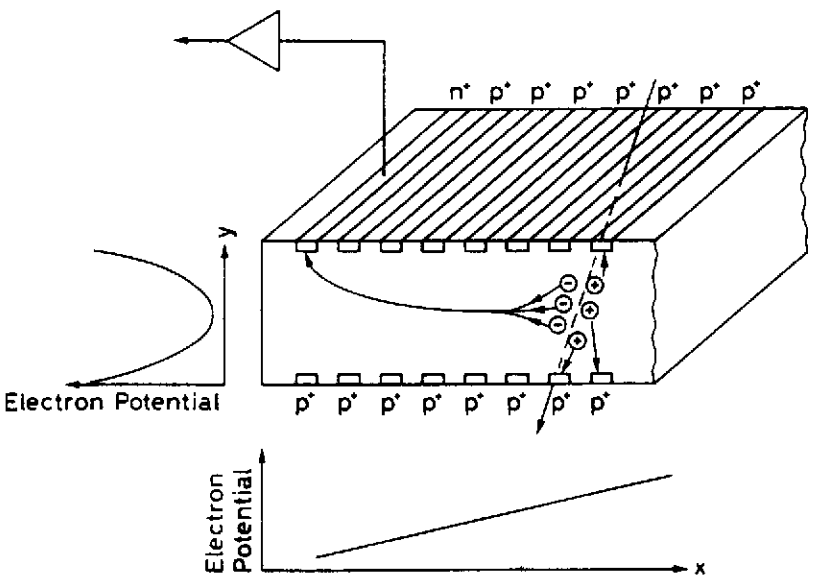


Fig.3.9 : Principe d'une chambre à dérive au Silicium

3.6. DETECTEURS Ge

De par son numéro atomique élevé (Z = 32) comparé au Si, le Ge est bien adapté à la détection X et γ. Néammoins, pour avoir une efficacité de détection de l'énergie totale à haute énergie ($\sim 1\ MeV$), la géométrie planaire de la diode doit être abandonnée au profit de la géométrie coaxiale, des cristaux cylindriques de diamètre allant jusqu'à 8 cm pouvant être "tirés" (fig.3.10). Cependant l'augmentation du volume utile du détecteur exige une très haute pureté du cristal. De plus l'existence d'un courant inverse trop important à température ambiante impose que le détecteur fonctionne à basse température, en général à la température de l'azote liquide ($\sim 77\ ^0K$).

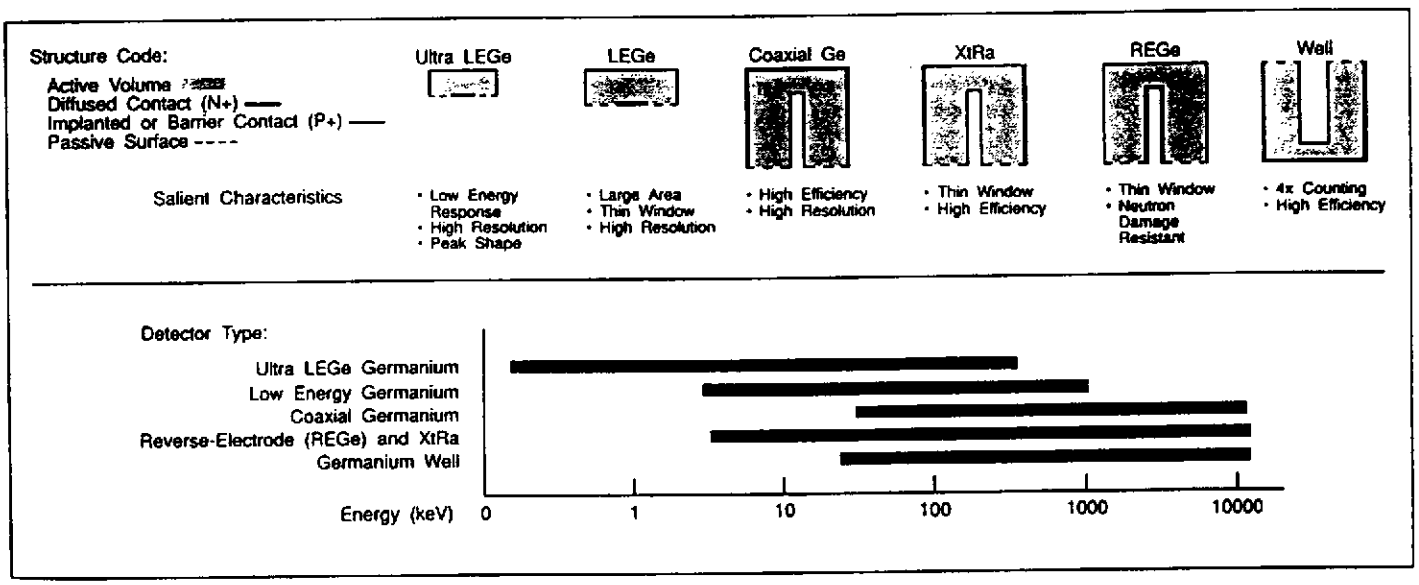


Fig.3.10 : Différents types de détecteurs Ge *
et domaines d'énergie pour la détection γ

Les premiers détecteurs Ge de gros volume, compensés au lithium, Ge(Li), firent leur apparition en 1965. L'ennui avec de tels détecteurs était leur maintien constant à basse température pour éviter la migration du lithium. L'arrivée des cristaux de Ge hyperpurs en 1976 autorisa le réchauffement du détecteur entre les campagnes de mesures.

Aujourd'hui, les grands ensembles de multidétecteurs gamma utilisent des détecteurs Ge de type n de $\sim 300\ cm^3$ ayant une efficacité photopic de $\sim$ 80% de celle d'un détecteur NaI(Tl) de dimensions 3"×3". Il existe des détecteurs Ge de type p dont l'efficacité photopic dépasse les 100%, mais ces détecteurs sont plus sensibles aux dégats neutrons et sont rarement utilisés dans un environnement produisant des neutrons.

Les zones n^+ et $p+$ d'un détecteur Ge sont constituées respectivement par diffusion de lithium sur une épaisseur de $\sim 600\ \mu m$, et par implantation de bore sur $\sim 0.3\ \mu m$ (fig.3.11). Les détecteurs Ge de type n, avec la zone n^+ au centre ("reverse electrode"), bénéficient d'une fenêtre d'entrée extrèmement mince et ont une dynamique de détection s'étendant de 5 keV à 10 MeV.

Les dommages causés par les neutrons s'expliquent par le fait que les trous, crées lors de

* CANBERRA NUCLEAR, Instruments Catalog, edition nine

l'interaction du photon initial, sont les porteurs de charge qui sont piégés par les défauts induits par les neutrons dans le cristal. Il apparait ainsi un déficit de collection de trous dans un détecteur irradié. La résistance aux dommages causés par les neutrons dans le cas de détecteurs "reverse electrode" a une origine géométrique : le volume d'un détecteur coaxial variant en r^2, la majeure partie du volume utile du détecteur coaxial est située près de l'électrode externe, et les trous ont en moyenne moins de trajet à faire pour atteindre l'électrode externe, donc moins de risque d'être piégés (fig.3.12).

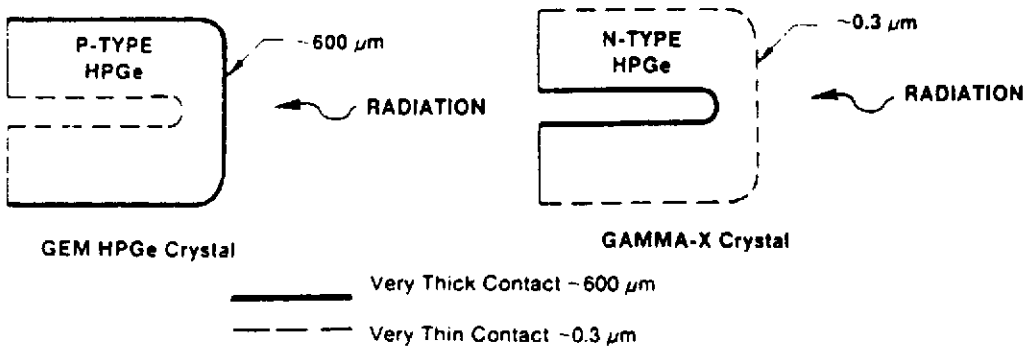


Fig.3.11 : Configuration des détecteurs Ge coaxiaux *

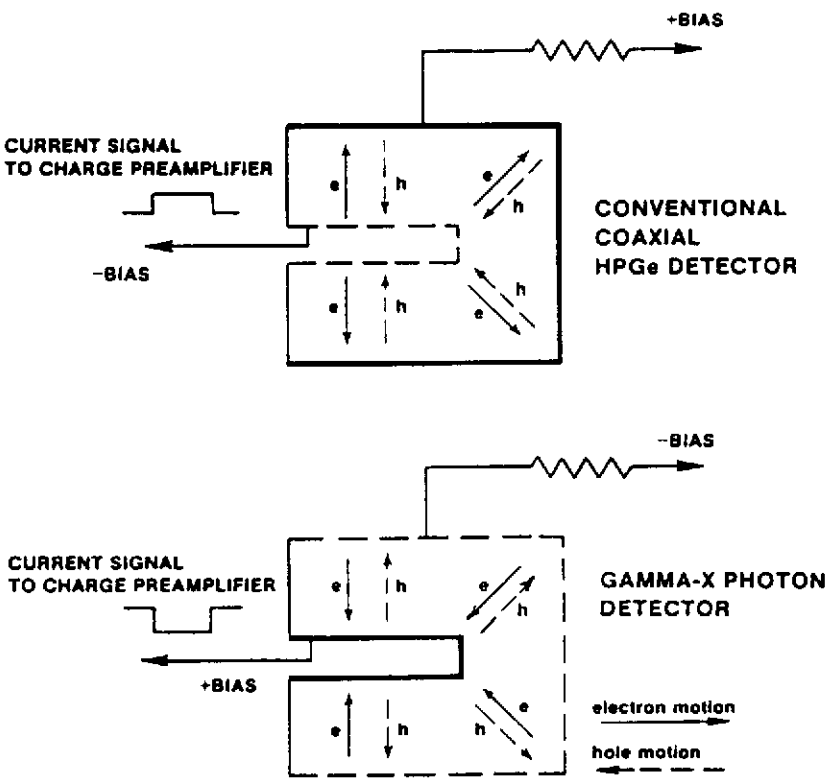


Fig.3.12 : Processus de collection de charges dans un détecteur coaxial conventionnel (haut) et avec "reverse electrode" (bas)

* EG&G ORTEC, Detectors & Instruments for Nuclear Spectroscopy 91/92

ANNEXE : FLUCTUATIONS STATISTIQUES

Le résultat de la mesure d'un evènement aléatoire est $\mathbf{x}_i$.

Si on réalise N mesures, la valeur moyenne mesurée ou moyenne expérimentale sera

$$\bar{x} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i$$

La valeur moyenne vraie m est obtenue pour un nombre infini de mesures :

$\bar{x} \longrightarrow m$ quand $N \longrightarrow \infty$

On définit la variance expérimentale par

$$s^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(x - \bar{x})^2$$

La variance vraie s'obtient par

$$\sigma^2 \simeq \frac{N}{N-1}s^2$$

1. FONCTIONS DE DISTRIBUTION

Si on connait la fonction de distribution $P(x_i)$ de l'évènement aléatoire, alors

$$m = \sum_i P(x_i)x_i$$

et

$$\sigma^2 = \sum_i P(x_i)(x_i - m)^2$$

1.1. Distribution BINOMIALE

Un évènement a la probabilité **p** dádvenir et **(1-p)** de ne pas advenir. La probabilité de d'obtenir x évènements parmi N essais sera

$$P(x) = C_N^x p^x (1-p)^{N-x}$$

ou

$$P(x) = \frac{N!}{x!(N-X)!}p^x(1-p)^{N-x}$$

on a

$$\sum_0^N P(x) = 1$$

$$m = Np$$

$$\sigma^2 = Np(1-p)$$

1.2. Distribution de POISSON :

Pour $\mathbf{p \ll 1}$ et $\mathbf{Np = m}$ fini, la distribution binomiale se réduit à la distribution de Poisson

$$P(x) = \frac{m^x e^{-m}}{x!}$$

avec

$$\sigma^2 = m$$

1.3. Distribution de GAUSS (ou NORMALE) :

Pour $\mathbf{m \geq 30}$ on peut approximer la loi de Poisson par la loi de Gauss

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} exp[-\frac{1}{2}(\frac{m-x}{\sigma})^2$$

avec toujours

$$\sigma^2 = m$$

2. PROPAGATION DES FLUCTUATIONS*

⋆ Dans le cas d'évènements non corrélés x,y,z,... de variances $\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_z^2, ...$, la fonction U(x,y,z,...) aura pour variance

$$\sigma_U^2 = (\frac{\partial U}{\partial x})^2\sigma_x^2 + (\frac{\partial U}{\partial y})^2\sigma_y^2 + (\frac{\partial U}{\partial z})^2\sigma_z^2 + ...$$

Exemple : U = x - y $\Longrightarrow \sigma_U^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$

⋆ Pour des évènements corrélés A et B en cascade, on a

$$\bar{x} = \bar{x}_A \ . \ \bar{x}_B$$

$$\sigma^2 = \bar{x}_B^2\sigma_A^2 \ + \ \bar{x}_A\sigma_B^2$$

On définit la variance relative

$$v = \frac{\sigma^2}{\bar{x}^2}$$

soit

$$v = v_A \ + \ \frac{1}{\bar{x}_A} v_B$$

Pour n évènements en cascade, on obtient

$$\bar{x} = \bar{x}_1.\bar{x}_2....\bar{x}_n$$

$$v = v_1 + \frac{v_1}{\bar{x}_1} + ... + \frac{v_n}{\bar{x}_1.\bar{x}_2....\bar{x}_{n-1}}$$

---

* E. Breitenberger, Progress in Nuclear Physics, vol4 (1955)

3. RESOLUTION EN ENERGIE

3.1. Scintillateur + PM

Soit n_Φ photons de luminescence sont émis par le scintillateur,
n_K photoélectrons émis par la photocathode du PM,
n_A électrons recueillis sur l'anode du PM

On suppose que les fluctuations de n_Φ (pour une même perte d'énergie dans le scintillateur) sont poissoniennes, de même que les fluctuations de n_K

D'où

$$v_K = \frac{\sigma_K^2}{(\bar{n}_K)^2} = \frac{1}{\bar{n}_K}$$

Si G est le gain du PM, on a $n_A = G\ n_K$ et

$$v_A = \frac{1}{\bar{n}_K}(1 + v_G)$$

En fait on peut compliquer un peu les choses en considérant l'efficacité de collection de la première dynode η.
On a alors $G = \eta\ M$ où M est le facteur de multiplication du PM.
On peut écrire

$$v_G = v_\eta + \frac{1}{\eta} v_M$$

avec

$$v_\eta \simeq \frac{1}{\eta} - 1$$

pour une émission de photoélectrons indépendante sur la photocathode

Si on introduit les gains m_i de chaque dynode i, on arrive à

$$M = m_1.m_2...m_n$$

$$v_M = v_1 + \frac{v_2}{\bar{m}_1} + ... + \frac{v_n}{\bar{m}_1...\bar{m}_{n-1}}$$

si $v_1 = v_2 = ... = v_n = v$ et $m_1 = m_2 = ... = m_n = m$, pour des processus poissoniens et pas de perte interdynode, on obtient

$$v_M = v\ \frac{(\bar{m})^n - 1}{(\bar{m} - 1)(\bar{m})^{n-1}}\ \simeq\ v\frac{\bar{m}}{\bar{m} - 1}$$

avec $\bar{m} > 1$ et $n \gg 1$

Si le premier étage est différent des suivants, on peut écrire

$$v_M = v_1 + v\frac{\bar{m}}{\bar{m}_1(\bar{m} - 1)}$$

Si les fluctuations sont poissoniennes, alors

$$v_M = \frac{1}{\bar{m}_1} + \frac{1}{\bar{m}}\frac{\bar{m}}{\bar{m}_1(\bar{m} - 1)}$$

soit

$$v_M = \frac{1}{\bar{m}_1} + \frac{1}{\bar{m}_1(\bar{m}-1)}$$

Pour un détecteur on définit la résolution en énergie par

$$R_e = \frac{\Delta E}{E}$$

ou ΔE représente la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la distribution du signal correspondant à l'absorption de l'énergie E dans le détecteur

Soit

$$R_e = 2.35\frac{\sigma_A}{\bar{n}_A} = 2.35(\frac{1+v_G}{\bar{n}_K})^{1/2}$$

n_K étant proportionnel à E , R_E varie comme $E^{-1/2}$

Cette variation est correcte pour $E > 300$ keV.

Une formule généralisée s'écrit

$$R_e = 2.35[v_\Phi + \frac{1-\rho+v_G}{\rho\bar{n}_\Phi}]^{1/2}$$

avec n_Φ photons de scintillation, et ρ rendement quantique de la photocathode

Si n_Φ est proportionnel à E, on arrive à

$$R_e = (a + \frac{b}{E})^{1/2}$$

variation correcte pour $E < 300$ keV

En fait la résolution théorique donne des meilleurs résultats que la résolution expérimentale : ceci peut être du à :
- une statistique poissonienne pas exacte
- une efficacité de scintillation non homogène
- une sensibilité de la photocathode non uniforme
- des mécanismes d'échange d'énergie mal connus ...

3.2. Semiconducteurs : facteur de Fano

Dans le cas des détecteurs semiconducteurs, la résolution en énergie expérimentale est meilleure que la largeur à mi-hauteur de la distribution des fluctuations statistiques.

Par exemple, une perte d'énergie de 1 MeV dans un cristal de Ge va créer

$$n = \frac{E}{w} = \frac{10^6}{2.96} = 3.38 \times 10^5$$

paires électron-trou.

En ne tenant compte que des fluctuations statistiques, ceci correspondrait à une résolution en énergie (FWHM) de ~ 4 keV, alors que l'on obtient ~ 1.8 keV couramment.

Ici encore l'hypothèse d'une fluctuation poissonienne semble erronée. On introduit le facteur de Fano ,F , pour en tenir compte. La variance s'écrit ainsi

$$\sigma^2 = Fm$$

Donc dans notre exemple

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35(\frac{Fw}{E})^{1/2}$$

ou

$$\Delta E = 2.35(FwE)^{1/2}$$

Soit $F \sim 0.2$.

En fait, dans la largeur à mi-hauteur du pic mesuré, il faut tenir compte des fluctuations introduites par la chaîne électronique de mesure

$$FWHM = 2.35(\sigma^2_{elec} + FwE)^{1/2}$$

Les facteurs de Fano pour Si et Ge sont de l'ordre de 0.1.

Bibliographie

J.B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon (1964)

G.F. KNOLL, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley (1989)

W.R. LEO, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer (1987)

R.C. FERNOW, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1986)

L. LYONS, *Statistics for Nuclear and Particle Physicists*, Cambridge University Press (1986)

K.S. KRANE, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley (1988)

E. KOWALSKI, *Nuclear Electronics*, Springer (1970)

Nuclear and Particle Physics Source Book, Mc Graw-Hill (1988)

RTC : Photomultiplicateurs (1981)

RTC : Détecteurs semiconducteurs (1966)

HARSHAW : Radiation detectors (1984)

THORN EMI : Photomultipliers (1986)

HAMAMATSU : Photomultiplier tubes (1988)

NUCLEAR ENTERPRISES : Scintillators for the Physical Sciences