

Contrairement aux particules chargées, les photons sont électriquement neutres et ne perdent pas régulièrement d'énergie lorsqu'ils pénètrent dans la matière. Leurs interactions avec la matière ont donc un caractère essentiellement aléatoire, en conséquence leur mécanisme d'interaction est fondamentalement différent de celui des particules chargées. Les rayonnements électromagnétiques  $\gamma$  et  $X$  perdent de l'énergie par choc direct avec une autre particule (chargée ou non), de par de leur absence de charge électrique, n'auront pas de barrière coulombienne à franchir avant d'interagir avec les noyaux des atomes, leurs probabilités d'interaction nucléaire sont donc plus élevées que celles des particules chargées. Par leur absence de masse, les rayonnements électromagnétiques sont très pénétrants dans la matière. De ce fait, leur parcours sera très important : de l'ordre de plusieurs centaines de mètres dans l'air.

Il n'existe pas de différence fondamentale entre l'interaction des rayonnements  $\gamma$  et celle des rayons  $X$ . Leur interaction avec la matière regroupe deux grandes familles de processus selon que le couplage (interaction) s'effectue avec les électrons du milieu ou bien les noyaux. L'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh correspondent à des interactions avec les électrons, alors que l'effet de matérialisation (création de paires ( $e^- - e^+$ )) et les réactions photonucléaires concernent les noyaux. Dans tous les cas, l'énergie des photons incidents se répartit entre une énergie transmise, transférée et diffusée. Nous traitons ici les mécanismes d'interactions des photons gamma et  $X$  en détail.

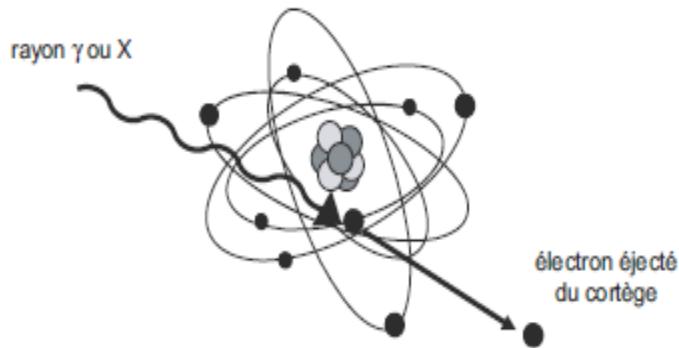
## **IV.1. Mecanismes d'interaction**

### **IV.1.1. Absorption photoélectrique**

Dans le processus de l'absorption ou l'effet photoélectrique, le photon incident est complètement absorbé et disparaît par transfert de la totalité de son énergie  $h\nu$  lors de son absorption par la substance soumise à l'action du rayonnement, suivi de l'émission d'un électron atomique appelé photoélectron (Figure IV.1). Le photoélectron apparaît avec une énergie cinétique  $E_{e^-}$  donnée par :

$$E_{e^-} = h\nu - E_l \quad (\text{IV.1})$$

$E_l$  représente l'énergie de liaison de l'électron dans sa couche atomique d'origine (K, L, M, ...etc). Il est donc évident que le photon incident doit avoir une énergie supérieure à l'énergie de liaison de l'électron, pour que le phénomène puisse se produire. On considérer que le photoélectron emporte la majorité de l'énergie photonique d'incidence.



**Figure (IV.1)** : Processus de l'effet photoélectrique.

L'effet photoélectrique est toujours accompagné d'un effet secondaire, car l'interaction crée également un atome absorbant ionisé avec une vacance dans l'une de ses couches les plus liées (*K* et *L*). Cette vacance est rapidement comblée par la capture d'un électron libre du milieu et/ou le réarrangement des électrons d'autres couches de l'atome. Par conséquent, un ou plusieurs photons de rayons X caractéristiques sont également générés. À leur tour, les rayons X peuvent par effet photoélectrique faire éjecter un autre électron d'une couche périphérique de l'atome. C'est ce qu'on appelle les électrons Auger.

Le processus photoélectrique est le mode d'interaction prédominant pour les rayons gamma (ou rayons X) d'énergie relativement faible (inférieure à 0,1 MeV en générale). Ce processus intervient surtout dans les matériaux absorbants lourds, donc constitués d'éléments de numéro atomique *Z* élevé.

La section efficace d'absorption photoélectrique pour un électron est donnée par :

$$\sigma_{ph} = \frac{16\pi\sqrt{2}}{3} \frac{Z^5}{137^4} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{e^4}{m_e^2 c^2} \left( \frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} \quad (\text{IV.2})$$

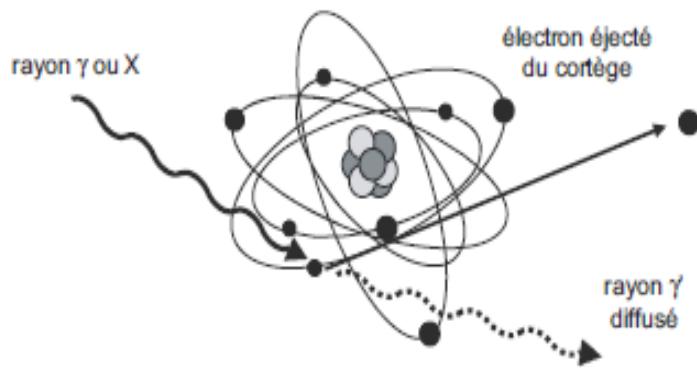
*e* et *m<sub>e</sub>* sont respectivement la charge et la masse de l'électron au repos,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et *c* la célérité de la lumière dans le vide.

La section efficace  $\sigma$  augmente rapidement avec le numéro atomique *Z*, comme  $Z^5$ , et décroît avec l'énergie  $(h\nu)^{-7/2}$ . On peut retenir que la section efficace de l'effet photoélectrique est proportionnelle à  $Z^5/(h\nu)^{3,5}$ . Dans un atome qui a plusieurs électrons, la section efficace totale d'absorption photoélectrique sera la somme des sections efficaces partielles de photoabsorption de tous les électrons de toutes les couches électroniques du système considéré.

D'autre part, la forte dépendance de la probabilité d'absorption photoélectrique du numéro atomique de l'absorbeur est l'une des principales raisons de la prépondérance des matériaux à Z élevé (tel le plomb) dans le blindage de rayons gamma.

#### **IV.1.2. Diffusion Compton**

Contrairement à l'effet photoélectrique, l'effet Compton consiste à une transmission partielle de l'énergie du photon ( $\gamma$  ou  $X$ ) incident qui interagit par collision inélastique avec un électron atomique supposé libre et au repos : cet électron est lié à l'atome du matériau absorbant mais avec une énergie alors négligeable devant l'énergie du photon incident. Il perd alors une partie de son énergie initiale  $h\nu$  et diffuse avec une énergie  $h\nu'$  et sa trajectoire forme un angle  $\theta$  par rapport à la direction d'incidence. Cette perte en énergie est transmise à cet électron qui peut être expulsé du cortège électronique selon un angle  $\varphi$ . Cet électron est appelé électron de recul ou électron Compton (Figure IV.2).



**Figure (IV.2) :** Processus de la diffusion Compton

L'application des lois de conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement, permet d'établir l'expression qui relie le transfert d'énergie entre les photons incident et diffusé et l'angle de diffusion  $\theta$ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (IV.3)$$

où  $m_0 c^2$  est l'énergie de masse de l'énergie de l'électron au repos (0,511 MeV).

D'après l'expression (IV.3), on remarque que l'énergie du photon diffusé varia selon la valeur de l'angle  $\theta$ :

- si  $\theta = 0^\circ$  : l'énergie transférée est nulle, et donc le photon diffuse avec une énergie maximale  $h\nu'$  égale à son énergie d'incidence  $h\nu$ .
- si  $\theta = 180^\circ$  : le photon diffusé est projeté en arrière (rétroréfraction), l'énergie transférée est alors maximale. L'énergie diffusée est donc minimale et sa valeur est donnée par:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \quad (IV.4)$$

La différence entre les longueurs d'onde du photon incident  $\lambda$  (avant la collision) et le photon diffusé  $\lambda'$  (après la collision) est donnée par la relation de Compton :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (IV.5)$$

$(h/m_0c)$  est la longueur d'onde Compton de l'électron : elle est de 2,426 fm.

Quand l'énergie du photon incident est grande, d'avantage d'énergie est transmise à l'électron Compton. Cet électron est toujours projeté en avant (dans la direction du photon incident) avec une énergie cinétique égale à l'excédent d'énergie entre le photon incident et le photon diffusé:

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{\frac{m_0 c^2}{h\nu} + (1 - \cos\theta)} \quad (IV.6)$$

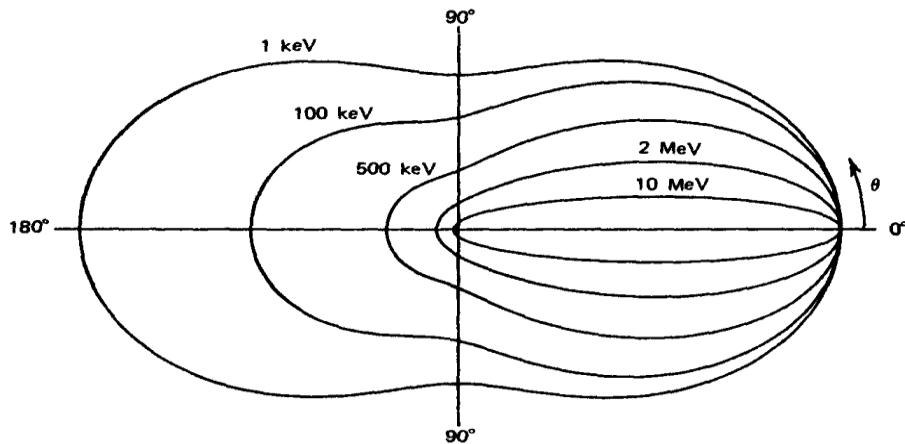
La distribution angulaire des photons diffusés est décrite par la formule de Klein-Nishika qui exprime la variation de la section efficace différentielle autour de la direction  $\theta$  par unité d'angle solide  $d\Omega$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (IV.7)$$

$\alpha$  étant la constante de la structure fine qui vaut  $h\nu/m_0c^2$ , et  $r_0$  est le rayon classique de l'électron.

En intégrant sur tout l'espace, on trouve la section efficace totale de diffusion Compton pour un électron  $\sigma_C$ . La section efficace totale par atome est obtenue en multipliant  $\sigma_C$  par le numéro atomique  $Z$ .

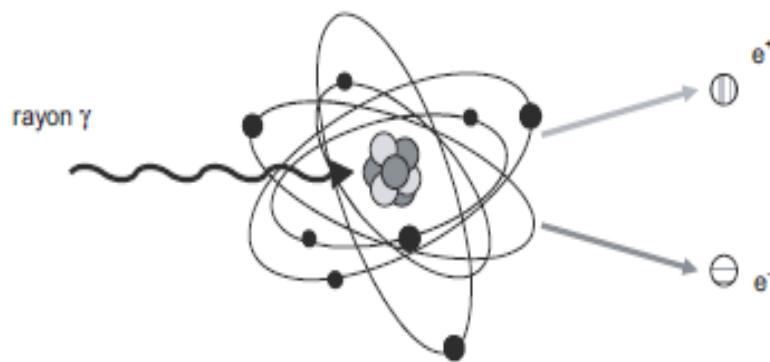
La distribution est représentée graphiquement sur la figure (IV.3), et illustre la forte tendance à la diffusion vers l'avant pour les rayons gamma d'énergies élevées.



**Figure (IV.3) :** Distribution angulaire des photons Compton.

### III.1.3. Production de paires

La production de paires est un processus qui se produit lorsqu'un photon incident d'énergie suffisamment élevée pénètre dans le champ électrique du noyau ou d'un électron. La production de paires qui est appelée aussi matérialisation consiste à la disparition d'un photon en donnant naissance à une paire électron-positron. Chaque particule créée a une énergie reliée à sa masse au repos  $m_e$  qui vaut  $m_e c^2$  et par conséquent la création d'une paire électron-positron présente un seuil énergétique égale à  $2 m_e c^2$  ( $2 m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ ) (Figure IV.4).



**Figure (IV.4) :** Processus de la production de paires.

Au voisinage du champ électrique du noyau, ce processus impose que l'énergie du photon incident soit supérieure à  $2 m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ , alors qu'au voisinage du champ électrique de l'électron, l'énergie seuil est deux fois plus grande, soit  $4 m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$ .

L'énergie excédentaire étant alors transformée en énergie cinétique entre les particules produites. Le positron ainsi créé dans la matière va se ralentir et perd son énergie par ionisation et excitation des atomes qu'il rencontre, mais dès qu'il rencontre un électron, il se combine avec lui pour se dématérialiser par annihilation et donner deux photons  $\gamma$  d'énergie égale à 0,511 MeV chacun qui seront émis dans des directions opposées.

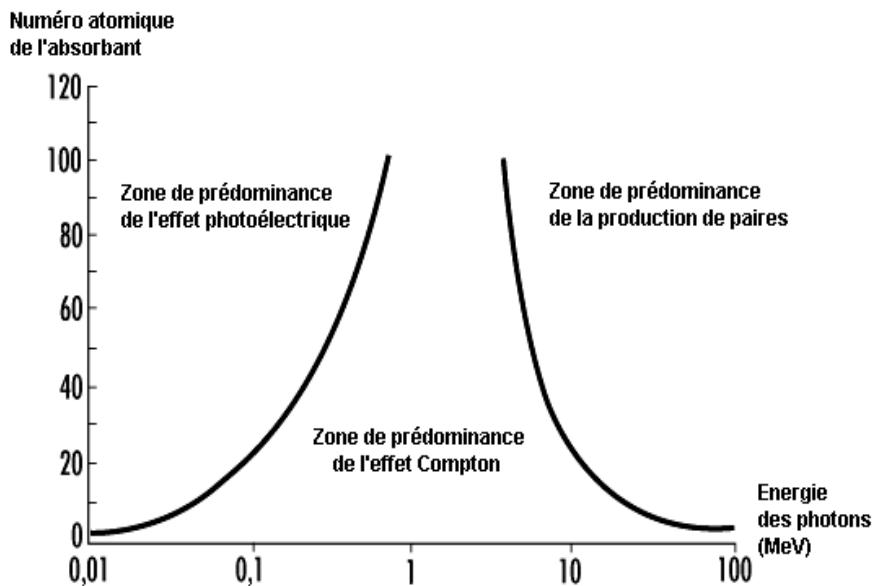
La section efficace de production de paires s'exprime par :

$$\sigma_{\text{paire}} = \frac{Z^2}{137} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} \right)^2 \left( \frac{28}{9} \log \frac{2h\gamma}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (\text{IV.8})$$

Le processus de production de paires varie pratiquement comme  $Z^2$ , où  $Z$  est le numéro atomique du milieu traversé.

L'importance relative des trois processus décrits ci-dessus qui dépend de la nature du matériau et de l'énergie du photon, cela est illustrée de manière pratique pour sur la figure (IV.5) pour les différents matériaux absorbants et énergies de rayons gamma et X. La ligne de gauche représente l'énergie à laquelle l'absorption photoélectrique et la diffusion Compton sont également probables en fonction du numéro atomique de l'absorbeur. La ligne de droite représente l'énergie à laquelle la diffusion Compton et la production de paires sont également probables. Trois zones sont ainsi définies sur le graphique, dont lesquelles chacun des processus prédomine: l'absorption photoélectrique, la diffusion Compton et la production de paires.

De manière générale, l'effet photoélectrique est significatif dans la zone des faibles énergies (en dessous de 100 keV) et pour matériaux lourds ( $Z$  élevé), et l'effet Compton domine pour les énergies  $h\nu$  inférieures à 1,022 MeV, c'est-à-dire dans la zone des énergies intermédiaires et pour les matériaux légers (faible  $Z$ ), avant cette énergie la production de paires est nulle. Dans la zone des énergies élevées ( $h\nu > 1,022$  MeV), la matérialisation est le processus dominant pour les rayonnements d'énergie supérieure à quelques MeV et pour les matériaux lourds.



**Figure (IV.5) :** Importance relative de trois principaux types d'interaction des rayons gamma et X avec la matière.

#### IV.1.4. Diffusion cohérente (Rayleigh)

En plus de la diffusion de Compton, un autre type de diffusion peut se produire dans lequel le photon de faible énergie interagit de manière cohérente avec un électron très lié à l'atome rencontré. Ce processus de diffusion cohérente ou de diffusion Rayleigh n'excite ni n'ionise l'atome, et le photon incident conserve son énergie d'origine après la diffusion.

En général, le phénomène de diffusion cohérente reste peu visible parmi les autres phénomènes d'interaction photon-matière, et comme pratiquement aucune énergie n'est transférée, ce processus est souvent négligé dans les discussions de base sur les interactions des rayons gamma et X, et nous l'ignorerons également dans les discussions qui suivent. Cependant, la direction du photon est modifiée dans la diffusion cohérente. La probabilité de diffusion cohérente n'est significative que pour les faibles énergies de photons (généralement en dessous de quelques centaines de keV), et est plus importante dans les absorbeurs à fort Z. L'angle de déviation moyen diminue avec l'augmentation de l'énergie, ce qui limite encore l'importance pratique de la diffusion cohérente aux faibles énergies.

#### IV.1.5. Interaction photonucléaire

L'interaction photonucléaire (appelée aussi photodésintégration) est une réaction nucléaire induite se produit quand un photon de haute énergie généralement un photon gamma

est absorbé par un noyau atomique, ce qui lui fournit une certaine énergie d'excitation. Le noyau atomique peut alors se désexciter de différentes manières : émission de rayons gamma, émission de particules (proton, neutron, ou  $\alpha$ ), fission des noyaux lourds, ce sont donc des réactions de type  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  et photofission. En outre, les noyaux résiduels résultants des réactions photonucléaires sont souvent radioactifs, comme le radio-isotope  $^{205}_{82}pb$  du plomb produit de la capture d'un rayon gamma par l'isotope  $^{206}_{82}pb$ :  $^{206}_{82}pb (\gamma, n) ^{205}_{82}pb$ .

## IV.2.Atténuation des rayons gamma et X

### IV.2.1. Coefficients d'atténuation

L'atténuation du faisceau des photons provient de l'absorption des photons selon les processus cités plus haut (effet photoélectrique, effet Compton, création de paires). La section efficace totale d'interaction  $\sigma_T$  d'un photon d'énergie donnée dans un milieu de numéro atomique  $Z$  s'exprime en fonction des sections efficaces des effets photoélectrique  $\sigma_{ph}$ , Compton  $\sigma_C$  et la création de paires  $\sigma_{paire}$  par :

$$\sigma_T = \sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{paire} \quad (IV.9)$$

Considérons un faisceau de photons monoénergétiques collimatés en un faisceau étroit de section  $S$  traversant la matière (écran) composé de noyaux de masse atomique  $M$  et de masse volumique  $\rho$ . Un volume  $dV$  d'une tranche de matière d'épaisseur  $dx$  a une masse  $dm = \rho dV = \rho S dx$  et contient  $\rho S dx/M$  moles soit  $N_A \rho S dx/M$  atomes  $N_A = 6,022 \times 10^{23} mol^{-1}$  désignant le nombre d'Avogadro.

Si le faisceau traverse l'épaisseur de matière  $dx$ , la section efficace totale des interactions est  $\sigma_T N_A \rho S dx/M$ . La probabilité d'interaction  $dp$  est le rapport de cette section efficace à la surface  $S$  soit :

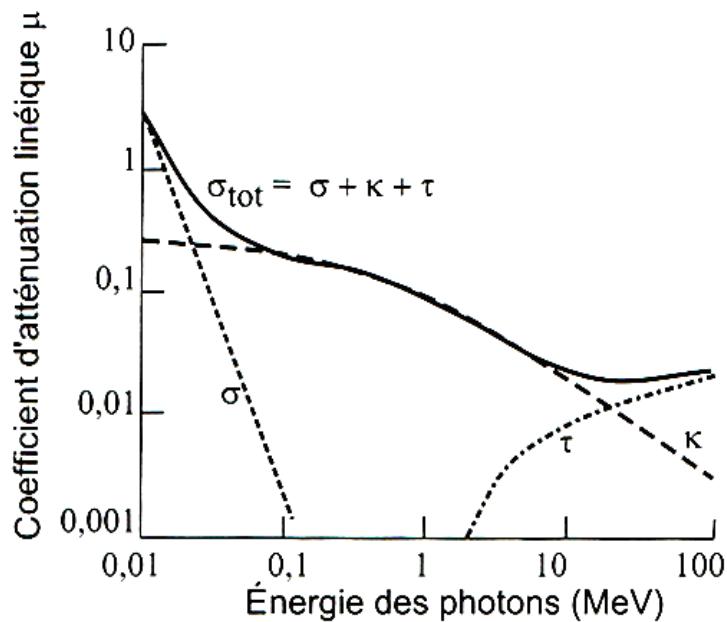
$$dp = \frac{\sigma_T N_A \rho S dx}{M S} = \frac{\sigma_T N_A \rho dx}{M} \quad (IV.10)$$

Cette probabilité est égale au rapport du nombre de photons  $dN$  absorbées au nombre de photons  $N(x)$  présentes dans la tranches  $dz$ . Les particules étant absorbées,  $dN$  doit être négative. Algébriquement on posera :

$$\frac{dN}{N(x)} = -(\sigma_T N_A \rho / M) dx = -\mu dz \quad (IV.11)$$

Avec  $\mu = \sigma_T N_A \rho / M$

$\mu$  est le coefficient d'atténuation linéique. Il représente le nombre moyen d'interaction des photons par centimètre de matière parcouru, sa dimension est alors l'inverse d'une longueur ( $\text{cm}^{-1}$ ). Le coefficient  $\mu$  est une grandeur dont la valeur est une caractéristique de l'énergie du photon incident et la nature du milieu traversé (Figure IV.6).



**Figure (IV.6) :** Evolution du coefficient d'atténuation linéique en fonction de l'énergie des photons pour les trois effets considérés.

Le nombre de photons transmis  $N(x)$  est donné par la loi exponentielle décroissante :

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (\text{IV.12})$$

où  $N_0$  représente le nombre de photon incidents.

On constate que l'atténuation du faisceau incident dépend de:

- La nature de l'épaisseur de l'écran percuté par les photons,
- La nature et l'état physique du milieu considéré,
- L'énergie et du nombre des photons incidents.

Les photons (gamma et X) peuvent également être caractérisés par leur libre parcours moyen  $R$ , défini comme la distance moyenne parcourue dans l'absorbeur avant qu'une interaction n'ait lieu. Sa valeur peut être obtenue à partir de :

$$R = \frac{\int_0^\infty ze^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (IV.13)$$

Alors il est simplement l'inverse du coefficient d'atténuation linéaire. Les valeurs typiques de  $R$  vont de quelques mm à des dizaines de cm dans les solides pour les énergies courantes des rayons gamma.

L'utilisation du coefficient d'atténuation linéaire est limitée par le fait qu'il varie avec la densité de l'absorbeur, même si le matériau absorbant reste inchangé, donc avec son état physique, par conséquent, le coefficient d'atténuation massique noté  $\mu_m$  est plus largement utilisé, il est défini comme:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (IV.14)$$

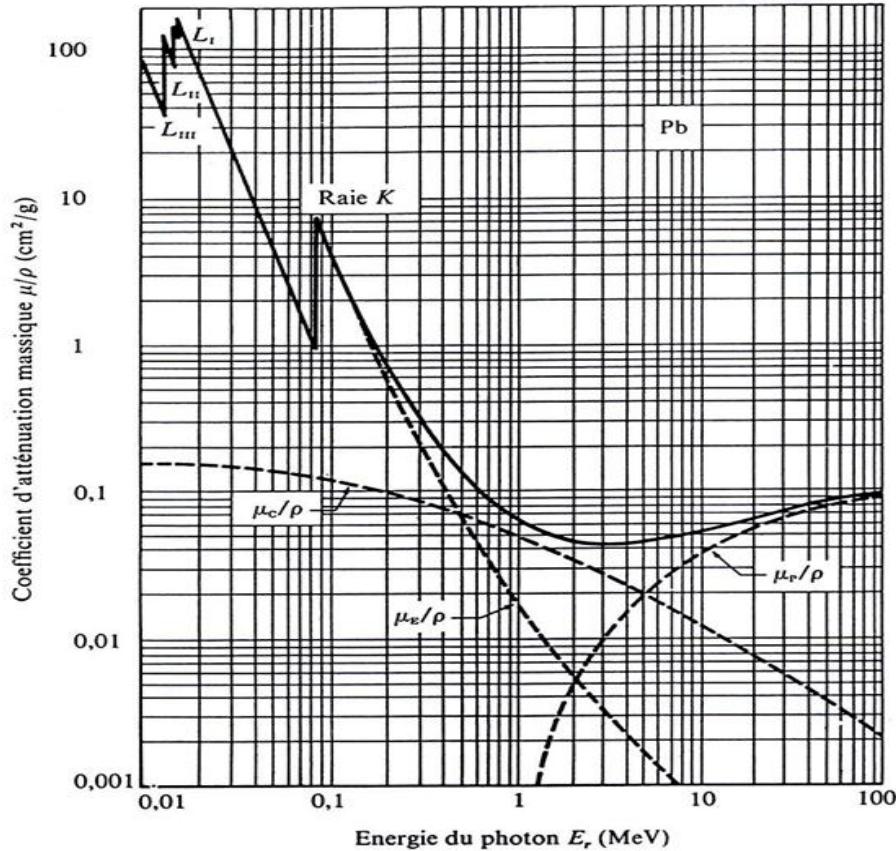
Où  $\rho$  représente la densité du milieu,  $\mu_m$  s'exprime généralement en  $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ . Pour une énergie de photon donnée, le coefficient d'atténuation massique ne varie pas avec l'état physique d'un absorbeur donné. Par exemple, il en est de même pour l'eau, il en est de même pour l'eau, qu'elle soit présente sous forme liquide ou vapeur.

Le coefficient d'atténuation massique d'un composé ou d'un mélange d'éléments peut être calculé à partir de :

$$(\mu_m)_c = \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_c = \sum_i w_i \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (IV.15)$$

Où  $w_i$  représente la fraction massique de l'élément  $i$  dans le composé ou le mélange, et le  $\left( \frac{\mu}{\rho} \right)_i$  le coefficient d'atténuation massique des photons d'énergie  $E$  dans l'élément  $i$ .

La figure (IV.7) donne les variations du coefficient d'atténuation massique du plomb en fonction de l'énergie des photons incidents.



**Figure (IV.7) :** Coefficient d'atténuation massique des photons dans le plomb en fonction de l'énergie. Les coefficients d'atténuation massique pour l'effet photoélectrique ( $\mu_{ph}/\rho$ ), l'effet Compton ( $\mu_C/\rho$ ), et la création de paires ( $\mu_{paire}/\rho$ ) sont indiqués séparément.

#### IV.2.2. Epaisseur massique de l'absorbant

En ce qui concerne le coefficient d'atténuation massique, la loi d'atténuation de la formule (IV.12) prend désormais la forme suivante :

$$N_t(x) = N_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x} \quad (\text{IV.16})$$

Qui donne le nombre de photons transmis  $N_t$ . Alors que l'intensité transmise  $I_t$  est donnée par :

$$I_t(x) = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x} \quad (\text{IV.17})$$

où  $I_0$  représente l'intensité de faisceau de photons incidents.

Le produit  $\rho x$  connu sous le nom d'épaisseur massique de l'absorbant ( $\text{g.cm}^{-2}$ ), est désormais un paramètre important qui détermine son degré d'atténuation. Historiquement, les unités d'épaisseur massique étaient en  $\text{mg.cm}^{-2}$ . Ce choix permet de déterminer l'atténuation

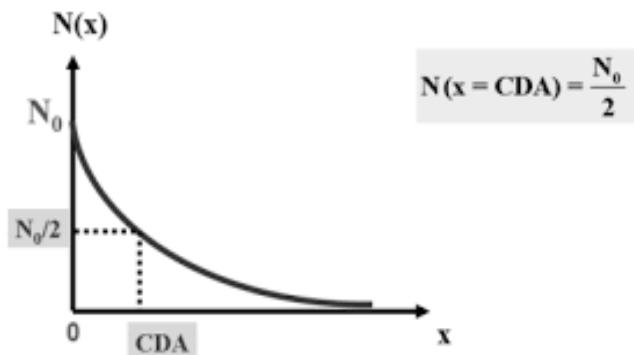
des photons sans avoir l'obligation de connaître la nature et l'état physique du matériau l'absorbant.

#### **IV.2.3. La couche de demi-atténuation**

On appelle couche de demi-atténuation (*CDA*) ou épaisseur moitié ( $x_{1/2}$ ) exprimé en cm l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 (diminuer de moitié) le nombre de photons incidents (ou bien leur énergie d'incidence) :

$$CDA = x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (IV.18)$$

La figure (IV.8) représente la variation de l'atténuation d'un faisceau de photons en fonction de l'épaisseur du matériau traversé, et définit également la *CDA*.



**Figure (IV.8) :** Atténuation du faisceau de photon en fonction de l'épaisseur x.

Les rayons  $\gamma$  et  $X$  sont dans le domaine des applications cliniques, très souvent caractérisés par leur *CDA*, plutôt que par leur énergie. La *CDA* détermine la qualité du rayonnement.

On peut définir également le libre parcours moyen  $R$  des photons dans le matériau absorbant par :

$$R = \frac{1}{\mu} = 1,44 \text{ CDA} \quad (IV.19)$$

Après ma traversée de  $n$  *CDA*, le faisceau est atténué d'un facteur  $1/2^n$ . Comme  $2^{10}=1024$ , on peut considérer qu'après la traversée d'un écran égal à 10 *CDA*, le faisceau de photon de trouve approximativement atténué d'un facteur 1000.

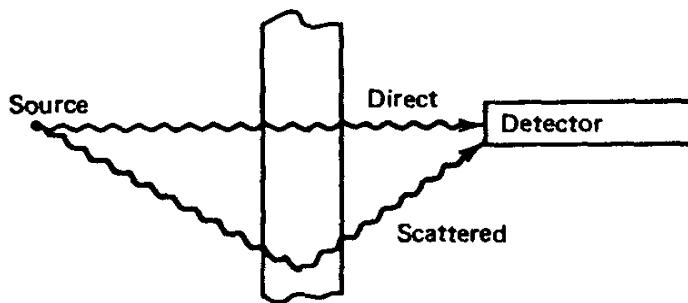
On utilise ainsi l'épaisseur dixième, qui ne laisse passer que 10% des photons incidents:

$$CDA = \frac{\ln 10}{\mu} \quad (IV.20)$$

#### IV.2.4. Accroissement (Buildup)

L'expérience d'atténuation des rayons gamma, dans laquelle les rayons gamma sont collimatés en un faisceau étroit avant de frapper l'absorbeur, est parfois caractérisée comme une mesure de «faisceau étroit» ou de «bonne géométrie».

La caractéristique essentielle est que seuls les rayons gamma de la source qui échappent à l'interaction dans l'absorbeur peuvent être comptés par le détecteur. Les mesures réelles sont souvent effectuées dans des circonstances différentes, comme montrer ci-dessous dans la figure (III.9) où la collimation étroite des rayons gamma est absente.



**Figure (IV.9) :** Phénomène d'accroissement (buildup).

Désormais, le détecteur peut répondre soit aux rayons gamma émis directement depuis la source, soit aux rayons gamma qui atteignent le détecteur après s'être diffusés dans l'absorbeur, soit à d'autres types de rayonnement photonique secondaire. De nombreux types de détecteurs ne pourront pas faire la distinction entre ces possibilités, de sorte que le signal du détecteur mesuré sera plus important que celui enregistré dans des conditions équivalentes de «bonne géométrie». Les conditions qui conduisent à la simple atténuation exponentielle de l'équation (IV.12) sont donc violées dans ce «large faisceau » ou « mauvaise géométrie » en raison de l'apport supplémentaire des rayons gamma secondaires, donc cela peut augmenter le signal au niveau du détecteur. Ce phénomène est appelé accroissement (ou buildup). Cette situation est généralement gérée en remplaçant l'équation (IV.12) par ce qui suit:

$$\frac{I}{I_0} = B(t, E_\gamma) e^{-\mu t} \quad (IV.21)$$

où le facteur  $B(t, E_\gamma)$  est appelé facteur d'accroissement. L'exponentielle est conservée pour décrire la variation majeure du taux de comptage des rayons gamma avec l'épaisseur de l'absorbeur, et le facteur d'accroissement est introduit comme une simple correction multiplicative, donc l'absorption des rayons gamma suit toujours une relation exponentielle avec l'épaisseur de l'absorbeur, mais elle est modifiée par le facteur d'accumulation.

L'amplitude du facteur d'accroissement dépend du type de détecteur de rayons gamma utilisé. L'accroissement dépend également de la géométrie spécifique de l'expérience. À titre indicatif, les facteurs d'accroissement pour les absorbeurs épais ont tendance à être à peu près égaux à l'épaisseur de l'absorbeur, mesurée en unités de libre parcours moyen des rayons gamma incidents. Ceci est fourni à condition que le détecteur réponde à une large gamme d'énergies gamma.