

INTERACTIONS ENTRE RAYONNEMENTS ET MATIERE

On appelle interaction entre rayonnements et matière **tout phénomène se produisant lorsqu'un rayonnement traverse un milieu quel qu'il soit**. Le rayonnement peut être chargé ou non, avoir une masse au repos ou non.

1. INTERACTIONS DES PARTICULES CHARGEES AVEC LA MATIERE

1.1. Phénomènes élémentaires

Une particule chargée qui passe au voisinage d'un atome peut interagir en lui conférant une partie de son énergie cinétique. L'interaction peut avoir lieu soit avec le cortège électronique, soit avec le noyau.

1.1.1. Interaction avec un e^- de l'atome cible

Bien que ce phénomène soit décrit à l'aide du terme "collision", il n'y a pas nécessairement contact mécanique entre l' e^- incident (ou la particule chargée) et l' e^- de l'atome cible. Néanmoins, les phénomènes résultants de cette interaction électrostatique de durée très brève peuvent s'apparenter à une collision par leur caractère explosif, par exemple l'émission isotrope des phénomènes observés.

Il convient de comparer l'énergie cinétique de l' e^- incident (Q) à l'énergie de liaison (W) de l' e^- lié à l'atome.

- Si $\Delta Q > W$: l' e^- de la cible est éjecté de son orbite par interaction électrostatique et emporte, au plus, l'énergie cinétique $Q - W$. L'atome cible est alors ionisé (d'où le nom de rayonnements ionisants). Selon l'énergie cinétique de l' e^- secondaire éjecté, cet e^- peut, à son tour, créer des ionisations à distance : il faut que $Q - W > W'$ (énergie de liaison des $e^- = W'$ ou W selon les couches de l'atome). Les phénomènes ayant lieu lors du retour à l'état fondamental de l'atome cible seront décrits dans l'étude de l'effet photoélectrique.

- Si $\Delta Q < W$: l' e^- de l'atome cible reçoit une énergie insuffisante pour l'arracher de sa couche et le porter à un niveau énergétique supérieur : l'atome cible est dit "excité". L'énergie transférée est secondairement dissipée sous forme thermique ou sous forme d'émission électromagnétique de faible énergie.

- Si $\Delta Q \ll W$: l'énergie de l' e^- incident est transférée sous forme thermique à l'atome ou à la molécule qui porte l'atome : énergie de translation, rotation, vibration.

Sur le plan quantitatif, l'énergie moyenne que doit perdre la particule incidente (l'e⁻) dépend du milieu cible. En biologie, le milieu essentiel est l'eau. Une ionisation nécessite le transfert de 16 eV. Statistiquement, il se produit 3 excitations pour une ionisation avec, en outre, un nombre important de transferts thermiques. Ces phénomènes qui accompagnent l'ionisation consomment également 16 eV en moyenne. Au total, ce sont 32 eV qui sont consommés, en moyenne, par ionisation, donc par paire d'ions créés. Dans l'air, cette énergie moyenne vaut 34 eV.

Ce qui vient d'être décrit au niveau d'une seule ionisation se reproduit un grand nombre de fois sur le parcours de la particule. Cette dernière transfère donc une certaine quantité d'énergie par unité de longueur. Cette perte d'énergie spécifique représente un pouvoir d'arrêt linéique du milieu. Dans le cas de l'interaction de la particule incidente avec les e⁻ du milieu, cette perte est proportionnelle à :

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 \frac{m}{E} n Z$$

z charge de la particule. Sachant que $z = -1 \times e$ (pour l'e⁻), $1 \times e$ (pour le e⁺), $2 \times e$ (pour alpha) ou $n \times e$ (pour un noyau de recul)

m masse de la particule

E énergie de la particule

n nombre d'atomes du milieu par unité de volume

Z nombre de protons de l'atome.

En fait, le produit nZ représente le nombre d'e⁻ par unité de volume du milieu, donc une caractéristique de la probabilité d'interaction avec le milieu, qui est relié à ρ (masse volumique).

Quand m augmente, l'énergie perdue par unité de longueur est plus importante (l'arrêt est plus facile) et l'arrêt est inversement proportionnel à E (énergie incidente).

Cette quantité d'énergie perdue par unité de parcours de la particule est transférée au milieu et on parle de **Transfert d'Énergie Linéique** (TEL) qui s'exprime classiquement en keV/μm.

Comme chaque interaction, ionisation, consomme une même quantité moyenne de l'énergie de la particule incidente, il est possible de calculer le nombre de paires d'ions créés par unité de longueur. On parle de **Densité Linéique d'Ionisation** (DLI) en paire d'ions par μm soit :

$$TEL = DLI \times W$$

Puisque les particules chargées perdent leur énergie progressivement en pénétrant dans la matière, leur parcours est fini. Les interactions ayant un caractère aléatoire, on obtiendra un parcours moyen déterminé de façon statistique pour que l'intégrale des pertes d'énergie soit égale à

l'énergie initiale :

$$\text{TEL} = -\frac{dE}{dx} \quad \text{donc} \quad dx = -\frac{dE}{\text{TEL}}$$

$$\int_0^R dx = \bar{R} = \int_{E_0}^0 -\frac{dE}{\text{TEL}} = \int_0^{E_0} \frac{1}{\text{TEL}} dE$$

Enfin, nous avons vu que le TEL est inversement proportionnel à E, donc le TEL augmente quand E diminue. Cette augmentation est toutefois limitée par la quantité d'énergie qui reste à dissiper et le TEL retombe rapidement à zéro.

1.1.2. Interactions avec le noyau de l'atome cible

Nous avons vu, lors du chapitre sur les RX, que, sous l'effet des interactions électrostatiques, l'e⁻ incident est dévié de sa trajectoire avec une perte d'énergie tandis qu'un photon est émis avec, comme valeur d'énergie, la différence E_{e⁻ incident} - E_{e⁻ dévié}.

Cette perte énergétique intervient également au cours du parcours de la particule dans la matière. On peut donc également décrire un pouvoir d'arrêt par freinage qui est proportionnel à :

$$-\frac{dE}{dx} \propto E^n Z^2 \frac{1}{A}$$

avec $n = 1 +$

$\frac{1}{A}$ = nombre d'atomes par unité de volume

L'énergie dissipée par unité de temps dans le cas du rayonnement de freinage est fonction de

$$\frac{dE}{dt} \propto \frac{z Z^2}{m}$$

z = charge particule

Z = charge noyau

m = masse particule

Donc, cette énergie est d'autant plus faible que la particule incidente est plus lourde. La charge de la particule intervient peu puisqu'elle est égale à 1 x e⁻ ou 2 x e⁻, en valeur absolue alors que la masse varie de 1 à 1860 ou 4 x 1860 ou plus s'il s'agit d'un noyau.

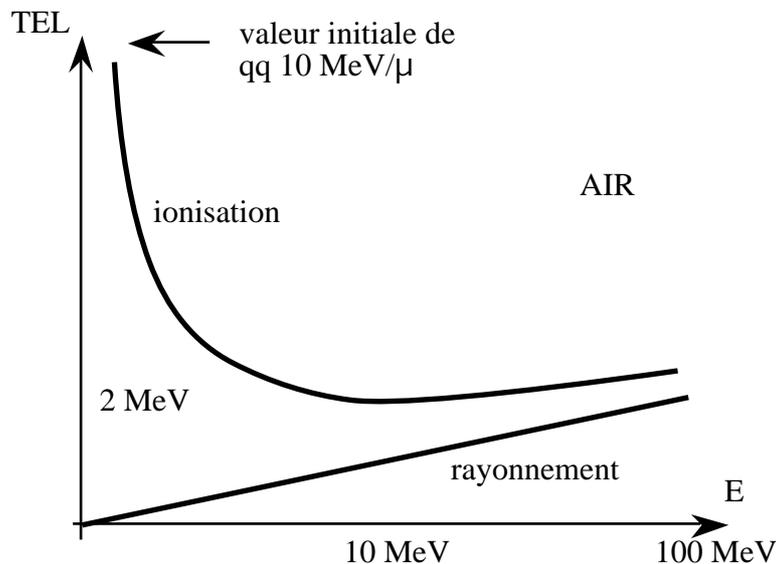
1.1.3. Importances respectives des interactions par ionisation (avec e⁻) et par rayonnement (avec le noyau)

On peut “démontrer” à partir de formules très complexes que la relation entre les T.E.L. dus à l’ionisation (cortège électronique) et au rayonnement (noyau) est donnée par :

$$TEL_{\text{rad}} = \frac{Z E}{800} TEL_{\text{ion}} \quad (E \text{ en MeV})$$

Dans l’eau, Z = 8 pour l’oxygène, donc un rayonnement de E = 1 MeV (très énergétique) ne produit que 1% du TEL par rayonnement.

Une relation plus précise donne les valeurs relatives.



1.2. Cas des e⁻ et des e⁺

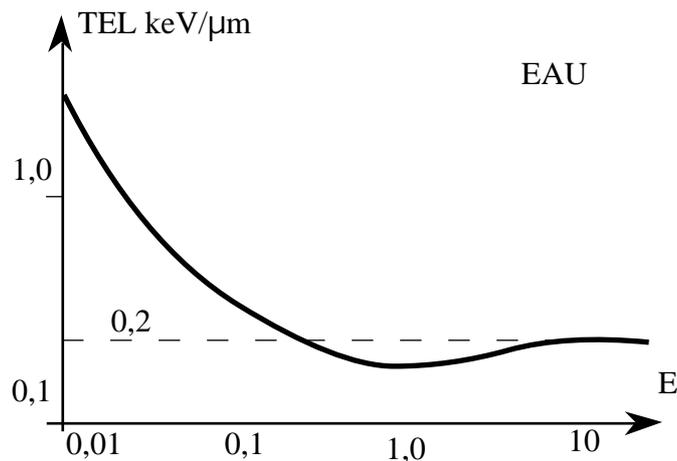
D’après ce que nous venons de voir au paragraphe précédent, lorsque l’énergie des électrons (+ ou -) est inférieure à 100 MeV, les pertes d’énergie se forment essentiellement par ionisation. Dans l’eau, le TEL est faible et diminue quand l’énergie cinétique de l’e[±] augmente pour atteindre un plateau après 1 MeV.

On a alors :

$$TEL = 0,25 \text{ keV}/\mu\text{m} \quad \text{donc} \quad DLI = 8 \text{ paires d'ions}/\mu\text{m} (= 250 / 32)$$

Dans le cas du tritium, dont l’énergie est de 8 keV et le TEL de l’électron 2 keV/μm, le parcours est d’environ 4 μm en moyenne, d’où son utilisation en autoradiographie.

La loi expérimentale est représentée par la courbe :



La trajectoire est en ligne brisée à cause des transferts d'énergie par collision ou freinage et la particule s'arrête après épuisement de l'énergie cinétique. La longueur de la trajectoire est donnée par une relation empirique qui lie L en cm à $E/2$ en MeV (par exemple, un électron d'énergie 3 MeV peut parcourir 1,5 cm). Donc, en raison du trajet en ligne brisée, la pénétration moyenne est inférieure à L . Ce parcours diminue quand Z augmente. Le produit $L \times$ (fonction de la densité d'électrons) est constant pour une énergie donnée.

1.3. Cas des protons et des particules α

Il s'agit de particules massives par rapport à l' e^- et, aux énergies que nous considérons (autour du MeV), les transferts d'énergie ont peu d'influence sur la trajectoire : la diffusion est élastique et il n'y a pas de rayonnement de freinage (dans la formule dE/dt , le terme z^2 est multiplié par 4 mais le terme de masse est multiplié par 4×1860 !).

A énergie cinétique égale, ces particules sont beaucoup plus lentes que les e^- , comme le TEL est proportionnel à m/E , soit $1/v^2$, il est donc beaucoup plus élevé que pour les e^- .

Par exemple, à une énergie de 4 MeV, les e^- ont une vitesse proche de c tandis que :

$$v = 14\,000 \text{ km/s} \quad \text{En général, } v = 14\,000 - 35\,000 \text{ km/s}$$

$$v_p = 28\,000 \text{ km/s}$$

Le TEL est de l'ordre de 150 keV/ μm (0,25 keV/ μm pour e^-)

Le DLI est de l'ordre de 1400 à 4500 paires d'ions/ μm (8 pi/ μm pour e^-).

En supposant le TEL constant, les trajectoires rectilignes ont une longueur faible donnée par

$$L = \frac{E}{\text{TEL}} \quad \text{où } E \text{ est en KeV et le TEL en KeV}/\mu\text{m}, L \text{ en } \mu\text{m}.$$

Le TEL étant lui-même fonction de l'énergie, on aboutit à la formule empirique suivante :

$$R = 0,318.E^{1,5}$$

avec R en cm dans l'air et E en MeV et en sachant que, pour une énergie donnée, le produit $R \cdot \rho$ est approximativement constant.

Par exemple, pour le Polonium :

$$E = 5,3 \text{ MeV}$$

$$R = 50 \mu \text{ dans l'eau et } 4 \text{ cm dans l'air}$$

(on retrouve le facteur 1000 entre les densités).

En raison de la profondeur de pénétration limitée, le nombre d'ionisations moyen est statistiquement déterminé dans l'air par :

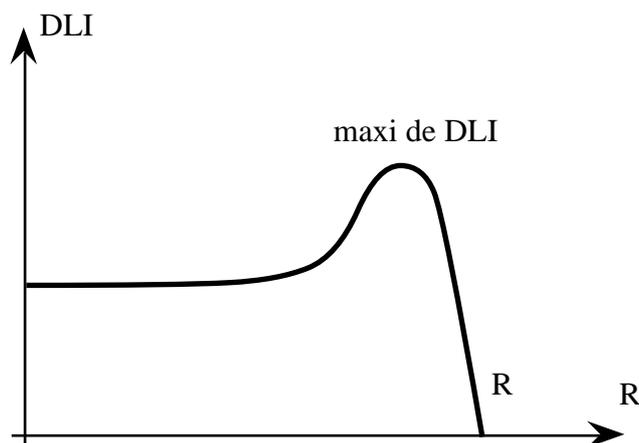
$$\text{nb paires} = \frac{E}{\bar{W}} = \frac{E}{34} \quad 29\,000 \text{ paires d'ions par MeV}$$

comme on a vu que le TEL diminue quand l'énergie augmente, donc idem pour DLI.

$$\text{Ex dans l'air : } 75\,000 \text{ paires d'ions/cm} \quad (E = 1 \text{ MeV})$$

$$26\,000 \text{ paires d'ions/cm} \quad (E \gg 6 \text{ MeV})$$

Or, la particule perd de son énergie au fur et à mesure de son parcours, donc la DLI augmente avec le parcours, jusqu'au moment où la particule n'a plus d'énergie cinétique. On décrit cette évolution par la courbe de Bragg.



Ainsi, la distribution spatiale des ionisations dans la chambre à bulles prend l'aspect de trace rectiligne épaisse avec le maximum d'ionisations à la fin.

Tableau récapitulatif de la pénétration des particules chargées ; exemple de l'énergie cinétique nécessaire pour parcourir 5 cm dans l'eau :

Particules	E (MeV)
p^+	79
d^+	108
He^{++}	297
C^{6+}	1752
Ne^{10+}	3420

On constate que, plus la particule est lourde et chargée, plus elle a un parcours petit pour une énergie donnée.

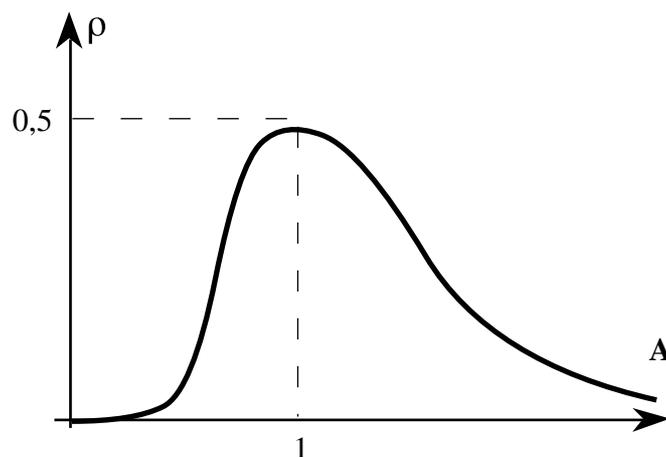
2. INTERACTION DES NEUTRONS AVEC LA MATIERE

En raison de leur charge nulle, les neutrons ont une interaction négligeable avec les e^- de la matière traversée. Leur énergie cinétique est peu à peu absorbée par les noyaux selon deux types d'interactions, fonction de la vitesse des neutrons.

2.1. Neutrons "rapides"

On parle de neutrons rapides lorsque l'énergie est supérieure à 1 000 eV. Le ralentissement se fait "par diffusion élastique", c'est-à-dire que l'énergie cinétique perdue par le neutron se retrouve sous forme d'énergie cinétique dans le noyau heurté, appelé noyau de recul et qui, lui, va produire des ionisations. Selon le type d'élément heurté, ce type de transfert d'énergie peut être plus ou moins important.

L'évolution du rendement de la diffusion élastique (Energie cinétique perdue pendant le choc rapportée à l'énergie cinétique initiale du neutron) est donnée par la courbe suivante :



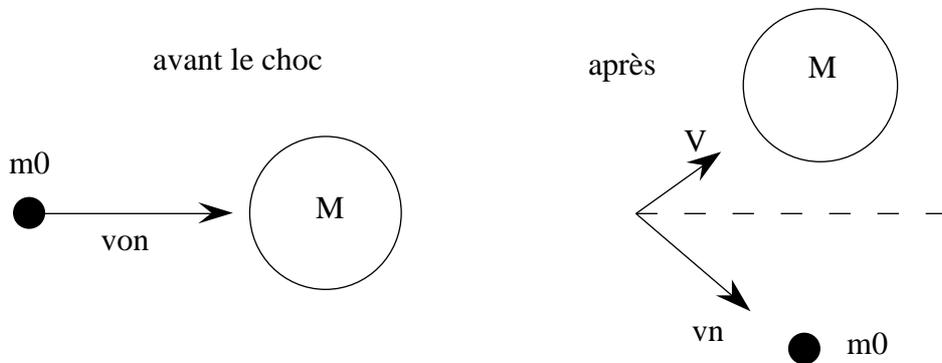
On voit que ρ est très faible pour les éléments lourds sur lesquels le neutron rebondit tandis

que ce transfert est maximum dans l'hydrogène, donc dans l'eau ou la paraffine $[-(\text{CH}_2)_n -]$.

La raison physique est que, pour les atomes lourds, le cortège électronique prend de plus en plus de volume par rapport aux noyaux, qui se trouvent de plus en plus espacés, ce qui fait que la probabilité d'interaction du neutron avec le noyau devient plus faible et que les neutrons rapides sont très pénétrants. Il est d'autant plus facile de donner de l'énergie à un noyau qu'il est plus léger.

Physique de la diffusion élastique

Un neutron de masse m_0 , animé d'une vitesse v_{0n} , heurte un noyau de masse M . Celui-ci devient animé d'une vitesse v dans une direction par rapport à la direction initiale et le neutron perd de l'énergie et prend une vitesse v_n dans la direction par rapport à la direction initiale.



Conservation de l'énergie

$$E_0 = \frac{1}{2} m_0 v_{0n}^2 = \frac{1}{2} m_0 v_n^2 + \frac{1}{2} M V^2$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$m_0 \vec{v}_{0n} = m_0 \vec{v}_n + M \vec{V}$$

$$\text{en X : } m_0 v_{0n} = m_0 v_n \cos \theta + M V \cos \alpha$$

$$\text{en Y : } 0 = m_0 v_n \sin \theta + M V \sin \alpha$$

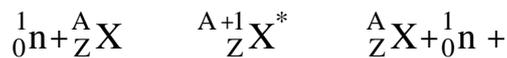
on rappelle que : $\theta < 0$ et que v_n et V sont en valeur algébrique.

Dans le cas où le neutron perd le maximum d'énergie, il se produit un choc frontal au cours duquel le neutron rebondit vers l'arrière ($\theta = \pi$) et le noyau part vers l'avant ($\alpha = 0$). La relation entre les quantités de mouvement devient :

$$v_{0n} = v_n \frac{M - m_0}{M + m_0}$$

On constate que le vitesse du neutron qui rebondit est d'autant plus faible que M/m_0 est petit, donc que M est voisin de m_0 (c'est le cas du proton de l'hydrogène ${}^2\text{H} \# 2 m_0$).

Dans un certain nombre de cas, il se produit des collisions dites non élastiques pendant lesquelles le neutron, au lieu de rebondir sur le noyau, est absorbé puis relâché par le noyau. Il y a alors passage par un noyau intermédiaire excité et donc émission de rayonnement .



2.2. Neutrons lents

Leur énergie est inférieure à 1000 eV et elle est dissipée :

- par capture radiative, c'est-à-dire que le neutron est absorbé au sein du noyau qui devient excité et qui retourne à un état fondamental par émission en général. On parle alors de neutrons thermiques (énergie cinétique de l'ordre de l'eV, cf. température du milieu) et qui sont donc utilisés dans les réactions d'activation nucléaire pour produire des radioéléments artificiels.



- par capture non radiative. Dans ce cas, le noyau excité se stabilise par émission de particules (ou) ou fission nucléaire.

Enfin, les neutrons lents vont donner des neutrons de très faible énergie ($E \# 1$ eV). Leur énergie cinétique est alors de l'ordre de celle liée à la température du milieu, on les appelle les neutrons thermiques.

En résumé, les neutrons n'ont pas d'action ionisante directe puisqu'ils n'interagissent pas en chassant les e^- . En revanche, ils provoquent des ionisations :

- par les noyaux de recul qui, eux, sont chargés (noyaux légers au regard de la classification de Mendeleiev) et qui sont projetés lors des chocs élastiques et qui sont la raison de la grande DLI des neutrons (car ce sont des particules lourdes au regard de l'effet ionisant).

- par les photons émis lors des captures radiatives (voir plus loin).

En outre, les neutrons rapides finissent toujours par devenir des neutrons lents.

Donc, dans une chambre à bulle, la trajectoire elle-même du neutron, n'étant pas ionisante, n'est pas visible. On voit donc les ionisations liées aux noyaux de recul et, *in fine*, la capture radiative. Enfin, le nombre d'ions diminue à chaque interaction.

3. INTERACTION DES RAYONNEMENTS ELECTRO-MAGNETIQUES (X et γ) AVEC LA MATIERE

3.1. Atténuation liée à la propagation du faisceau dans le vide

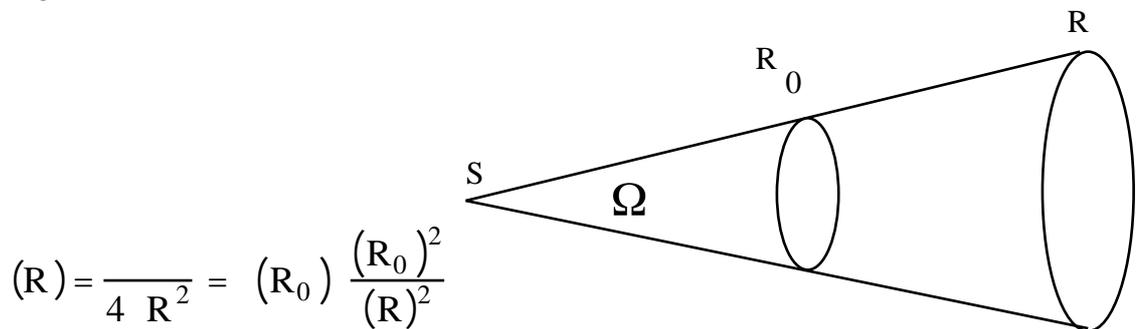
Lorsqu'une source émet un rayonnement, cette émission se fait dans toutes les, ou un ensemble de, directions de l'espace, rarement dans une direction unique de l'espace. Idéalement, on modélise cette émission comme isotrope et homogène (identique dans 4 stéradians) dans le cas de l'émission radioactive. Dans le vide, les photons se propagent sans interaction, donc en ligne droite à partir d'une source.

Si on admet qu'au bout d'un temps t_1 , le flux de photons (quantité/unité de temps) est et que les photons sont à 1 m de la source, ils traversent donc une sphère de rayon $R_0 = 1$, donc une surface $4 \cdot R_0^2$. Au bout d'un temps t , ils sont à une distance R et tous les photons sont conservés, donc ils ont le même flux qui, cette fois, traverse une surface de sphère $4 \cdot R^2$.

Le même nombre de photons traverse donc une surface $(R/R_0)^2$ fois plus grande. Puisque l'on a conservation du flux global, le flux par unité de surface devient :

$$\Phi(R) = \frac{\Phi(R_0) \cdot 4 \cdot R_0^2}{4 \cdot R^2} = \Phi(R_0) \cdot \left(\frac{R_0}{R}\right)^2$$

si R_0 est pris comme distance étalon, on a :

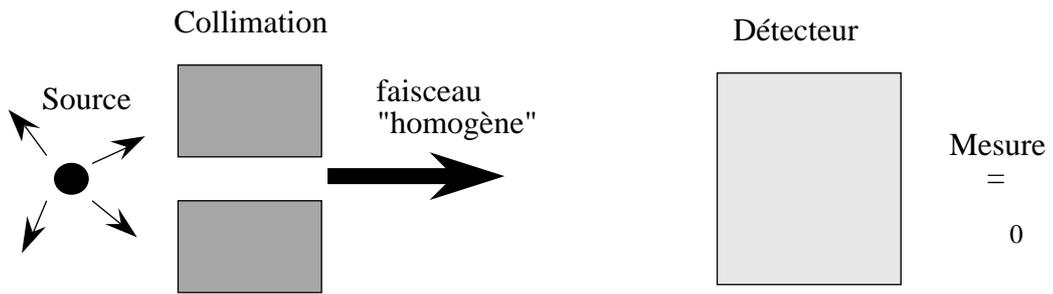


Donc, dans le vide, la densité de photon par unité de surface diminue comme le carré de la distance. Cette loi est fondamentale et interviendra comme règle de radioprotection.

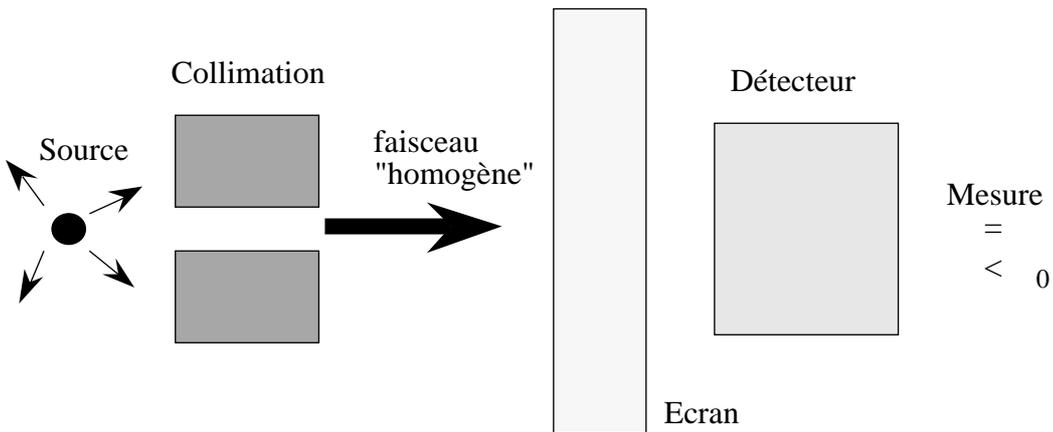
3.2. Atténuation par la matière

3.2.1. Etude expérimentale

Pour l'étude de l'atténuation des rayonnements électromagnétiques par la matière, on suppose que le faisceau est monoénergétique et monodirectionnel. En pratique, on utilise un faisceau collimaté :

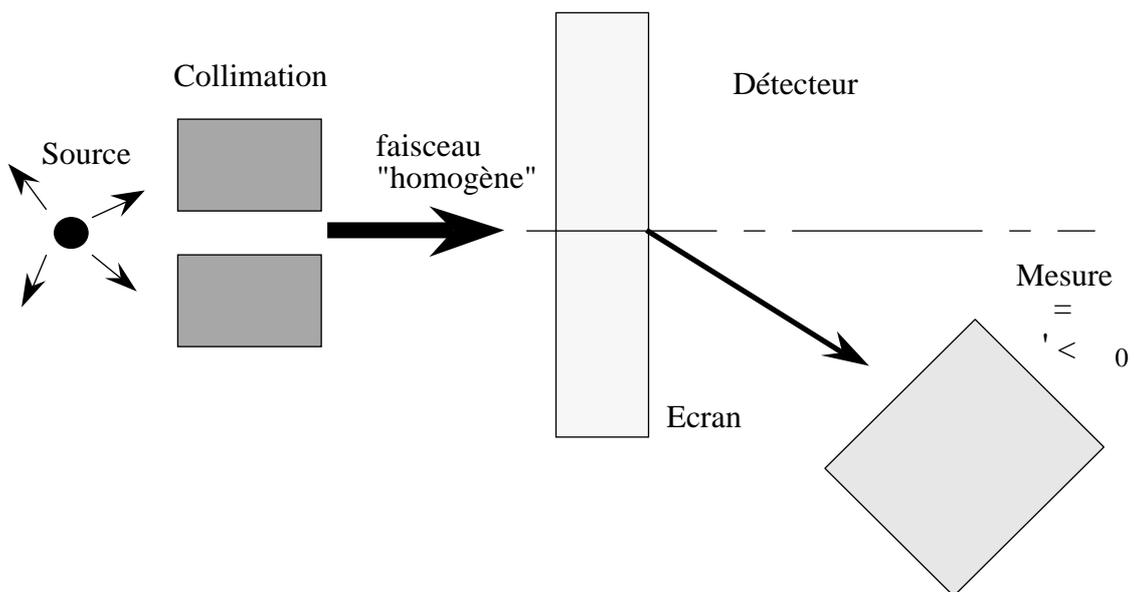


Si on place un écran sur le parcours du faisceau :



On constate que $I < I_0$ et que $I > 0$, donc, contrairement aux particules chargées, les rayonnements électromagnétiques interagissent peu et traversent l'écran. Le faisceau est atténué. Donc, une partie seulement de l'énergie du faisceau est absorbée par l'écran.

Si on déplace le détecteur d'un certain angle par rapport à l'axe du faisceau :



On mesure encore un flux de photons, donc l'écran diffuse le faisceau de photons.

Au total, l'énergie du faisceau incident se distribue en :

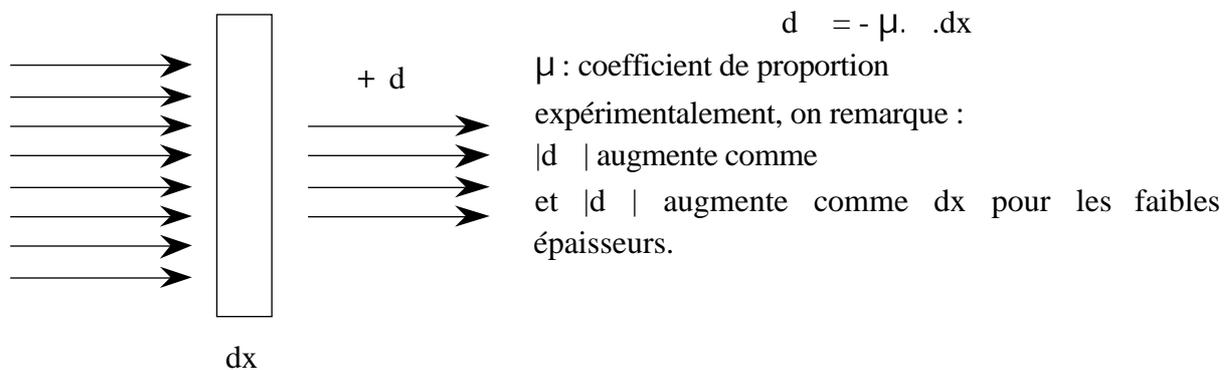
- énergie transmise
- énergie diffusée
- énergie absorbée.

Lorsque l'on modifie l'écran, le flux varie :

- si l'épaisseur ,
- si l'écran est fait dans un autre élément tel que Z ,

3.2.2. Loi d'absorption d'un faisceau transmis

Expérimentalement, on constate que, plus le faisceau incident est abondant, plus il y a d'absorption pour une épaisseur d'écran donnée. On va donc modéliser le phénomène de la façon suivante :



Cette équation différentielle est identique à celle exposée pour la décroissance radioactive ($dN = -\lambda \cdot N \cdot dt$), donc la solution est :

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

Puisque le phénomène décrit se déroule sur une ligne de propagation, μ est appelé **coefficient linéaire d'atténuation**.

Puisque l'exposant de l'exponentielle n'a pas de dimension, on en déduit que la dimension de μ est l'inverse d'une longueur.

3.2.3 Conséquence : couche de demi-atténuation

Pour la radioactivité, on définissait un temps au bout duquel l'activité diminuait de moitié. Similairement, pour l'atténuation, la variable est la distance. On définit donc une distance au bout de laquelle le faisceau est atténué de moitié : la **CDA** (couche de demi-atténuation ou demi-absorption).

Elle est telle que :

$$X_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu}$$

La CDA dépend :

- du milieu absorbant : nature (Z) et état (gaz, liquide)
- de l'énergie des photons

mais ne dépend pas de l'épaisseur déjà traversée par le faisceau (tout comme la probabilité de désintégration ne dépend pas des noyaux qui ont déjà disparu).

⇒ au bout de n CDA, le faisceau a un flux de $\Phi_0/2^n$. De même qu'au bout de 10 périodes, il reste 1/1024ième de l'activité initiale, au bout de 10 CDA, il reste 1/1024ième du faisceau initial.

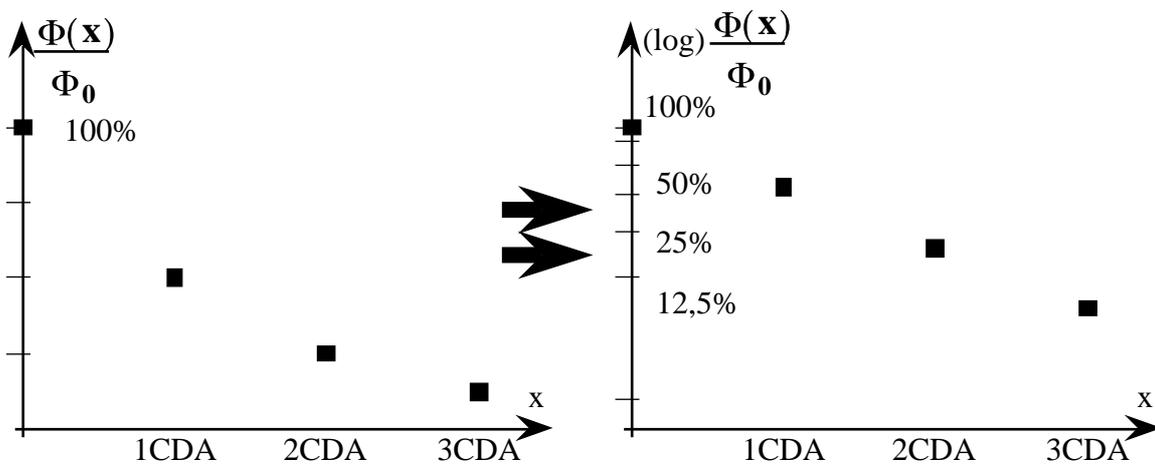
Par exemple, en considérant des photons de 1 MeV, on mesure le coefficient d'atténuation du Pb dont $\mu = 0,79 \text{ cm}^{-1}$, la CDA est donc 0,88 cm. Donc, 8,8 cm de Pb ne laissent transmettre que 10^{-3} du faisceau initial.

3.2.4. Facteurs de l'atténuation

3.2.4.1. Anamorphose linéaire (ou régression semi-log)

$$\ln \left(\frac{\Phi(x)}{\Phi_0} \right)$$

Le graphe $\ln \left(\frac{\Phi(x)}{\Phi_0} \right)$ a une allure monoexponentielle en fonction de l'épaisseur de l'écran :



Comme dans le cas de la décroissance radioactive, il sera possible de linéariser la

représentation de l'atténuation en portant en ordonnée des longueurs proportionnelles au logarithme des valeurs de $\frac{\Phi(x)}{\Phi_0}$, ou $\ln \frac{\Phi(x)}{\Phi_0}$:

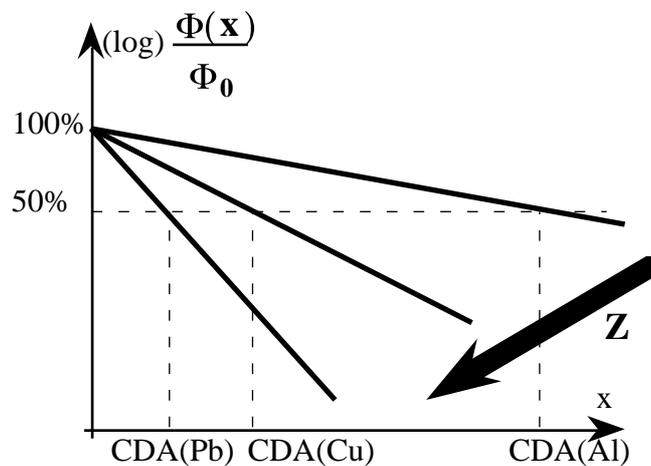
3.2.4.2. Rôle de la matière atténuante

Exemple : Pour un photon de 0,835 MeV, on a

	^{13}Al	^{29}Cu	^{82}Pb
μ (cm^{-1})	0,182	0,578	0,937
CDA (cm)	3,808	1,199	0,740

On voit que μ quand Z et que la CDA

L'allure des courbes d'atténuation est donc :

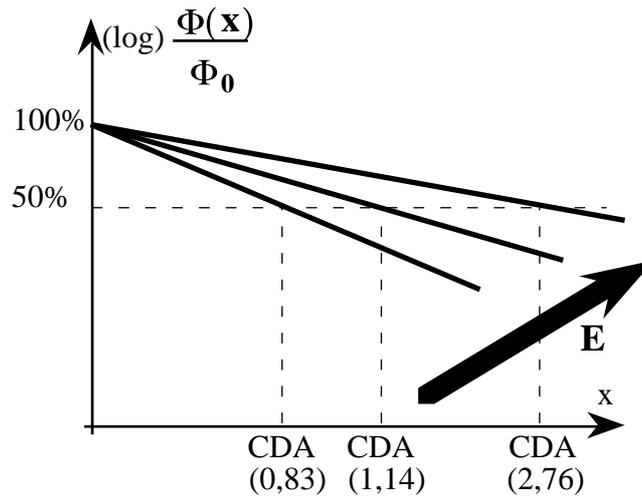


3.2.4.3. Rôle de l'énergie du faisceau incident

Exemple : le ^{82}Pb

	0,835	1,14	2,76
E (MeV)	0,835	1,14	2,76
μ (cm^{-1})	0,937	0,707	0,478
CDA (cm)	0,740	0,980	1,450

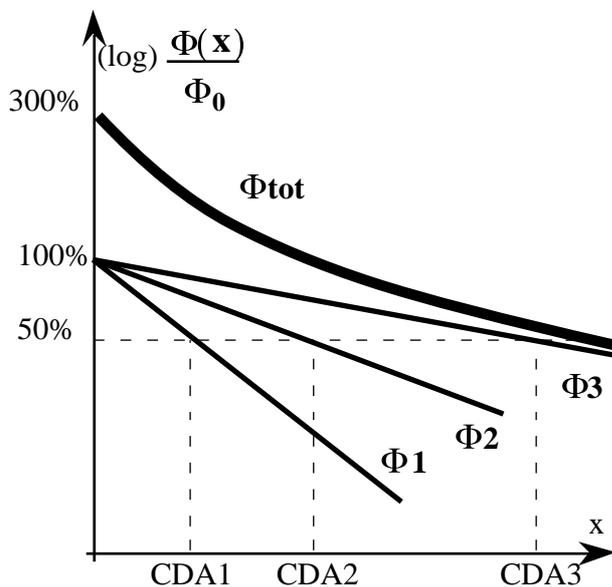
Plus l'énergie , plus le faisceau est pénétrant, μ et la CDA



Dans le cas où le faisceau est polychromatique, chaque rayon d'énergie donnée se comporte vis-à-vis du milieu comme indiqué précédemment : atténuation monoexponentielle. Donc, comme dans le cas du mélange de décroissance radioactive, on aura un mélange d'exponentielles.

Mais, contrairement au cas des décroissances où il n'y a qu'un nombre fini de composants exponentiels, on peut avoir aussi le cas où le mélange comporte une infinité de composants 'ex. des rayons X).

Cas de 3 énergies en proportions de photons égales



Au fur et à mesure de la traversée de l'écran, on constate un enrichissement en élément le plus pénétrant, pour lequel la CDA est la plus grande, comme dans un mélange radioactif, on constate un enrichissement relatif en élément de période longue.

3.2.5. Coefficient massique d'atténuation

Les coefficients linéaires d'atténuation sont colligés dans des tables physiques. Ils sont dépendants de l'état physico-chimique de la matière : gaz, liquide, solide. Pour éviter une trop grande variation des coefficients, les tables sont portées pour le rapport du coefficient linéaire d'atténuation à la masse volumique du matériau : soit le coefficient massique d'atténuation : $\mu/$.

Ce dernier a pour dimension une surface divisée par une masse $L^2.M^{-1}$, l'unité la plus fréquente est le $cm^2.g^{-1}$.

Le sens physique de cette grandeur est celui d'une surface de section offerte aux interactions entre rayonnement et matière par unité de masse de matière traversée.

En reprenant l'exemple précédent d'un rayonnement de 0,835 MeV :

		^{13}Al	^{29}Cu	^{82}Pb	Variations
μ	(cm^{-1})	0,182	0,578	0,937	facteur 5
μ'	(cm^2/g)	0,068	0,065	0,082	facteur 1,2

3.3. Description des interactions élémentaires

Il peut se produire 5 types d'interactions entre un photon et la matière :

- effet photoélectrique
- diffusion simple sans perte d'énergie (Thomson-Rayleigh)
- diffusion avec perte d'énergie (Compton)
- matérialisation (création de paires $e^+ e^-$)
- réaction nucléaire.

3.3.1. Effet photoélectrique

Dans ce processus, l'énergie du photon est totalement absorbée par un électron de l'atome, pas par un électron libre.

Si l' e^- d'interaction était libre, l'écriture du système d'équations de conservation d'énergie et de quantité de mouvement amènerait à trouver que la vitesse acquise par l' e^- vaut 2 fois celle de la lumière, ce qui est impossible.

Il est nécessaire que l'énergie du photon incident soit supérieure à l'énergie de liaison de l' e^- . L'effet photoélectrique se produit principalement pour les e^- les plus profonds possibles. L' e^- éjecté est animée d'une énergie cinétique.

$$E_c = E_o - W_{\text{liaison /couche}}$$

Il épuise alors son énergie en ionisations secondaires, donc dépose cette énergie dans la cible.

Au moment de son éjection, l' e^- est monoénergétique, en accord avec l'énergie de liaison de la couche dont il est issu.

Par exemple : pour la couche K on a :

$W_k = 13,6 \text{ eV}$	pour H
500 eV	pour C et O
73 keV	pour W
88 keV	pour Pb

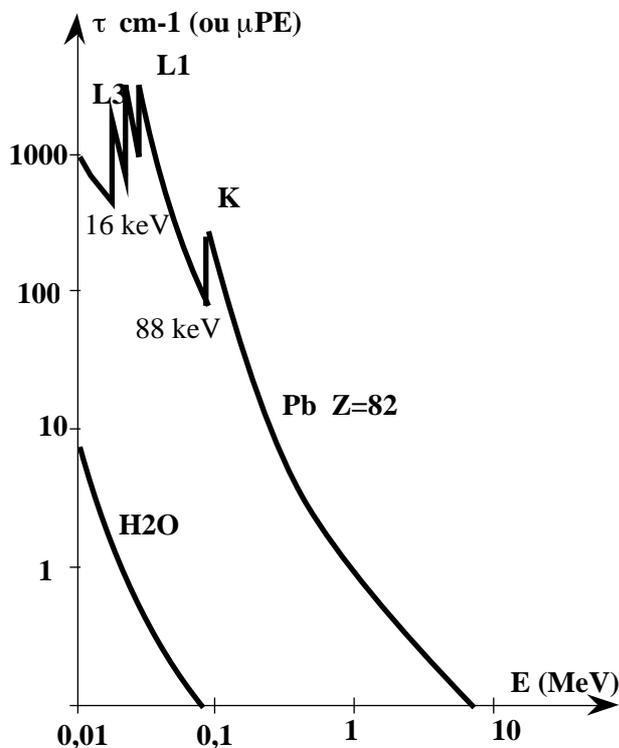
Lors de l'effet photoélectrique, on a vu que l'énergie du photon est absorbée, la quantité d'énergie cédée au milieu est donc :

$$E = h\nu - W_i$$

ce qui correspond à une atténuation du faisceau, spécifique de l'effet photoélectrique. Dans ce cas, le coefficient d'atténuation est noté μ .

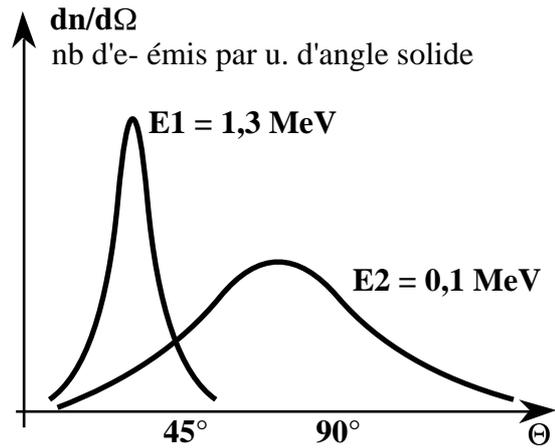
Lorsque l'énergie du photon incident est $< 511 \text{ keV}$ et $> W_k$, ce coefficient est proportionnel à $\frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}}$

et le coefficient massique d'atténuation $\mu_m = \frac{Z^3}{(h\nu)^3}$



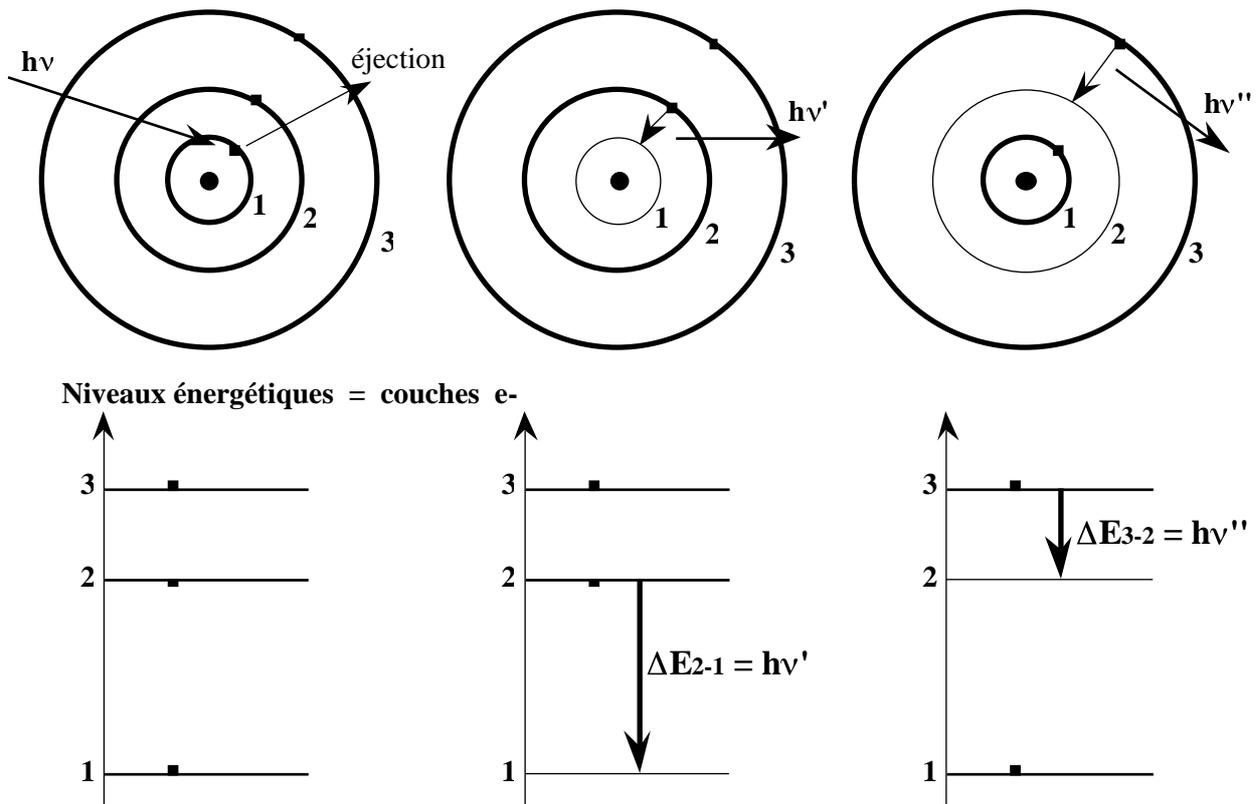
Lorsque l'énergie du photon incident est inférieure ou égale à W_k , on observe des discontinuités de μ lorsque l'énergie du photon est égale aux énergies de liaison des différentes couches. Pour les éléments légers, les énergies de liaison sont faibles ; par conséquent, les énergies des discontinuités sont trop faibles pour pouvoir être observables généralement.

Lors de l'interaction par effet photoélectrique, l'atténuation implique un transfert d'énergie aux électrons. Le photoélectron produit prend des directions privilégiées, distribuées autour d'une valeur qui est fonction de l'énergie du photon incident.



L'e⁻ acquiert une énergie cinétique $E_c = E_0 - W_i = h\nu - W_i$. E_c qui va être dissipée dans la matière en ionisations secondaires car nous sommes ramenés au cas d'une particule chargée interagissant avec la matière. L'ionisation première de l'atome entraîne une excitation puis un retour à l'état de base via **deux types de phénomènes** :

1- Emission de photons de fluorescence

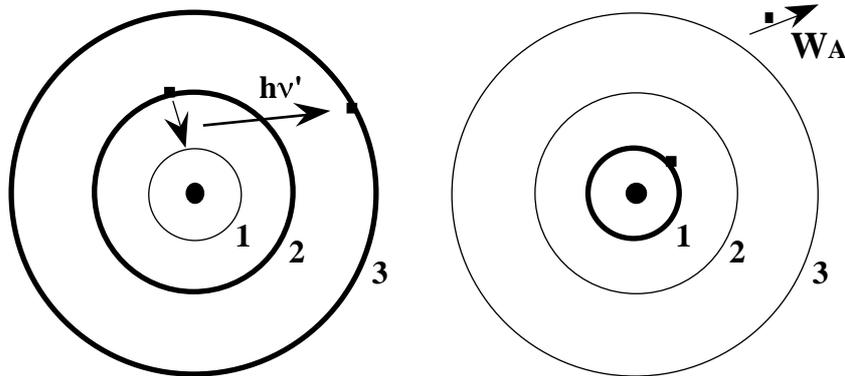


Ces émissions se font en cascade jusqu'à comblement des couches d'énergies les plus négatives (les plus fortes en valeur absolue) donc les plus stables. L'émission de ces photons se

fait dans toutes les directions de l'espace et l'énergie qui est diffusée par fluorescence est voisine de l'énergie de liaison initiale du photoélectron, soit W_K . (attention : différence avec l'énergie du photo-électron lui-même !)

2. Emission d'e⁻ Auger

Une fois l'e⁻ d'une couche profonde émis par effet photoélectrique, il peut arriver que le photon de fluorescence émis soit suffisamment énergétique lui-même pour communiquer son énergie à un électron périphérique dont l'énergie de liaison est faible. C'est une sorte "d'effet photoélectrique interne" avec émission d'un e⁻ monoénergétique.



$$E_{2-1} = W_1 - W_2 = h\nu'$$

$$W_A = h\nu' - W_3 \quad \text{donc} \quad W_A = W_1 - W_2 - W_3$$

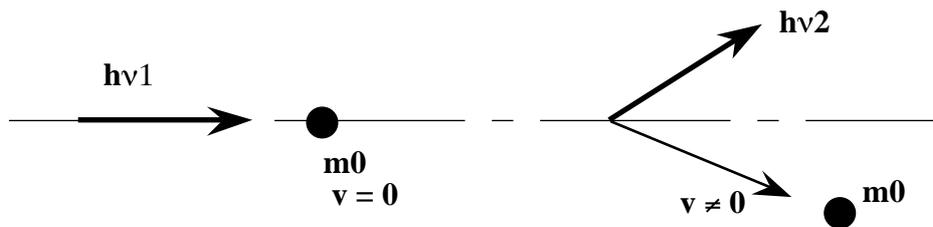
en général, $W_A = W_1 - W_i - W_j$

Cette énergie cinétique, W_A , est rapidement absorbée dans la cible. Ce mode de dissipation de l'énergie initiale entre en compétition avec celui par fluorescence. Il prédomine pour les éléments légers, tels qu'on les trouve dans les milieux biologiques et contribue à augmenter la proportion d'énergie absorbée par rapport à l'énergie diffusée dans la matière au cours de l'effet photoélectrique.

3.3.2. Effet Compton

Au cours des événements d'interaction, il peut arriver que le photon incident interagisse avec un e⁻ faiblement lié (libre ou couche superficielle). Ceci se produit notamment lorsque l'énergie du photon est grande par rapport à celle de l'e⁻.

Dans ce cas, le photon est dévié de sa trajectoire (il est diffusé) avec une perte d'énergie qui est conférée à l'e⁻ :



Le système sera décrit par les équations de :

- conservation d'énergie
- conservation de quantité de mouvement

ce qui fournira la relation :

$$h \nu_2 = \frac{h \nu_1}{1 + \frac{h \nu_1}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}$$

On voit que, pour un $h \nu_1$ donné, ν_2 , donc $\cos \theta$, évolue de façon continue : donc le spectre Compton est continu.

θ varie entre 0 et π , en fait entre $-\pi$ et $+\pi$ par raison de symétrie, donc $\cos \theta$ varie entre $[-1, 1]$ et on décrira un $h \nu_2$ maximum ($h \nu_2 = h \nu_1$, $\theta = 0$) et un $h \nu_2$ minimum ($\theta = \pi$) :

$$h \nu_{2 \text{ min}} = \frac{h \nu_1}{1 + \frac{2 h \nu_1}{m_0 c^2}}$$

Par exemple, pour $h \nu_1 = 50 \text{ keV}$, $h \nu_{2 \text{ min}} = 41,8 \text{ keV}$,

$h \nu_1 = 500 \text{ keV}$, $h \nu_{2 \text{ min}} = 169 \text{ keV}$,

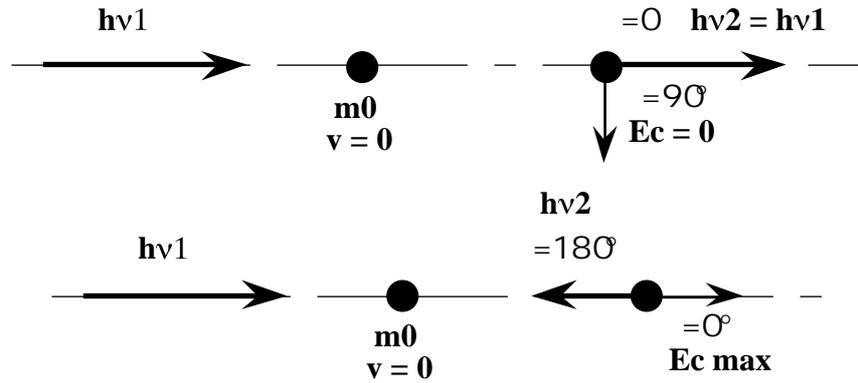
$h \nu_1 = 1 \text{ MeV}$, $h \nu_{2 \text{ min}} = 204 \text{ keV}$.

L'expression de l'énergie acquise par l'électron est complexe, elle varie selon les angles θ et ϕ entre 0 et une valeur maxi de façon continue :

$$E_{c \text{ max}} = \frac{h \nu_1}{1 + \frac{m_0 c^2}{2 h \nu_1}} \quad (< h \nu_1)$$

Dans les 3 exemples précédents, $E_{c \text{ max}}$ vaut : $8,2 \text{ keV}$; $330,9 \text{ keV}$ et $796,5 \text{ keV}$.

Cas extrêmes



$$h_2 = \frac{h_1}{1 + \frac{2h_1}{m_0 c^2}}$$

Dans ce dernier cas :

Donc, entre l'énergie maximum et l'énergie minimum du photon diffusé, on peut déduire qu'il y a un écart qui est indépendant de Z (normal puisqu'e⁻ libre) et indépendant de l'énergie du rayon incident. D'après la formule générale, on a :

$$h_1 = h_2 + \frac{h_1 h_2}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)$$

en divisant par h₁.h₂ :

$$\frac{1}{h_2} = \frac{1}{h_1} + \frac{(1 - \cos \theta)}{m_0 c^2}$$

$$\frac{1}{h_2} = \frac{1}{h_1} + \frac{h (1 - \cos \theta)}{m_0 c^2}$$

soit :

$$\lambda_{\text{max}} = 0,048 \text{ \AA}$$

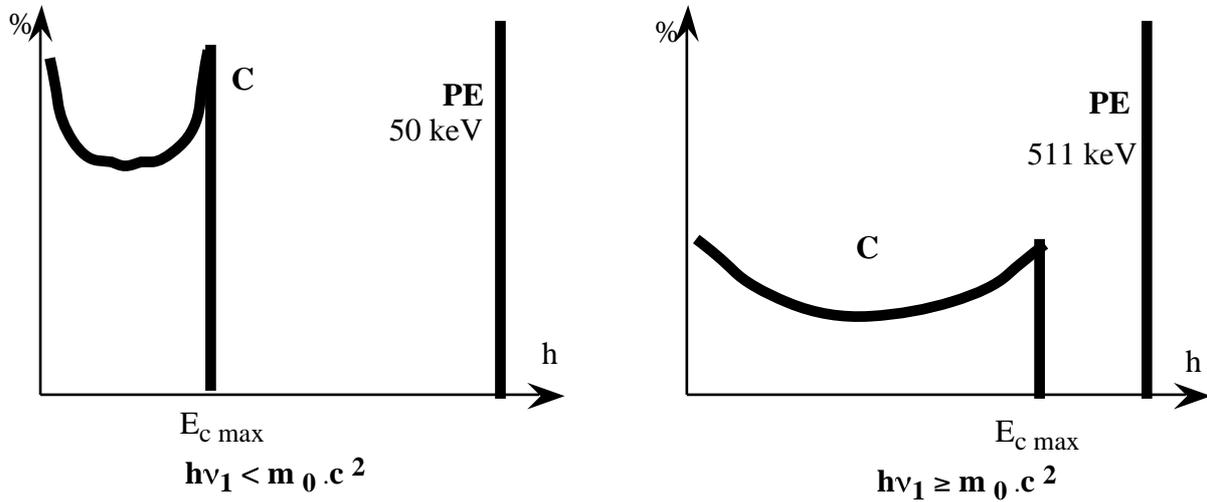
Comme cette valeur est indépendante de λ , elle devient négligeable à partir de 0,1 nm (cela correspond à 5 % de variation relative)

Compton négligeable quand λ est grand (visible)

Comme dans tous les cas précédents, l'e⁻ qui acquiert une énergie cinétique va déposer son énergie dans la matière environnante. Celle-ci est comprise entre 0 et E_{c,max} et la distribution a un aspect parabolique qui laisse un espace libre entre E_{c,max} et h₁, cet espace diminuant en valeur relative, (h₁ - E_{c,max})/h₁, lorsque h₁ augmente.

$$\frac{h_1 - E_{Cmax}}{h_1} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{m_0 c^2}{2 h_1}}$$

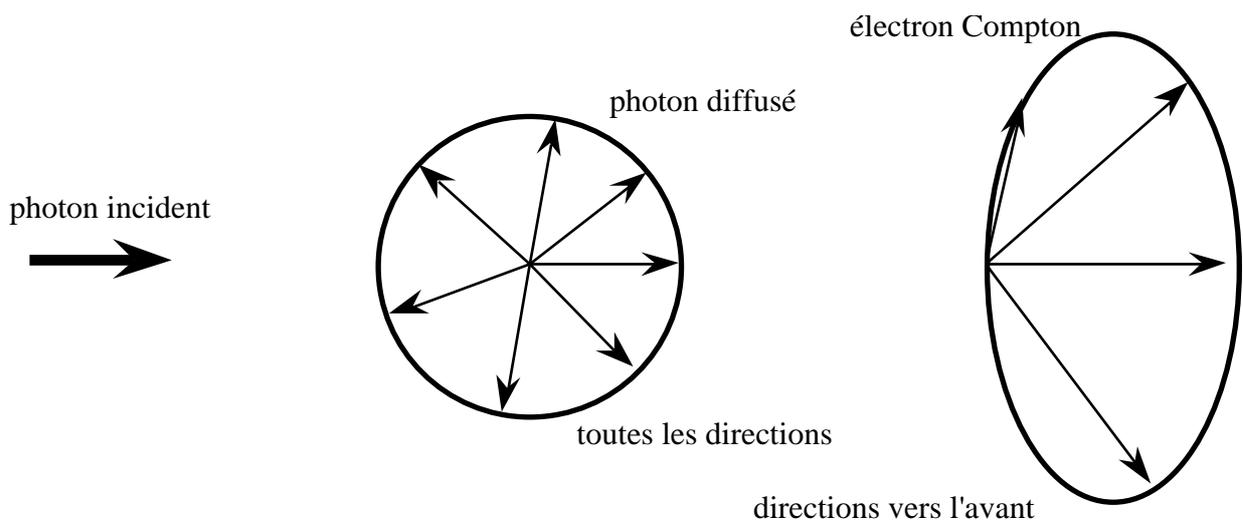
En effet :



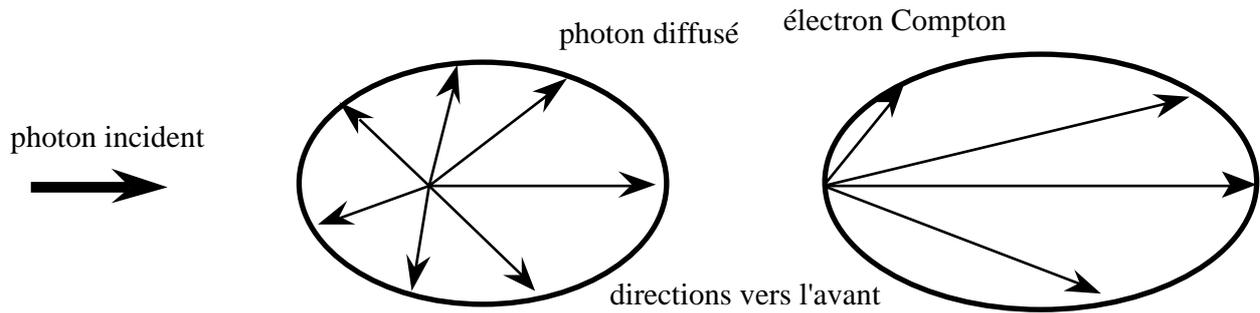
Dans le cas des photons de 50, 500 et 1000 keV, on aura l'espace Compton - PE qui représentera 83,6, 33,8 et 20,4 % du pic PE.

Selon les énergies des photons incidents, toutes les directions de diffusion (h_2 et e^-) ne sont pas équiprobables et on pourra définir des indicatrices montrant la fréquence des directions prises.

A basse énergie :



A haute énergie :



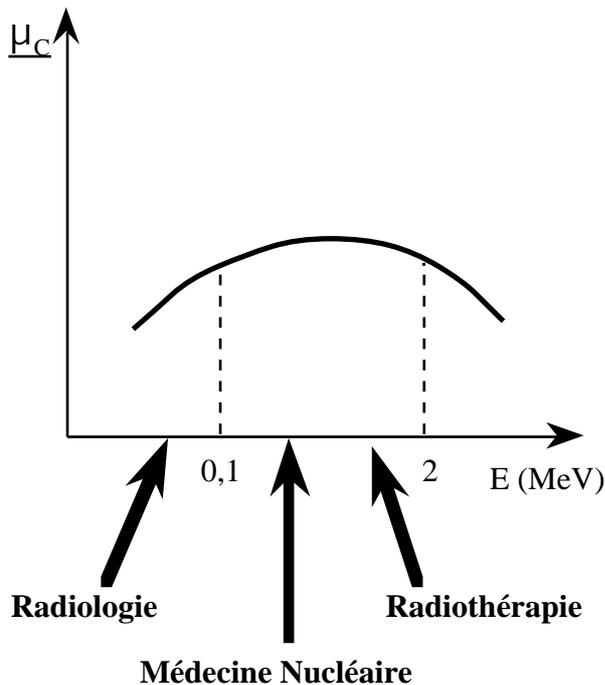
En résumé, le coefficient d'atténuation dû à l'effet Compton pourra être réparti en deux : l'un lié à l'absorption d'énergie (e^- Compton) ajouté à celui lié à la diffusion de l'énergie (h Compton).

On a approximativement :

$$\mu_C \propto \frac{Z}{h}$$

donc l'effet Compton augmente avec Z et diminue avec E,
 mais rapporté à la masse volumique μ_C/ρ est sensiblement indépendant de Z donc de la nature de la matière.

La fonction réelle est plus complexe :



Pour l'eau, μ_C/ρ est sensiblement constant entre 100 keV et 2 MeV, c'est-à-dire à des énergies usuelles en médecine et biologie.

3.3.3. Création de paires

Lorsque l'énergie du photon est supérieure à $2m_0c^2$, la production d'une paire e^+ , e^- est possible. L'expression exacte du seuil énergétique théorique est :

$$E_s = 2m_0c^2 \left(1 + \frac{m_0}{M_0} \right)$$

avec : m_0 = masse e^- et M_0 = masse du noyau au repos.

Cette interaction nécessite la présence d'un champ électrique intense. Elle se produit donc au voisinage du noyau.

L'excédent d'énergie ($h\nu - 2m_0c^2$) est partagée entre l' e^- et l' e^+ .

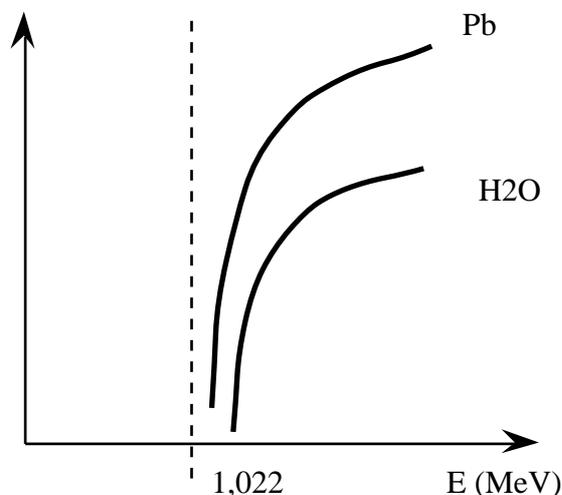
Cette énergie cinétique de l' e^- va être absorbée dans le milieu et celle de l' e^+ va également être épuisée jusqu'à une interaction d'annihilation donnant 2 photons de 511 keV, émis à 180° l'un de l'autre et diffusant hors du milieu.

L'énergie absorbée est donc : $E_0 - 1,022 \text{ MeV}$

L'énergie diffusée est : $2 \times 0,511 \text{ MeV}$

La probabilité de la création de paires, donc le coefficient d'atténuation qui lui est lié est donc nulle pour des énergies $< 1,022 \text{ MeV}$ et ensuite telle que :

$$\mu_{\text{pa}} \propto Z^2 \log(h\nu)$$



3.3.4. Autres effets

Diffusion de Thomson Rayleigh

Le photon incident est absorbé et réémis sans changement de fréquence (imaginer une bille sur une boule de bowling).

Négligeable sauf pour très basses énergies.

Réaction photonucléaire

Le photon incident est absorbé par le noyau et induit une réaction nucléaire.

Photons d'énergie élevée (> 10 MeV).

3.4. Importance relative des effets élémentaires

Le coefficient d'atténuation global est la somme des coefficients d'atténuation liés à l'effet photoélectrique, l'effet Compton et l'effet de création de paires :

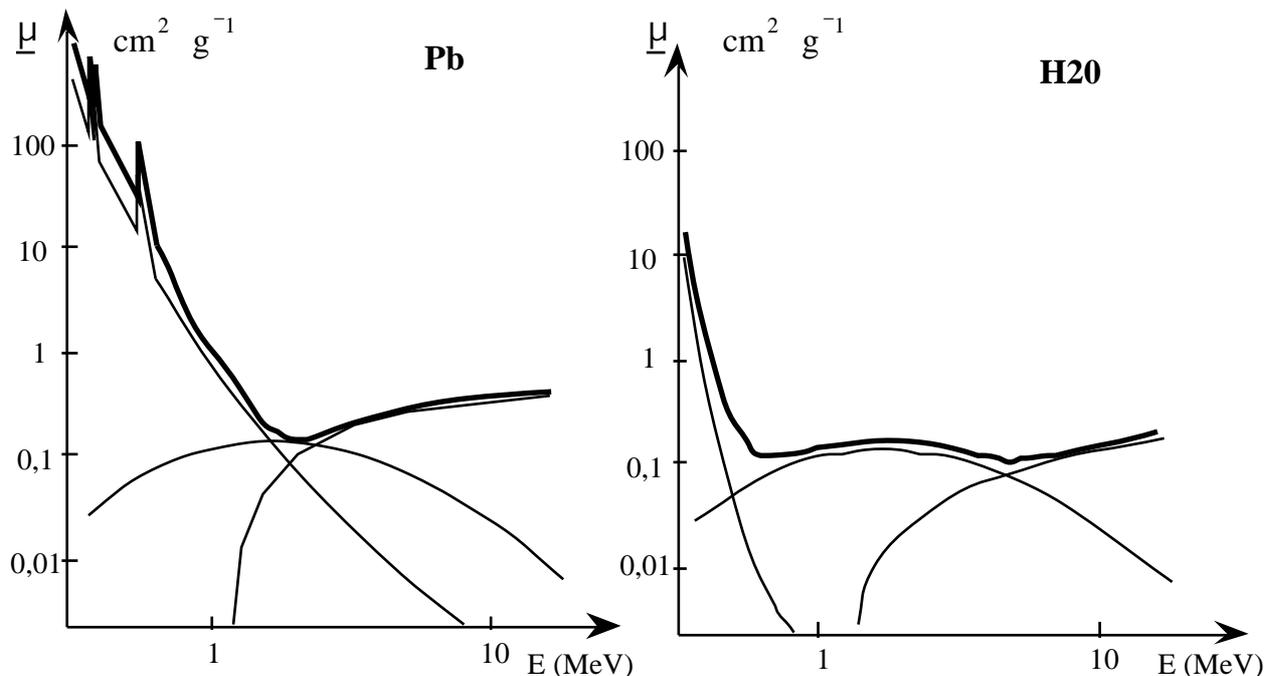
$$\mu = \mu_{pe} + \mu_{c} + \mu_{cp}$$

Le coefficient d'atténuation massique est :

$$\underline{\mu} = \underline{\mu}_{pe} + \underline{\mu}_{c} + \underline{\mu}_{cp}$$

On sait que μ varie en fonction de Z et de E. L'avantage à utiliser le terme $\underline{\mu}$ est d'avoir une fonction à peu près indépendante de Z dans les zones où l'effet Compton est prépondérant.

On a sur un graphique : à Z constant et E variable :



On constate que :

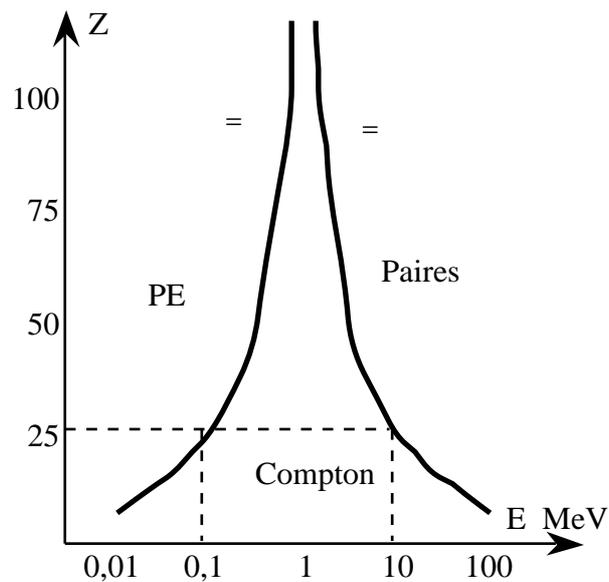
L'effet photoélectrique prédomine à basse E et Z élevé.

L'effet Compton prédomine à Z bas.

La création de paires prédomine à haute énergie et Z élevé.

En radiodiagnostic, l'effet photoélectrique est prédominant dans l'eau, tandis qu'en médecine nucléaire, c'est l'effet Compton, avec un $\mu/$ qui décroît doucement de 100 keV à 5 MeV.

Cette constatation peut être portée sur un graphe de répartition des effets selon Z et E_0 :

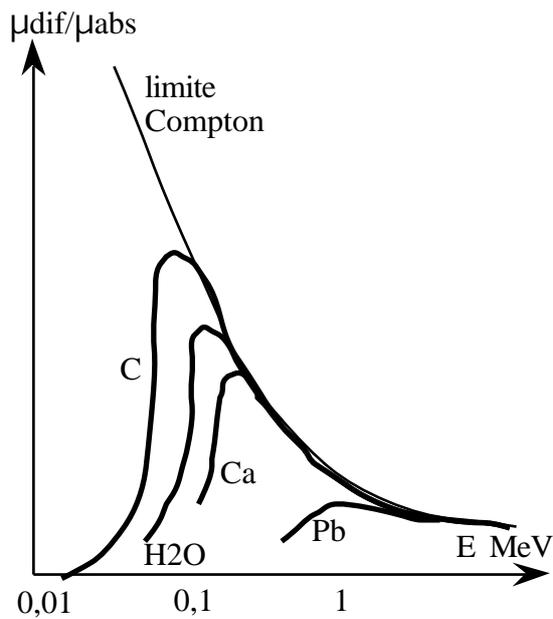


3.5. Importance relative de l'absorption et de la diffusion

L'énergie du rayonnement incident est atténuée par absorption et par diffusion :

$$\mu_{\text{tot}} = \mu_{\text{abs}} + \mu_{\text{dif}}$$

D'après tout ce que nous avons vu précédemment, μ_{abs} et μ_{dif} varient en fonction de Z (matière) et de E (rayonnement), et pas selon la même loi, donc le rapport $\mu_{\text{dif}}/\mu_{\text{abs}}$ évolue en fonction de Z et de E.



Cependant, en partant des basses énergies, on sait que μ tend successivement vers μ_{diff} puis vers μ_{abs} , soit μ_{diff} vers μ_{diff} et μ_{abs} vers μ_{abs} . Comme μ_{diff} est indépendante de Z , le rapport $\mu_{\text{diff}}/\mu_{\text{abs}}$ tend vers une valeur stable, indépendante de Z , déterminée par l'effet Compton.

Dans la matière des milieux biologiques, plus Z plus le diffusé aux énergies $< 0,2$ MeV.

Les problèmes liés à l'énergie diffusée se résument en :

- flou des images en radiodiagnostic
- énergie dissipée de façon incontrôlable en thérapie
- irradiation accidentelle du personnel.

SCHEMA RESUME DE LA SEQUENCE INTERACTIONS

cf. page suivante