

Interaction des particules avec la matière

Eu égard à la diversité des interactions et des caractéristiques des particules, on pourrait penser à priori que la question traitée dans ce chapitre est complexe et requiert un exposé long. En réalité, un examen rapide des libres parcours moyens dans la matière caractérisant chaque type d'interaction, va permettre de simplifier grandement la suite.

Le libre parcours moyen exprime la distance moyenne parcourue par une particule entre deux "chocs" dus à un processus donné. Il correspond à :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n}$$

où :

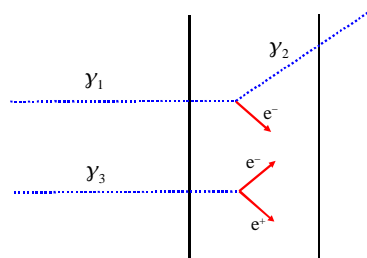
- σ est la section efficace du (ou des) processus considérés ;
- n est le nombre de centres diffuseurs (atomes, noyaux...) par unité de volume de matière . Exemple : $n = \frac{\rho N}{M}$ représente le nombre d'atomes ou de noyaux par unité de volume pour un corps monoatomique ; N étant le nombre d'Avogadro et M la masse molaire .

On peut donner quelques valeurs typiques de λ pour les interactions connues :

- Électromagnétique : $\lambda \leq 1 \mu m$ (particules chargées)
- Forte : $\lambda \geq 1 cm$ (neutrons ,)
- Faible: $\lambda \geq 10^{15} m \simeq 0,1 \text{ année lumière}$ (neutrinos)

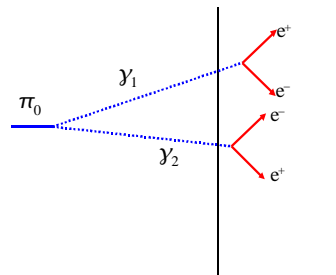
Dun point de vue pratique, un signal exploitable pour la détection de particules (nombre de chocs ≥ 100) ne peut provenir que de l'interaction électromagnétique, donc de particules chargées. Cela ne signifie pas pour autant que les particules neutres sont indétectables. Leur détection doit procéder par étapes : 1) réaction primaire de conversion en particules chargées, 2) interaction des particules chargées secondaires donnant lieu aux signaux dans les détecteurs. Voici quelques exemples choisis qui illustrent bien ce principe :

détection de photons :



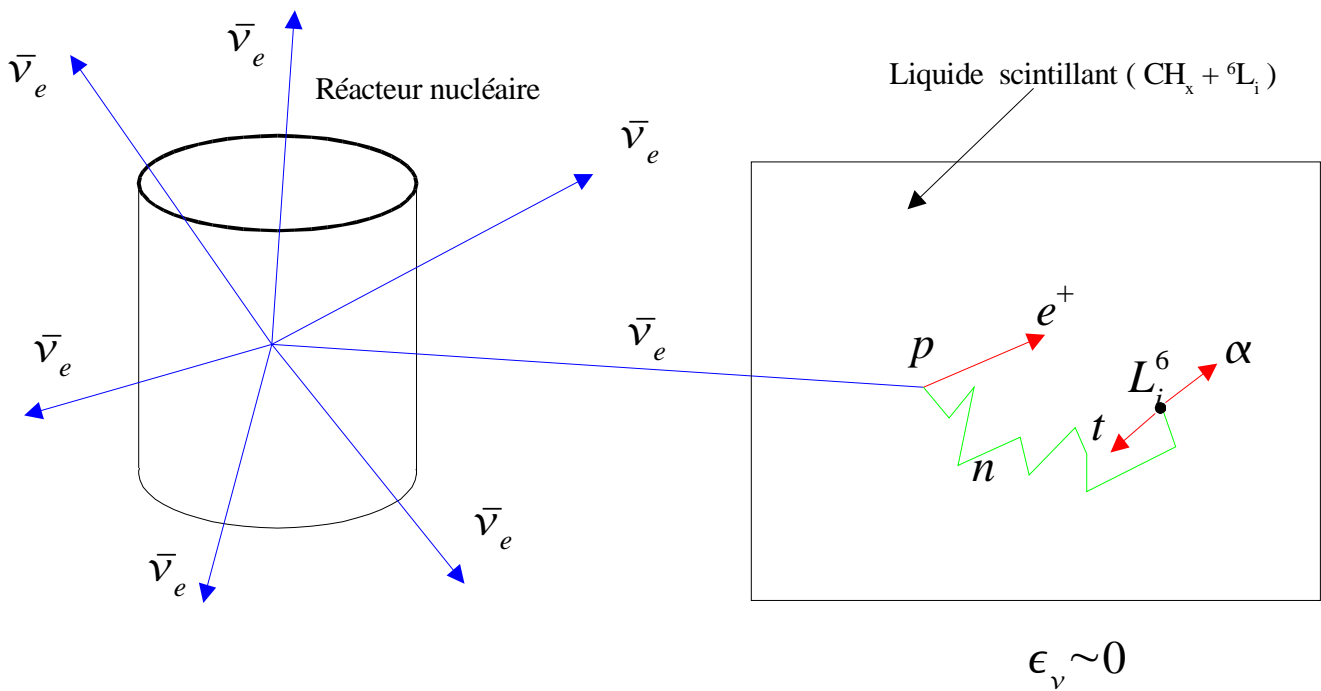
détection de pions neutres :

Un π_0 se désintègre en 2 photons avec une vie moyenne de $8,4 \cdot 10^{-17}$ s .



détection de neutrinos :

Un réacteur nucléaire développant une puissance thermique de 2800 MW , émet environ 130 MW sous la forme de neutrinos . Un détecteur d'environ 1 m^3 placé à environ 20 m du coeur peut espérer enregistrer jusqu'à 100 neutrinos par heure .



La réaction de détection est : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, qui est rapidement ($100 \mu\text{s}$) suivie de la capture du neutron sur un noyau de L_i^6 selon la réaction : $n_{th} + L_i^6 \rightarrow \alpha + t + 4,8 \text{ MeV}$. Les particules chargées produisent des impulsions de scintillation en coïncidence . La signature de détection d'un neutrino correspond à l'enregistrement de deux impulsions lumineuses induites par le positon et la paire $\alpha - t$.

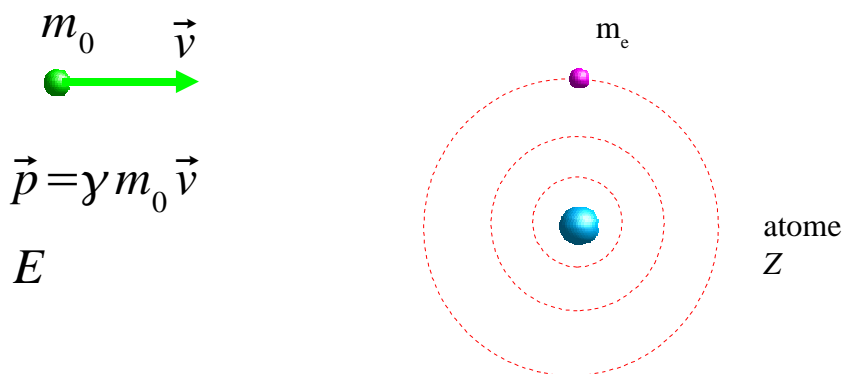
1 Interaction des particules chargées avec la matière :

L'ionisation et l'excitation coulombienne d'atomes sont les processus dominants dans l'interaction de particules chargées avec la matière. Une particule P d'état de charge Z peut provoquer les réactions suivantes :

- $P^{(Z)} + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^* + P^{(Z)}$, suivie par $\text{atome}^* \rightarrow \text{atome} + \gamma$: excitation
- $P^{(Z)} + \text{atome} \rightarrow \text{atome} + e^- + P^{(Z)}$: ionisation
- $P^{(Z)} + \text{atome} \rightarrow \text{atome}^* + e^- + P^{(Z)}$: ionisation et excitation

1.1 Énergie cinétique maximale transférée à un électron d'ionisation :

Nous allons calculer l'énergie cinétique maximale qui peut être transférée par ionisation entre une particule chargée incidente et un électron du cortège électronique :

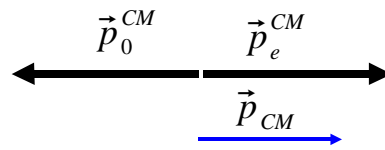


On fait l'hypothèse que la vitesse de la particule incidente est très supérieure à la vitesse orbitale des électrons, c'est à dire : $v \gg \langle v_e \rangle \simeq Z\alpha c$ pour l'orbite la plus profonde, où α est la constante de structure fine ($\alpha = 1/137$). L'électron sera donc considéré au repos dans le choc.

Les règles de la cinématique relativiste permettent de trouver les quantités suivantes :

- $E_{CM} = (m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E)^{1/2}$: énergie disponible dans le centre de masse de la collision, c'est à dire là où $\sum \vec{p} = \vec{0}$ (en unités naturelles $\hbar = c = 1$) ;
- $p_e^{CM} = p \frac{m_e}{E_{CM}}$: quantité de mouvement de l'électron dans le centre de masse ;
- $E_e^{CM} = (E + m_e) \frac{m_e}{E_{CM}}$: énergie totale de l'électron dans le centre de masse ;
- $\gamma^{CM} = \frac{E + m_e}{E_{CM}}$, $\beta^{CM} = \frac{p}{E + m_e}$: facteurs de la transformation de Lorentz du repère du laboratoire vers le centre de masse.

Sachant que la collision est élastique et que l'énergie maximale transférée à l'électron éjecté correspond à la situation suivante dans le CM :



d'où :

$$\begin{pmatrix} E_e^{max} \\ p_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma^{CM} & \gamma^{CM} \beta^{CM} \\ \gamma^{CM} \beta^{CM} & \gamma^{CM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_e^{CM} \\ p_e^{CM} \end{pmatrix}$$

soit :

$$E_e^{max} = \frac{(E + m_e)}{E_{CM}^2} m_e (E + m_e) + \frac{p^2 m_e}{E_{CM}^2}$$

$$T_e^{max} = E_e^{max} - m_e = \frac{m_e}{E_{CM}^2} (E^2 - m_0^2 + p^2)$$

$$= \frac{2 m_e p^2}{E_{CM}^2} = \frac{2 m_e \beta^2 \gamma^2}{(E_{CM}/m_0)^2}$$

si $m_0 \gg m_e$ et si l'énergie incidente est faible :

On a alors : $(E_{CM}/m_0)^2 = \left(\frac{m_0^2}{m_0^2} + \frac{m_e^2}{m_0^2} + \frac{2 m_e E}{m_0^2} \right) \approx 1$, avec $E = \gamma m_0$

C'est à dire si la particule est autre chose qu'un électron et si la condition $\frac{2 \gamma m_e}{m_0} \ll 1$ est satisfaite (pour un proton si $E_p < 50 GeV$, pour un muon si $E_\mu < 500 MeV$)

On obtient alors :

$$T_e^{max} = 2 m_e \beta^2 \gamma^2$$

si $m_0 = m_e$:

En d'autres termes , la particule incidente est un électron , l'expression du carré de l'énergie du centre de masse se réduit à :

$$(E_{CM})^2 = 2 m_e^2 + 2 m_e E = 2 m_e (m_e + E) ,$$

d'où :

$$T_e^{max} = \frac{E^2 - m_e^2}{m_e + E} = (E - m_e) .$$

On voit apparaître deux situations : soit la particule incidente est beaucoup plus massive qu'un électron et , sous l'hypothèse que l'énergie incidente est faible ($\frac{2\gamma m_e}{m_0} \ll 1$), on peut appliquer la première formule , soit la particule incidente est un électron et de ce fait l'énergie transférée maximale est beaucoup plus grande . En pratique ces deux situations correspondent bien aux deux classes de particules chargées rencontrées : électrons (m_e) ou pions , muons , protons($m_0 \gg m_e$) .

1.2 Perte d'énergie de particules lourdes par ionisation et excitation dans la matière :

Ici nous traitons le cas des particules dont les masses sont très supérieures à celle d'un électron . Pour ces particules , la perte d'énergie moyenne (par unité de longueur) , que l'on appelle également le pouvoir d'arrêt (stopping power ou average energy loss en anglais) , est donné par la formule de Bethe et Bloch (voir référence 1 pour une démonstration) :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N r_e^2 m_e z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 T_e^{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C_e}{Z} \right] \quad (\text{avec } \hbar c = 1),$$

dans laquelle :

- m_e est la masse de l'électron ;
- r_e est le rayon classique de l'électron ($r_e = \alpha / m_e$) ;
- α est la constante de structure fine ($\alpha = 1/137$) ;
- N est le nombre d'Avogadro ;
- z est l'état de charge de la particule incidente ;
- Z est le nombre atomique du milieu dans lequel la particule se propage ;
- A est la masse atomique de ce milieu ;
- β, γ sont les facteurs de Lorentz de la particule incidente ;
- T_e^{max} est l'énergie cinétique maximale qui peut être transférée à un électron d'ionisation;
- I est l'énergie moyenne d'excitation qui est une caractéristique du milieu . I peut être approximée par : $I = 16 Z^{0.9}$ eV pour $Z > 1$, $I = 15$ eV pour de l'hydrogène gazeux , $I = 19,2$ eV pour de l'hélium gazeux et $I = 21,8$ eV pour de l'hydrogène liquide ;
- δ est un paramètre qui décrit l'écrantage du champ électrique de la particule incidente dans le milieu à haute énergie . C'est un paramètre qui dépend de la densité du milieu ;
- C_e/z est un terme de correction d'effet de couches atomiques qui tient compte du fait qu'à basse énergie les particules incidentes ont peu de chance d'interagir avec les électrons installés sur les orbites les plus profondes du cortège atomique ;
- dx est la densité surfacique du milieu , c'est à dire $dx = \rho dl$, où ρ est la masse volumique du milieu et dl est l'élément infinitésimal de distance parcourue dans le milieu .

Dans le système d'unités $\hbar c = 1$, $-\frac{dE}{dx}$ a la dimension de l'inverse d'un carré d'une énergie .

Pour revenir à un système d'unités plus conventionnelles, on utilise la formule suivante :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right]=\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{(\hbar c=1)} c^2 (\hbar c)^2 ,$$

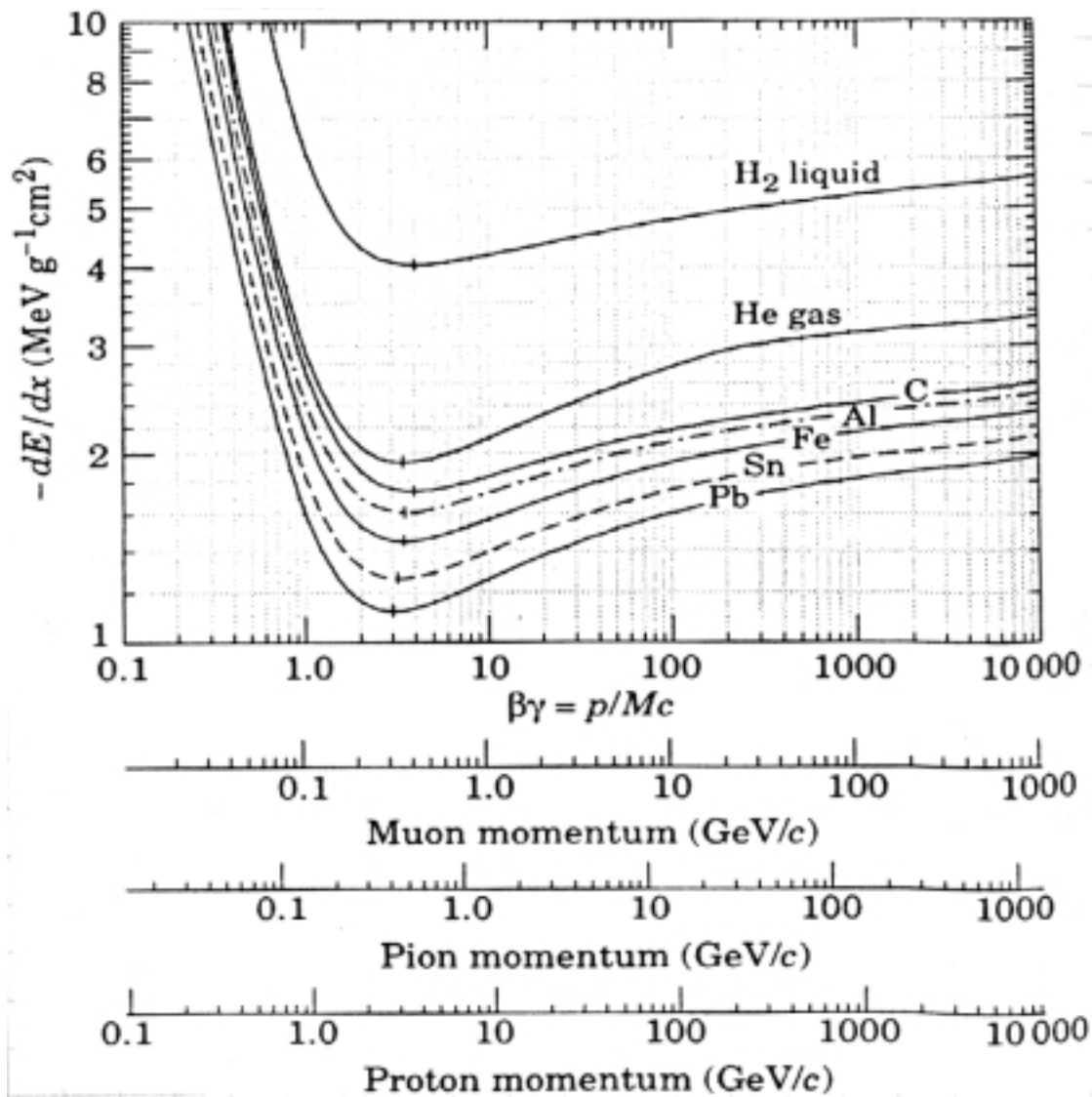
avec : $c^2 = 5,61 \cdot 10^{26} \text{ MeV/g}$ et $\hbar c = 197 \cdot 10^{-13} \text{ MeV.cm}$,

$$\text{c'est à dire : } (\hbar c)^2 c^2 = 2,18 \cdot 10^5 \frac{\text{MeV}^3}{\text{g/cm}^2} .$$

Une forme plus pratique de la formule de Bethe et Bloch est la suivante :

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right] = \frac{0,3071}{A(g)} \frac{z^2 Z}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln\left(\frac{2 m_e \beta^2 \gamma^2 T_e^{\max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C_e}{Z}\right) .$$

La figure qui suit présente le pouvoir d'arrêt pour plusieurs particules en fonction de leur quantité de mouvement :



Remarques :

- pour $\beta\gamma < 1$, $-\frac{dE}{dx} \propto \beta^{-5/3}$;
- pour $\beta\gamma \simeq 4$, $-\frac{dE}{dx}$ atteint un minimum assez large . Une particule qui a une quantité de mouvement ($\beta\gamma = p/m$) correspondant à cette région est appelée une particule au minimum d'ionisation (Minimum Ionizing Particule en anglais ou MIP) . Pour les éléments légers , la perte d'énergie des particules au minimum d'ionisation est approximativement :

$$-\frac{dE}{dx}^{MIP} \simeq 2 \frac{MeV}{g/cm^2} .$$

- pour $\beta\gamma > 4$, on entre dans la région qui correspond à la remontée relativiste ($\propto 2 \ln(\gamma)$) . Dans ce régime , le champ électrique de la particule incidente a une portée transverse de plus en plus grande. Dans le milieu , cette portée est réduite par des effets de polarisation des électrons atomiques. Ce mécanisme est pris en compte par le terme $-\delta/2$ ($\delta = \ln \gamma + \epsilon/2$ où ϵ dépend du milieu ; pour des particules très énergétiques) .
- à basse énergie , c'est à dire si $\frac{2\gamma m_e}{m_0} \ll 1$, on a $T_e^{max} = 2 m_e \beta^2 \gamma^2$ et par conséquent :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)\left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right] = \frac{0,3071}{A(g)} \cdot \frac{z^2 Z}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C_e}{Z} \right]$$

- la formule de Bethe et Bloch donnée dans ce cours est précise à quelques pour-cent . Aux faibles vitesses ($v < \alpha Z c$) , il faut prendre en compte d'autres corrections . Pour plus de précision , il faut consulter la référence 2 .
- pour des ions très lourds dans des milieux à Z élevé , la condition $v > \alpha Z c$ est très rapidement insatisfaite lorsque l'on va vers les basses énergies . Dans ce régime, les ions capturent des électrons et réduisent ainsi leur état de charge . Le terme z^2 dans la formule de Bethe et Bloch est remplacé par une charge effective qui tient compte de cet effet ($z^2 \rightarrow Q^2(\beta, I)$) (voir référence 3)

1.3 Perte d'énergie des électrons et des positrons par ionisation et excitation dans un milieu :

Pour les cas où les particules incidentes sont des électrons, le calcul doit tenir compte du fait que les particules qui participent aux collisions sont de nature identique : transfert d'énergie plus important, particules indiscernables dans la voie de sortie . La perte d'énergie s'exprime par :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)\left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right] = \frac{0,3071}{A(g)} \cdot \frac{Z}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{T m_e \beta^2 \gamma^2}{2I^2}\right) + \frac{1}{2\gamma^2} (1 - (2\gamma - 1) \ln(2)) + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)^2 \right]$$

où T est l'énergie cinétique de l'électron incident : $T = (\gamma - 1) m_e = E - m_e$.

Lorsque les particules incidents sont des positons , on peut distinguer les produits dans la voie de sortie :

La perte d'énergie est alors donnée par :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right] = \frac{0,3071}{A(\text{g})} \cdot \frac{Z}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{T m_e \beta^2 \gamma^2}{2 I^2}\right) - \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right) \right]$$

Cependant, si les positons perdent la totalité de leur énergie dans le milieu, ils s'annihilent ensuite suivant :

Les positons peuvent également s'annihiler en vol avec la section efficace suivante :

$$\sigma(Z, E) = \frac{z \pi r_e^2}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right]$$

1.4 Perte d'énergie dans un milieu composé de plusieurs éléments :

Pour une particule se propageant dans un milieu composé, la perte d'énergie est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{dE}{dx} \approx \sum_i f_i \left. \frac{dE}{dx} \right|_i ,$$

où f_i est le rapport massique de l'élément i ($f_i = \frac{m_i}{m}$, $\sum_i m_i = m$); $\left. \frac{dE}{dx} \right|_i$ est la perte d'énergie

moyenne dans l'élément i . Cette formule ne tient pas compte d'effets moléculaires qui peuvent intervenir à basse énergie.

1.5 Rayonnement de freinage : Bremsstrahlung :

Toute charge décélérée (ou accélérée) émet du rayonnement électromagnétique :

La perte d'énergie occasionnée par ce phénomène pour une particule chargée à haute énergie dans le champ électrique des noyaux (le plus intense, donc le plus apte à freiner) est donnée par la formule suivante :

$$-\frac{dE^{rad}}{dx} = 4\alpha N \frac{Z^2}{A} z^2 r^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) ,$$

dans laquelle :

N est le nombre d'Avogadro ;

Z et A sont respectivement le numéro et la masse atomique du milieu ;

α est la constante de structure fine ($1/137$) ;

$r = \alpha/m$ est le rayon classique de la particule ;

z, m, E sont respectivement l'état de charge, la masse et l'énergie cinétique de la particule incidente.

Cette expression peut être réécrite sous une forme plus exploitable :

$$-\frac{dE^{rad}}{dx} \left(\frac{MeV}{g/cm^2} \right) = \frac{0,3071}{A(g)} \frac{\alpha}{\pi} Z^2 z^2 \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 \frac{E}{m_e} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) .$$

Pour des protons traversant du fer , on a :

$$-\frac{dE^{rad}}{dx} \left(\frac{MeV}{g/cm^2} \right) = 1,06 \cdot 10^{-8} \frac{E}{m_e} \text{ soit } \frac{1 MeV}{g/cm^2} \text{ pour des protons de } 50 \text{ TeV} .$$

Pour des muons , toujours dans le fer , on a :

$$-\frac{dE^{rad}}{dx} \left(\frac{MeV}{g/cm^2} \right) = 8,43 \cdot 10^{-7} \frac{E}{m_e} \text{ soit } \frac{1 MeV}{g/cm^2} \text{ pour des muons de } 600 \text{ GeV} .$$

On voit sur ces quelques valeurs numériques que ce processus va essentiellement affecter les particules les plus légères qui sont effectivement plus sensibles au ralentissement. En pratique, ce sont les électrons qui y seront les plus sensibles. La perte d'énergie par rayonnement de freinage d'une particule d'état de charge z et de masse m peut être calculée à partir de celle d'un électron possédant la même énergie cinétique incidente :

$$\frac{dE^{rad}}{dx} (z, m) = \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 z^2 \frac{dE^{rad}}{dx} (e^-) .$$

Dans la suite de ce paragraphe, nous nous restreindrons au cas des électrons. Pour obtenir une formule plus exacte, il faut ajouter la contribution provenant du Bremsstrahlung sur les électrons du cortège atomique . Ici , $Z^2=1$, mais il y a Z centres qui contribuent par atome et par conséquent l'effet total est proportionnel à Z . On obtient :

$$-\frac{dE^{rad}}{dx} (e^-) = 4\alpha N \frac{Z(Z+1)}{A} r_e^2 E \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) , \text{ où } r_e \text{ est le rayon classique de l'électron} .$$

Cette équation peu être réduite sous la forme :

$$-\frac{dE^{rad}}{dx} (e^-) = \frac{E}{X_0} , \text{ où } X_0 \text{ est la longueur de radiation du milieu} .$$

L'énergie moyenne rayonnée par un électron sur un parcours x dans un milieu est donnée par :

$$E^{rad}(e^-) = E(1 - e^{-x/X_0}) , \text{ dans laquelle } x \text{ et } X_0 \text{ peuvent être exprimées en cm ou en } g/cm^2 .$$

De l'expression de la perte d'énergie par rayonnement, on tire que :

$$X_0(g/cm^2) = \frac{A(g)}{4\alpha N Z(Z+1) r_e^2 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)}$$

Une formule plus rigoureuse pour le calcul de X_0 est obtenue en prenant en compte l'effet d'écrantage du champ électrique nucléaire introduit par les électrons atomiques :

$$X_0(g/cm^2) = \frac{716,4 A(g)}{Z(Z+1) \ln \left(\frac{287}{Z^{1/2}} \right)}$$

Dans la littérature, les longueurs de radiation sont toujours données pour des électrons incidents.

Pour un milieu composé de N éléments, la longueur de radiation peut être approchée par l'expression

suivante :

$$X_o = \left[\sum_i \frac{f_i}{X_o^i} \right]^{-1}, \text{ où } f_i \text{ et } X_o^i \text{ sont respectivement la fraction de masse et la longueur de radiation de l'élément } i .$$

À haute énergie, la perte d'énergie par rayonnement croît comme l'énergie, alors que la perte d'énergie par ionisation et excitation est proportionnelle au logarithme de E. On appelle énergie critique, la valeur de l'énergie pour laquelle on a égalité entre les deux pertes d'énergie :

$$\frac{dE^{rad}}{dx}(E_c) = \frac{dE^{ionisation}}{dx}(E_c)$$

Une valeur approximative (à 10%) de E_c peut être calculée à l'aide des formules suivantes :

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1,24} \text{ pour les liquides et les solides}$$

$$E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0,92} \text{ pour les gaz}$$

milieu	Z	A	X_o (g/cm ²)	X_o (cm)	E_c (MeV)
hydrogène	1	1.01	63	700000	350
hélium	2	4	94	530000	250
lithium	3	6.94	83	156	180
carbone	6	12.01	43	18.8	90
azote	7	14.01	38	30500	85
oxygène	8	16	34	24000	75
aluminium	13	26.98	24	8.9	40
silicium	14	28.09	22	9.4	39
fer	26	55.85	13.9	1.76	20.7
cuiivre	29	63.55	12.9	1.43	18.8
argent	47	109.9	9.3	0.89	11.9
tungstène	74	183.9	6.8	0.35	8
plomb	82	207.2	6.4	0.56	7.4
air	7.3	14.4	37	30000	84
silice (SiO ₂)	11.2	21.7	27	12	57
eau	7.5	14.2	36	36	83

1.6 Production directe de paires électron–positon :

À très haute énergie, dans le champ électrique des noyaux, la production directe de paires électrons et de positons peut devenir un processus quantitativement important.

La perte d'énergie moyenne par production de paires e^+e^- est également proportionnelle à l'énergie de la particule incidente :

$$-\frac{dE^{paires}}{dx} = b_{paires}(Z,A,E) E$$

Le paramètre $b_{paires}(Z,A,E)$ ne varie que très lentement avec E . Concernant les muons, ce processus conduit à une perte d'énergie moyenne à haute énergie qui est plus importante que celle qui est due au Bremsstrahlung.

Exemple : muons traversant du fer

$$-\frac{dE^{paires}}{dx} \Big|_{\mu}^{Fe} = 3 \cdot 10^{-6} E \left(\frac{MeV}{g/cm^2} \right)$$

1.7 Perte d'énergie par interactions photo-nucléaires :

Par échanges de photons virtuels avec les noyaux, les particules chargées peuvent produire des réactions inélastiques.

Exemple : électro-dissociation du deuton : $e^- + d \rightarrow n + p + e^-$

La perte d'énergie induite par ces processus suit une loi similaire à celle engendrée par la production de paires e^+e^- :

$$-\frac{dE^{y\text{nucl.}}}{dx} = b_{y\text{nucl.}}(Z,A,E) E$$

Pour des muons de 100 GeV traversant du fer, on a : $-\frac{dE^{y\text{nucl.}}}{dx} \Big|_{\mu}^{Fe} (100 \text{ GeV}) = 0,04 \frac{MeV}{g/cm^2}$

1.8 Perte d'énergie totale :

La perte d'énergie totale est donnée par :

$$\frac{dE^{tot}}{dx} = \frac{dE^{ionisation}}{dx} + \frac{dE^{rad}}{dx} + \frac{dE^{paires}}{dx} + \frac{dE^{y\text{nucl.}}}{dx}$$

Contrairement aux pertes par ionisation, celles qui mettent en jeu le rayonnement de freinage, la production de paires e^+e^- ou les réactions photo-nucléaires se caractérisent par de grands transferts d'énergie et de larges fluctuations. La perte totale d'énergie peut également être exprimée sous la forme :

$$-\frac{dE^{tot}}{dx} = a(Z,A,E) + b(Z,A,E) E$$

où : $a(Z,A,E)$ est le terme correspondant aux pertes par ionisation et excitation ;

$b(Z,A,E)$ correspond à la somme des contributions dues au Bremsstrahlung, à la production de paires e^+e^- et aux réactions photo-nucléaires.

Pour les muons, les événements à larges transferts d'énergie provenant du rayonnement de freinage, de la production de paires e^+e^- ou des réactions photo-nucléaires sont parfois appelées interactions catastrophiques.

1.9 Fluctuations angulaires dues aux diffusions multiples coulombiennes :

En traversant un milieu, une particule chargée va être sujette à de nombreuses interactions dans le champ coulombien des noyaux et des électrons. À chaque choc, cette particule va être légèrement défléchie par rapport à sa direction incidente (principalement sur les noyaux) :

La distribution de l'angle ϑ^{proj} due à la diffusion coulombienne est décrite par la théorie de Molière. C'est une distribution centrée sur 0 qui a une partie centrale (98% du total) qui peut être approchée par une Gaussienne. ϑ^{proj} est la projection de l'angle ϑ^{espace} sur un plan. Pour de petits angles, on a :

$$\begin{aligned} (\vartheta^{espace})^2 &= (\vartheta_x^{proj})^2 + (\vartheta_y^{proj})^2 = 2(\vartheta^{proj})^2 \\ \vartheta^{proj} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \vartheta^{espace} \end{aligned}$$

La distribution de l'angle projeté est donnée par :

$$P(\vartheta^{proj}) d\vartheta^{proj} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\vartheta_0} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\vartheta^{proj}}{\vartheta_0}\right)^2} d\vartheta^{proj} \quad \text{avec} \quad \vartheta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right) ;$$

p étant la quantité de mouvement de la particule incidente ;

X_0 la longueur de radiation du milieu ;

x l'épaisseur du milieu ;

z l'état de charge de la particule incidente .

La distribution de l'angle d'espace est obtenue par :

$$P(\vartheta^{espace}) d\Omega = \frac{1}{2\pi\vartheta_0^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\vartheta^{espace}}{\vartheta_0}\right)^2} d\Omega \quad \text{avec} \quad (\vartheta^{espace})^2 = (\vartheta_x^{proj})^2 + (\vartheta_y^{proj})^2 \quad \text{et} \quad d\Omega = d\vartheta_x^{proj} d\vartheta_y^{proj}$$

Les grandes valeurs de ϑ sont plus probables que ce que prévoient les distributions gaussiennes ci-dessus. On se rapproche d'une diffusion de Rutherford due aux noyaux.

1.10 Parcours des particules chargées :

Dans un milieu suffisamment épais, une particule chargée va perdre toute son énergie cinétique et va s'arrêter. Puisque la perte d'énergie par ionisation a une dépendance en $\beta^{-5/3}$ à basse énergie, le profil de perte d'énergie en fonction de la distance parcourue aura cette forme caractéristique :

D'une manière générale, le parcours d'une particule chargée peut être défini par l'expression suivante (approximation de ralentissement continu) :

$$R(T_0) = \int_0^{T_0} \frac{dT}{\frac{dE}{dx}(T)} ,$$

où T_0 est l'énergie cinétique de la particule incidente (en pratique on stoppe l'intégration à 10 eV) .

Cependant, R est sujet à de larges fluctuations causées par les interactions ou les chocs à grands transferts d'énergie (rayonnement de freinage ...) . On peut avoir recours à une autre définition de R , que l'on appelle le parcours moyen : $\langle R \rangle$. Le parcours moyen est défini comme étant la distance au bout de laquelle le nombre initial de particules est réduit de moitié. Pour des énergies incidentes supérieures au

MeV, on obtient par cette définition des valeurs comparables aux parcours calculés dans l'approximation de ralentissement continu : $\langle R \rangle \approx R$ avec une très bonne précision.

Si pour le calcul de $R(T_0)$ on ne prend que la perte d'énergie par ionisation et excitation (approximation valable pour des particules lourdes avec T_0 inférieure à quelques GeV), on obtient pour un milieu donné (c'est à dire Z, A, I fixés) :

$$-\frac{dE^{\text{ionisation}}}{dx} \approx z^2 f(\beta) = z^2 g(T/M),$$

où M et z sont la masse et l'état de charge de la particule incidente.

$$R(T_0) = \frac{M}{z^2} \int_0^{T_0} \frac{d(T/M)}{g(T/M)} = \frac{M}{z^2} \int_0^{T_0/M} \frac{dx}{g(x)} = \frac{M}{z^2} h(T_0/M),$$

pour laquelle h est une fonction "universelle" du milieu (pour Z, A, I donnés). Ainsi, si on connaît le parcours R_a d'une particule de masse M_a , de charge z_a , le parcours R_b d'une particule de masse M_b , de charge z_b et d'énergie cinétique T_b sera :

$$R_b(M_b, z_b, T_b) = \frac{M_b}{M_a} \frac{z_a^2}{z_b^2} R_a\left(M_a, z_a, T_b \frac{M_a}{M_b}\right).$$

On peut apporter à cette formule une légère correction $C(\beta_b)$ qui dépend de la vitesse de la particule b et qui est en général proche de l'unité.

$$R_b(M_b, z_b, T_b) = \frac{M_b}{M_a} \frac{z_a^2}{z_b^2} R_a\left(M_a, z_a, T_b \frac{M_a}{M_b}\right) C(\beta_b).$$

Pour des particules possédant un état de charge de ± 1 , la fonction $h = \frac{R}{M}$. Cette fonction est présentée pour quelques matériaux sur le graphique suivant :

exemple : muons portant une quantité de mouvement de 1 GeV dans du fer,

$$R/M = 6000 \text{ g cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1}, \quad m_\mu = 0,105 \text{ GeV}, \quad R = 6 \cdot 10^4 \text{ g cm}^{-2} = 76 \text{ m}.$$

2 Énergie déposée :

Il est crucial de noter la différence qui existe entre la perte d'énergie d'une particule et l'énergie qu'elle dépose dans un milieu, par exemple dans une couche active d'un détecteur. Pour des particules rapides, une fraction importante de l'énergie cinétique incidente est transférée à des particules secondaires énergétiques qui peuvent ensuite sortir du milieu considéré sans avoir déposé la totalité de leurs énergies.

Du fait de la complexité du phénomène, qui met en jeu des particules secondaires qui sont souvent de nature différente du projectile incident, de son interdépendance avec la géométrie et les caractéristiques des milieux (des détecteurs), il n'existe pas de formule précise qui puisse être simplement utilisée pour obtenir l'énergie déposée.

Pour traiter ce problème, on a maintenant recours à des calculs sur ordinateurs de type Monté-Carlo, qui exécutent une simulation complète de l'histoire d'une particule dans un milieu : parcours, collisions, génération de particules secondaires, énergie déposée. Le programme de ce type le plus connu est le code

de simulation GEANT (version 4 en C++ ou 3 en FORTRAN) .

2.1 Fluctuation du dépôt d'énergie :

Celle-ci résulte de la nature stochastique des collisions des particules primaires ainsi que des produits secondaires dans un milieu matériel. Jusqu'ici, les formules qui ont été indiquées pour les pertes d'énergie ne donnent que les valeurs moyennes de ces grandeurs. La perte d'énergie par des processus concurrentiels (ionisation, rayonnement de freinage, ...) est un phénomène très fluctuant, avec des amplitudes de fluctuations d'autant plus grandes que les transferts d'énergies considérés sont importants.

Pour des épaisseurs traversées fines ou intermédiaires (nombre de collisions réduit), on peut considérer que la distribution de perte d'énergie est asymétrique et présente des queues à haute énergie assez prononcées.

Une telle distribution est souvent désignée sous le nom de distribution de Landau, du fait que Landau fut l'un des premiers physiciens à proposer un modèle analytique pour ce phénomène. Même si la théorie de Landau a été par la suite améliorée, aucune des formules proposées ne reproduit les distributions expérimentales avec suffisamment de précision pour être utilisée en pratique. Il est préférable d'avoir recours à une simulation de type de Monté-Carlo.

Pour des épaisseurs traversées fortes, ou lorsque le nombre de collisions devient très grand, la distribution de perte d'énergie tend vers une Gaussienne.

L'origine des queues à grande énergie des distributions de pertes d'énergie, réside dans les chocs intermittents à grands transferts d'énergie.

2.2 Perte d'énergie par ionisation et excitation tronquée :

Dans les détecteurs qui utilisent des couches actives très fines, on observe fréquemment que le dépôt d'énergie fluctue beaucoup moins que prévu. Les queues à grande énergie apparaissent moins peuplées. Cela provient du fait que les électrons secondaires peuvent quitter les couches actives en ne déposant qu'une fraction assez faible de leur énergie.

Pour tenir compte de cet effet dans le processus d'ionisation et d'excitation, on emploie la forme tronquée de la formule de Bethe et Bloch en remplaçant T_{max}^e par T_{supe} avec $T_{supe} < T_{max}^e$. On obtient :

$$-\frac{dE^{ionisation}}{dx_{supe}} \left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \right] = \frac{0,3071}{A(\text{g})} \frac{z^2 Z}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e \beta^2 \gamma^2 T_{supe}}{I^2} \right) - \frac{\beta^2}{2} \left(1 + \frac{T_{supe}}{T_{max}^e} \right) - \frac{\delta}{2} - \frac{C_e}{Z} \right)$$

Du fait de la présence du terme $\frac{\delta}{2}$ qui prend en compte les effets de polarisation à haute énergie, la perte d'énergie tronquée tend vers un plateau (plateau de Fermi) à $\beta \gamma$ élevé.

2.3 Électrons secondaires :

Les électrons créés par ionisation avec des énergies suffisamment grandes vont à leur tour pouvoir ioniser le milieu. Ils se comportent alors comme des particules secondaires. On les appelle électrons (parfois rayons) delta ou électrons secondaires.

Leur distribution par unité d'énergie cinétique et par unité de longueur parcourue de la particule primaire, est :

$$\frac{d^2 N}{dT dx} = \frac{0,3071}{2 A(\text{g})} \frac{z^2 Z}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2 (\text{MeV})},$$

où :

- T est l'énergie cinétique de l'électron δ produit;
- z, β sont l'état de charge et la vitesse du projectile;
- A est la masse atomique du milieu;
- Z est le nombre atomique du milieu;
- $F(T)$ est un facteur qui dépend du spin de la particule incidente:
 - $F(T) \simeq 1$ si $T \ll T_{max}^e$;
 - $F(T) = (1 - \frac{\beta T}{T_{max}^e})$ pour des particules incidentes de spin = 0 .

Cette formule est dérivée dans l'hypothèse où $T \gg I$ (énergie moyenne d'excitation). Lorsque les particules incidentes sont des électrons, T ne peut atteindre que $\frac{T_{max}^e}{2}$ du fait que les particules dans la voie de sortie sont de natures identiques.

2.4 Création de paires d'électrons et d'ions par ionisation :

Lorsque le signal mesuré par un détecteur est un courant ou une charge d'électrons créés par ionisation, il est utile de calculer le nombre moyen total de paires d'électrons et d'ions libérées par le dépôt d'énergie :

$$n^{e^- - ion} = \frac{\Delta E_{déposée}}{W} \quad \text{où } W \text{ est l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-ion dans le milieu considéré.}$$

En général, $W > I$ (énergie moyenne d'excitation) car une fraction de l'énergie déposée est absorbée par des excitations qui ne conduisent pas à la libération d'électrons.

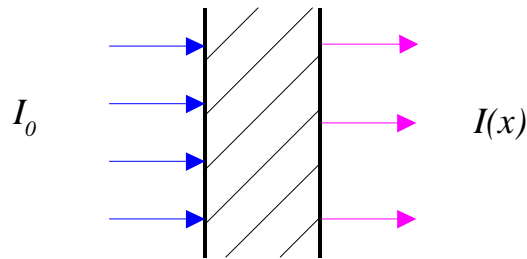
Pour les gaz courants, W est voisin de 30 eV. Dans les détecteurs utilisant des semi-conducteurs en tant que milieux actifs, W est beaucoup plus faible d'où leur intérêt : $W=3,6$ eV pour Si et 2,85 eV pour Ge.

3 Interactions des photons dans un milieu :

Les photons sont détectés indirectement par création de particules chargées (majoritairement e^- , e^+) dans le milieu où ils se propagent. La nature de leurs interactions diffère fondamentalement du processus d'ionisation décrit jusqu'ici pour les particules chargées, car dans leurs interactions, les photons sont soit totalement absorbés (effet photo-électrique, création de paires e^+e^-), soit diffusés (effet Compton) sous des angles qui peuvent être assez larges.

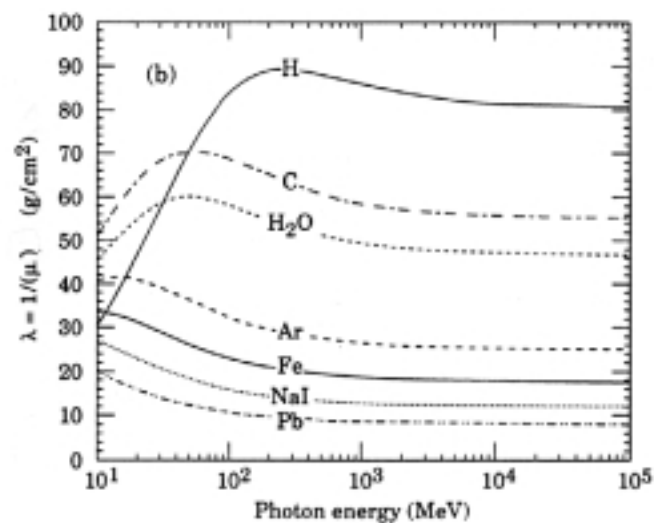
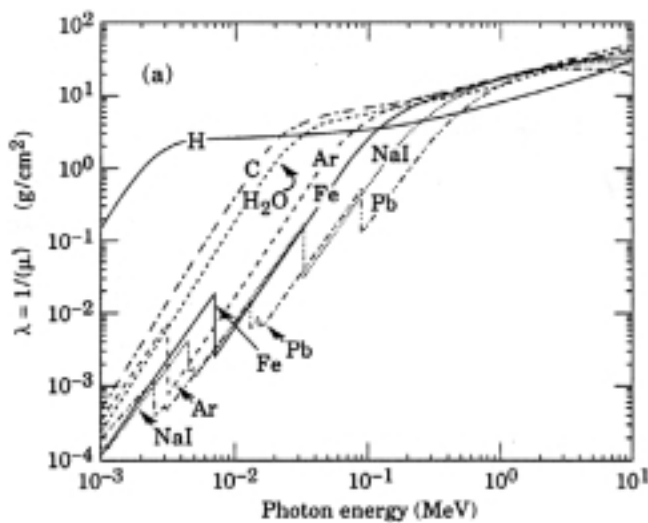
Du fait de leur trajectoires chaotiques, il est impossible de définir un parcours moyen pour les photons. On a recours à une loi d'atténuation qui s'exprime par :

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

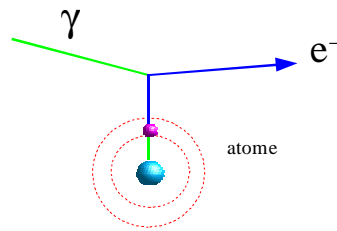


où :

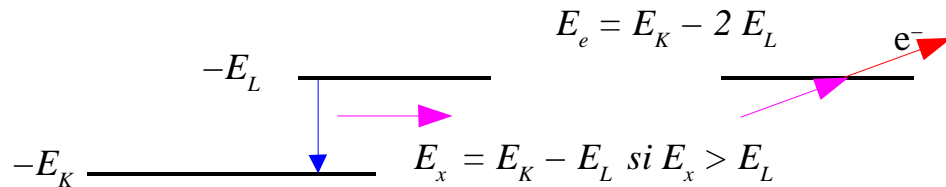
- I_0 est le flux de photons incidents
- x l'épaisseur (en g/cm^2) de la lame absorbante
- $I(x)$ est le flux de photons qui émergent de la lame
- μ est le coefficient d'absorption massique (en cm^2/g) , $\mu = \frac{N}{A} \sum_i \sigma_i$
- A est la masse atomique du milieu
- σ_i est la section efficace du processus i par atome
- N est le nombre d'Avogadro .



3.1 Effet photo-électrique :



Ce processus est permis pour les électrons atomiques. Il est interdit pour les électrons libres. Pour les photons suffisamment énergétiques, l'électron qui participe au processus est pris sur la couche K à cause de sa proximité avec le noyau. Le site laissé vacant peut être repeuplé par des électrons des couches externes donnant ainsi lieu à l'émission de rayons X ou d'électrons Auger lorsque ces rayons sont "auto-absorbés".



Réorganisation interne conduisant à l'émission d'un électron Auger

Il n'existe pas de forme simple de la section efficace sur tout le domaine en Z et en énergie du photon incident.

Dans le domaine non-relativiste, mais suffisamment loin des seuils de couches ($E_K, E_L \dots$), celle-ci s'exprime par :

$$\sigma_{photo}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{Th}^e \quad (\text{par atome})$$

où :

- α est la constante de structure fine (1/137)
- Z est le numéro atomique du milieu
- $\epsilon = E_\gamma / m_e$
- σ_{Th}^e est la section efficace de diffusion élastique de Thomson d'un photon sur un électron, $\sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ avec $r_e = \frac{\alpha}{m_e}$, rayon classique de l'électron .

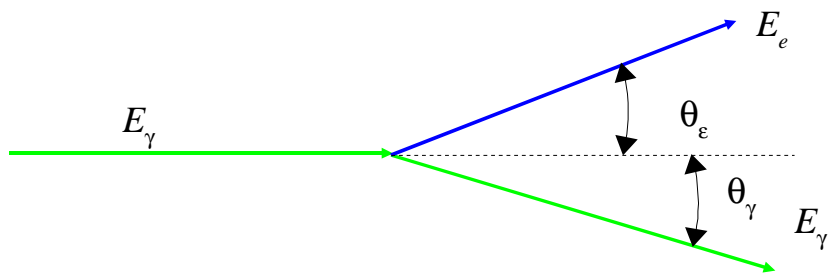
Au voisinage du seuil de la couche K ($\sim E_L$), la section efficace a un accident (dent de scie) de passage à la couche L.

Pour des énergies plus grandes, c'est à dire pour $\epsilon \gg 1$, on a plutôt : $\sigma_{photo}^K = 4\pi r_e^2 Z^5 \frac{\alpha^4}{\epsilon}$.

Dans les formules précédentes, la dépendance en Z a été approchée par Z^5 . En fait l'exposant de Z varie de 4 à 5 pour $0,1 \text{ MeV} < E_\gamma < 5 \text{ MeV}$.

À basse énergie ($E_\gamma < 100 \text{ keV}$), c'est l'effet photo-électrique qui domine dans la section efficace totale d'interaction des photons.

3.2 Effet Compton :



Ce processus est la diffusion élastique d'un photon sur un électron quasi-libre du cortège atomique. La conservation de la norme des quadri-vecteurs permet d'obtenir :

$$E_\gamma m_e = E_e E_\gamma' - p_e E_\gamma' \cos(\vartheta_e + \vartheta_\gamma)$$

D'autre part la conservation de la quantité de mouvement analysée sur la direction de propagation du photon diffusé donne :

$$E_\gamma \cos \vartheta_\gamma = E_\gamma' + p_e E_\gamma' \cos(\vartheta_e + \vartheta_\gamma)$$

En combinant ces deux relations on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{E_\gamma'}{E_\gamma} &= \frac{m_e}{E_e - p_e \cos(\vartheta_e + \vartheta_\gamma)} \quad \text{avec} \quad E_e = E_\gamma + m_e - E_\gamma' \\ \frac{E_\gamma'}{E_\gamma} &= \frac{m_e}{E_\gamma + m_e - E_\gamma' - E_\gamma \cos \vartheta_\gamma + E_\gamma'} \\ &= \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e}(1 - \cos \vartheta_\gamma)} = \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \vartheta_\gamma)} \quad \text{avec} \quad \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e} \end{aligned}$$

E_γ' est maximale pour $\vartheta = \pi$, c'est à dire dans le cas de la rétro-diffusion :

$$\frac{E_\gamma'^{max}}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + 2\epsilon}$$

L'angle de diffusion de l'électron peut être obtenu par l'équation suivante :

$$\cotg \vartheta_e = (1 + \epsilon) \tg\left(\frac{\vartheta_\gamma}{2}\right)$$

La section efficace totale est fournie par la formule de Klein–Nishina :

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left\{ \frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right\} + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right) \quad (\text{par électron})$$

À basse énergie pour $\epsilon \ll 1$, l'expression se réduit à :

$$\sigma_c^e = \sigma_{Th}^e (1-2\epsilon) \quad \text{avec} \quad \sigma_{Th}^e = \frac{8}{3} \pi r_e^2$$

qui est la section efficace de Thomson (formule classique de diffusion sur un électron).

À haute énergie ($\epsilon \gg 1$), on obtient :

$$\sigma_c^e = \frac{\pi r_e^2}{\epsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln(2\epsilon) \right)$$

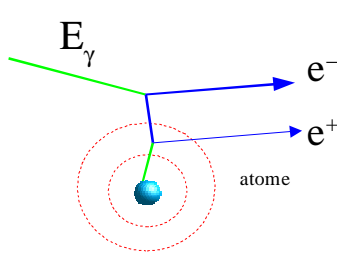
La section efficace différentielle (pour tous les régimes) est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \left(\frac{1}{1+\epsilon(1-\cos\vartheta_y)} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\vartheta_y}{2} \right) \left(1 + \frac{\epsilon^2(1-\cos\vartheta_y)^2}{(1+\cos^2\vartheta_y)(1+\epsilon(1-\cos\vartheta_y))} \right)$$

Pour obtenir la section efficace par atome, il faut multiplier les expressions précédentes par Z :

$$\sigma_c^{atom.} = Z \sigma_c^e$$

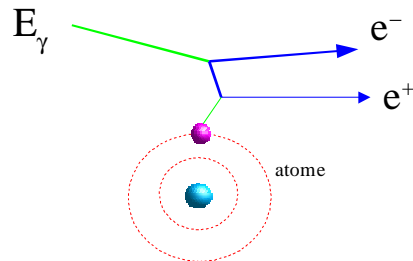
3.3 Production de paires e^+e^- :



Dans le champ du noyau

$$E_\gamma \geq 2m_e + \frac{2m_e^2}{m_N}$$

$$m_N \gg m_e \Rightarrow E_\gamma \geq 2m_e$$



Dans le champ d'un électron

$$E_\gamma \geq 4m_e$$

La production de paires dans le champ électrique de l'électron est fortement supprimée (champ plus faible que le champ nucléaire) .

$$\text{Si } 1 \ll \epsilon \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \Rightarrow \sigma_{paire}^{atom.} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln(2)\epsilon - \frac{105}{54} \right)$$

$$\text{Si } \epsilon \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}} \Rightarrow \sigma_{paire}^{atom.} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54} \right)$$

À haute énergie, si on néglige le petit terme 1/54, on obtient : $\sigma_{paire}^{atom.} \simeq \frac{7}{9} 4\alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$, ou encore :

$$\sigma_{paire}^{atom.} \simeq \frac{7}{9} \frac{A}{N} \frac{1}{X_0} \quad \text{où } X_0 \text{ est la longueur de radiation du milieu .}$$

La production de paires sur les électrons atomiques est proportionnelle à Z, si bien que la section efficace totale varie en Z(Z+1) . Ceci est inclus dans la définition de X₀ .

3.4 Section efficace totale d'absorption :

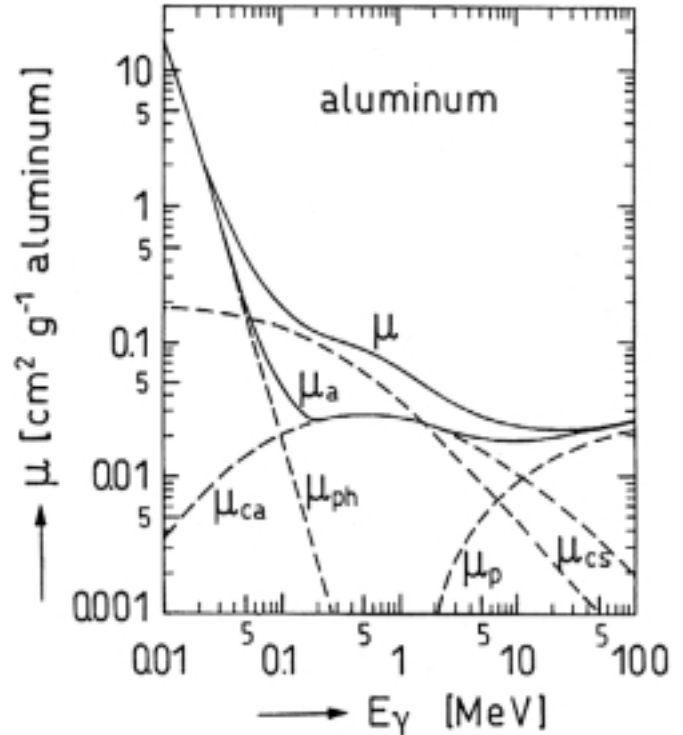
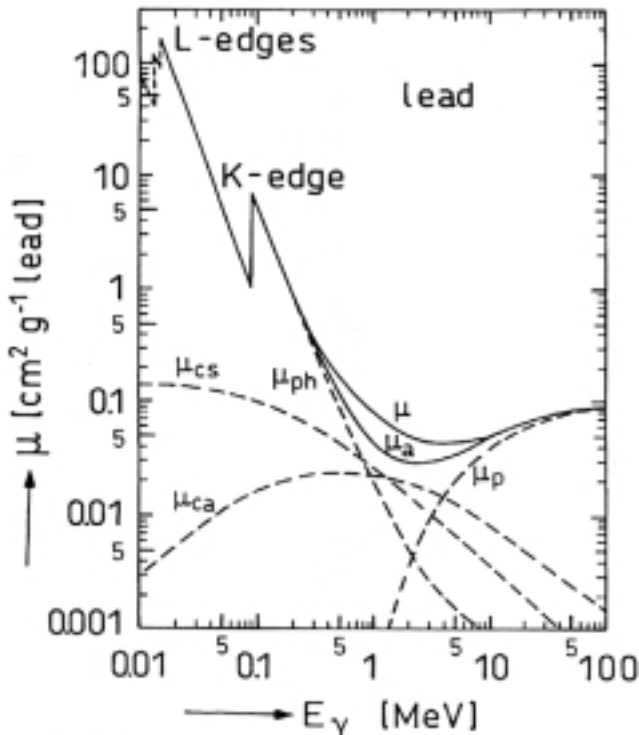
Dans la diffusion Compton, le photon incident n'est pas totalement absorbé. On définit une section efficace de diffusion en énergie par :

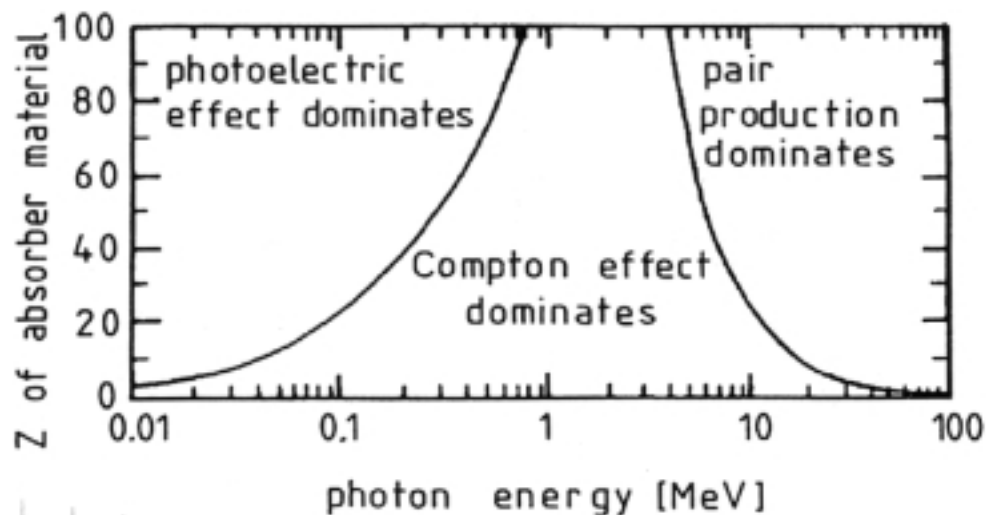
$$\sigma_{cs}^{atom.} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \sigma_c^{atom.} \quad , \quad \text{où } E'_\gamma \text{ et } E_\gamma \text{ sont respectivement les énergies des photons diffusés et incidents}$$

De même, on peut définir une section efficace Compton d'absorption par : $\sigma_{ca}^{atom.} = \sigma_c^{atom.} - \sigma_{cs}^{atom.}$.

Les différents coefficients massiques (en cm²/g) sont alors :

$$\begin{aligned} \mu_{cs} &= \frac{N}{A} \sigma_{cs}^{atom.} \quad ; \quad \mu_{ca} = \frac{N}{A} \sigma_{ca}^{atom.} \quad ; \quad \mu_c = \mu_{cs} + \mu_{ca} \\ \mu_{paire} &= \sigma_{paire}^{atom.} \quad ; \quad \mu_{photo} = \frac{N}{A} \sigma_{photo} \\ \mu_a &= \mu_{photo} + \mu_{paire} + \mu_{ca} \quad \text{coefficient total d'absorption massique} \\ \mu &= \mu_{photo} + \mu_{paire} + \mu_c \quad \text{coefficient total d'atténuation massique} \end{aligned}$$





4 Interaction forte des hadrons :

L'interaction forte des hadrons joue un rôle important pour comprendre leur détection à haute énergie dans les calorimètres hadroniques. À haute énergie, la section efficace totale de diffusion proton-proton dépasse 50 mb. La section efficace totale est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{élastique} + \sigma_{inélastique} .$$

On définit la longueur d'absorption nucléaire λ_a par :

$$\lambda_a = \frac{A}{N \sigma_{inélastique}} \quad (\text{g/cm}^2)$$

λ_a est parfois désignée sous le nom de longueur d'interaction nucléaire de dans la littérature . De même on trouve dans la littérature la longueur de collision nucléaire λ_T qui correspond à :

$$\lambda_{aT} = \frac{A}{N \sigma_{tot}} \quad (\text{g/cm}^2) .$$

Pour le calcul de λ_a et λ_T , on fait l'hypothèse que σ_{tot} et $\sigma_{inélastique}$ ne dépendent ni de l'énergie incidente ni de l'espèce des hadrons considérés . En toute rigueur, cela n'est pas tout à fait correct.

Pour $Z \geq 6$, λ_a et λ_T sont très nettement supérieures à la longueur de radiation. Pour une même énergie incidente, il faudra beaucoup plus de matière pour stopper un hadron qu'un électron (vrai à haute énergie).

<i>matériau</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	σ_{tot} (barn)	σ_{inel} (barn)	λ_T (g/cm ²)	λ_a (g/cm ²)
hydrogène	1	1,01	0,0387	0,033	43,3	50,8
hélium	2	4,0	0,133	0,102	49,9	65,1
béryllium	4	9,01	0,268	0,199	55,8	75,2
carbone	6	12,01	0,331	0,231	60,2	86,3
azote	7	14,01	0,379	0,265	61,4	87,8
oxygène	8	16,0	0,420	0,292	63,2	91,0
aluminium	13	26,98	0,634	0,421	70,6	106,4
silicium	14	28,09	0,660	0,440	70,6	106,0
fer	26	55,85	1,120	0,703	82,8	131,9
cuivre	29	63,55	1,232	0,782	85,6	134,9
tungstène	74	183,85	2,767	1,65	110,3	185
plomb	82	207,19	2,960	1,77	116,2	194
uranium	92	238,03	3,378	1,98	117,0	199

5 Pour en savoir plus :

- [Référence 1] : Nuclei and particles , Émilio Segrè , W.A. Benjamin, inc.
- [Référence 2] : Stopping powers and ranges for protons and alpha particles (ICRU Report 49, 1993)
Library of Congress US–Cataloging–in–Publication Data
- [Référence 3] : GEANT – Detector description and simulation tool – CERN program library –
phys 431
- Particle Detectors , Claus Grupen , Cambridge monographs on particle physics
- Detectors for Particle radiation , Konrad Kleinknecht , Cambridge University Press
- Radiation detection and measurement, G.F. Knoll , J. Wiley & Sons
- Single Particle Detection and Measurement, R. Gilmore, Taylor & Francis