

Chapitre 3

INTERACTION DE LA RADIATION AVEC LA MATIERE

3.1 Introduction

La physique est une science expérimentale et *les expériences fournissent la base de notre compréhension de la nature et des lois qui la régissent.* En physique nucléaire et en physique des particules, les expériences consistent à identifier les particules produites lors des réactions et/ou des désintégrations, et à mesurer leurs énergies et leurs distributions en intensité dans l'espace. Nous allons donc dans ce chapitre *étudier les principes sous-jacents à la détection de particules diverses.*

Les techniques expérimentales dépendent presque exclusivement de l'interaction électromagnétique. Nous allons par conséquent décrire en particulier la façon dont les particules chargées et les rayons gamma interagissent électromagnétiquement avec les matériaux. La grande majorité de ces processus mène à la production d'électrons libres, d'ions négatifs et positifs, et de photons. C'est surtout la détection des particules chargées qui nous permet d'observer les particules d'intérêt et d'étudier leurs propriétés. Les rayons γ de basse énergie quant à eux sont détectés par l'observation des photons émis lors de la désexcitation des atomes excités par les γ en question.

3.2 Interaction d'une particule chargée avec la matière - perte d'énergie par ionisation

Soit une particule chargée qui traverse un milieu; si celle-ci a une énergie cinétique suffisante, elle peut déposer de l'énergie soit en ionisant les atomes le long de son chemin, soit en les excitant à des états d'énergie plus élevée. Les atomes excités peuvent ensuite retourner à leur état fondamental en émettant des photons. La particule peut également entrer en collision avec les noyaux eux-mêmes. Dans ce cas, si l'interaction se fait par l'intermédiaire de la force Coulombienne, la perte d'énergie sera très faible, tel qu'il sera démontré par la suite, et peut être ignorée. Si l'interaction se fait par l'intermédiaire de la force forte, la perte d'énergie sera grande, mais de telles interactions sont très rares car la portée des forces nucléaires est très courte, de l'ordre de 2 Fermis, et les noyaux sont très petits et occupent donc peu d'espace. Par conséquent, *la probabilité d'interaction entre une particule incidente et un noyau, via la force forte, est très faible.* Ainsi, *la plupart de l'énergie déposée par une particule chargée dans un milieu est attribuée à ses collisions avec les électrons atomiques via l'interaction électromagnétique.* Quand la particule est massive ($m \gg m_e$, masse de l'électron), ses interactions avec les électrons atomiques n'affecteront pas de façon appréciable la trajectoire initiale de la particule.

(i) Perte d'énergie cinétique par unité de longueur

Nous allons établir une version simple de la formule donnant la perte d'énergie cinétique E par unité de longueur du matériau traversé. Normalement, cette quantité s'écrit sous la forme $-dE/dx$, dE/dx étant négative.

Considérons une particule de charge effective ze , d'énergie cinétique E et vitesse v dans la direction x (Fig. 3.1), passant à travers une matière ayant n atomes /unité de volume, chaque atome ayant un nombre atomique Z . La force de Coulomb agissant entre la particule et un électron atomique est :

$$F = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{ze^2 \sin^2 \theta}{4\pi\epsilon_0 a^2} \quad (3.1)$$

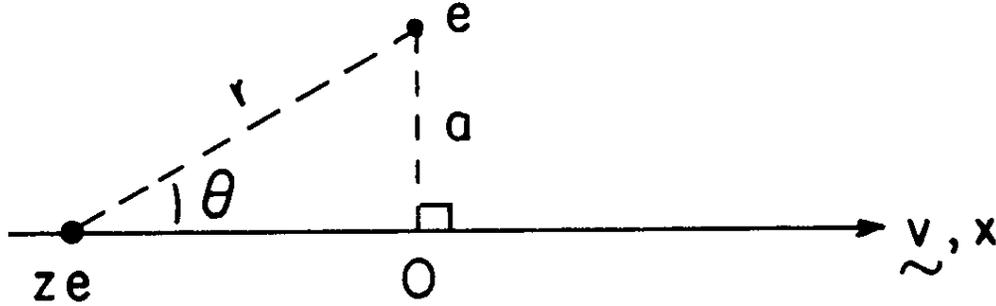


Figure 3.1: Passage d'une particule de charge ze dans la matière

L'impulsion nette que donne la particule à l'électron est dans une direction perpendiculaire à sa trajectoire :

$$\Delta p_e = F_{\perp} \Delta t \quad (3.2)$$

où $F_{\perp} = F \sin \theta$, $\Delta t = \Delta x/v$. Puisque $x = -a \cot \theta$, $dt = dx/v = a d\theta/v \sin^2 \theta$. Alors, l'impulsion totale transmise à l'électron est

$$p_e = \int_{-\infty}^{\infty} F \sin \theta dt = \int_0^{\pi} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 av} \sin \theta d\theta$$

d'où

$$p_e = \frac{ze^2}{2\pi\epsilon_0 av} \quad (3.3)$$

Par conséquent, l'énergie cinétique transmise à l'électron est :

$$T_e = \frac{p_e^2}{2m_e} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 a^2 m_e v^2} \quad (3.4)$$

Cette quantité représente également l'énergie $-dE$ perdue par la particule incidente lors de chaque collision avec un électron. Chaque atome ayant un nombre atomique Z , le nombre d'électrons en collision dans une couronne de rayon a , de largeur da et d'épaisseur dx est :

$$(2\pi a da dx)(nZ) \quad (3.5)$$

L'énergie cinétique totale perdue par la particule/unité de longueur est des éqs. 3.4 et 3.5 :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n Z}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{da}{a}$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n Z}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \ln \left[\frac{a_{max}}{a_{min}} \right] \quad (3.6)$$

Le raisonnement précédent nous donne uniquement la structure de la relation décrivant la perte d'énergie mais pas les valeurs de a_{max} et a_{min} . Un traitement quantique, y compris les corrections relativistes, nous donne :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 n Z}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (3.7)$$

Toutefois, cette relation ne prédit qu'un ordre de grandeur de dE/dx car tous les effets atomiques y sont traités seulement de façon approximative. Cependant, la relation est utile en autant qu'elle décrit bien la dépendance sur z , Z et v , du moins à énergie cinétique élevée, de l'ordre du MeV ou plus.

Dans cette équation, \bar{I} est le "potentiel moyen d'ionisation" c.a.d. l'énergie requise pour enlever l'électron de l'atome. Il est difficile de calculer \bar{I} théoriquement et, en pratique, c'est un paramètre ajustable aux données expérimentales. Il varie d'après le matériau mais, pour des matériaux ayant un nombre atomique peu élevé, il est indépendant de l'énergie de la particule incidente. Pour les matériaux ayant un Z élevé, il varie légèrement avec l'énergie car seulement les particules de grande énergie peuvent exciter les électrons qui se trouvent dans les couches internes profondes.

Quelques valeurs de \bar{I} sont reproduites dans le tableau 3.1 :

Substance	Z	ρ (g/cm ³)	\bar{I}/Z (eV)	$\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{min}$ (MeV g ⁻¹ cm ²)	X_o (cm)
H ₂ (liquide)	1	0.0708	19	4.09	866
He	2	0.125	22	1.95	754
C	6	2.1-2.3	12.3	1.85	19
Air	7.2		13.1		
Al	13	2.70	12.7	1.63	8.9
Ar	18		12.8		
Cu	29	8.96	12.8		1.43
Ag	47		12.5		
Xe	54		12.2		
Au	79		12.8		
Pb	82	11.35	13.1	1.14	0.56

Tableau 3.1 : Quelques valeurs du potentiel moyen d'ionisation, de la perte d'énergie au minimum d'ionisation et de la longueur de radiation

La quantité \bar{I}/Z est remarquablement constante pour $Z \geq 13$. Ce fait peut être utilisé pour déterminer \bar{I} par interpolation pour les matériaux où la mesure n'a pas été faite.

Un examen de l'éq. 3.4 montre qu'un transfert d'impulsion de 0.1 MeV/c à un électron est accompagnée d'une perte d'énergie de :

$$T_e \approx \frac{(0.1)^2}{2 \times 0.5} = 10 \text{ keV}$$

tandis que le même transfert d'impulsion à, par exemple, un noyau d'or serait accompagnée d'une perte d'énergie de :

$$T_e \approx \frac{(0.1)^2}{2 \times m_{Au}} = 3 \times 10^{-4} \text{ eV}$$

Ces valeurs démontrent bien que le mécanisme dominant de perte d'énergie d'une particule chargée en traversant la matière se fait par l'intermédiaire de collisions avec les électrons atomiques.

La grandeur de la quantité $-dE/dx$ est connue également sous le nom de **pouvoir d'arrêt**. C'est une caractéristique du matériau à l'étude. Le pouvoir d'arrêt par électron :

$$\sigma_e \equiv -\frac{1}{nZ} \frac{dE}{dx} \quad (3.8)$$

est aussi connu sous le nom de section efficace d'arrêt. Récrivons l'éq. 3.7 sous une forme plus commode en termes de $\beta \equiv v/c$ et $\gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ où γ est le "facteur de Lorentz" de la particule. C'est la **formule de Bethe-Bloch** :

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 nZ}{4\pi\epsilon_0^2 m_e \beta^2 c^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2}{\bar{I}} \gamma^2 \right) - \beta^2 \right]} \quad (3.9)$$

Remarquons que *pour un milieu donné* ($nZ = \text{constante}$), dE/dx dépend de la vitesse de la particule incidente et de sa charge, mais pas directement de sa masse. Cependant, pour des particules relativistes, cette dépendance sur la vitesse sera très faible car alors v tend vers une constante. Par ailleurs, d'après cette équation, $-dE/dx$ devient négatif aux très basses vitesses ($\beta < 4 \times 10^{-3}$ dans l'hydrogène) et n'a donc plus aucune signification physique. Dans ce domaine de très basse vitesse, la structure atomique du milieu devient importante et, à des vitesses inférieures à $7 \times 10^{-3} c$, la particule incidente chargée positivement peut même capturer des électrons du milieu pour former de nouveaux systèmes atomiques. Ceci diminue la charge effective ze et ainsi réduit la valeur de dE/dx .

(ii) Perte d'énergie au minimum d'ionisation

A la Fig. 3.2, nous montrons les valeurs de dE/dx normalisées en fonction de $\gamma\beta (=p/mc)$. Empiriquement, on trouve que cette *dépendance normalisée de dE/dx en fonction de $\gamma\beta$ est essentiellement indépendante de la masse m de la particule incidente*, en accord avec l'éq. 3.9. On constate que dE/dx diminue au fur et à mesure que v augmente jusqu'à ce qu'il atteigne un minimum vers $\gamma\beta \approx 3$ ($\beta \approx 0.95$). Ce minimum est dû à la convolution de la diminution en dE/dx causée par la dépendance en β^{-2} (β sature à $\beta \approx 1$ aux grandes énergies) et l'augmentation causée par le terme $\ln \gamma^2$ dû aux effets relativistes.

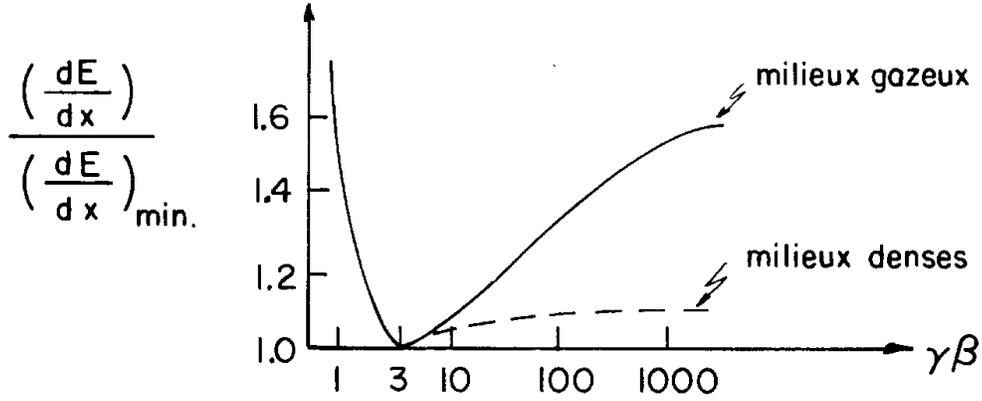


Figure 3.2: Valeurs de dE/dx normalisées en fonction de $\gamma\beta$

Au-delà du minimum, la formule de Bethe-Bloch prédit que le pouvoir d'arrêt augmente indéfiniment comme $\ln \gamma^2$. Ceci est dû au fait qu'à des vitesses élevées de la particule incidente, son champ électrique subit une contraction de Lorentz et ainsi le champ électrique transverse augmente à de grandes distances. Le résultat est que la perte en énergie devrait également augmenter car un plus grand nombre d'atomes est soumis à l'effet du champ électrique de la particule incidente. Ce mécanisme est à l'origine de la partie du pouvoir d'arrêt qui augmente avec la vitesse. Mais, en pratique, la pente de l'augmentation au-delà du minimum sature à cause de ce qu'on appelle l'effet de densité. A grande distance, les effets des champs électriques sont blindés à cause des propriétés diélectriques des molécules du milieu. Cet effet est plus important pour les matériaux plus denses. Le résultat est une courbe (Fig. 3.2) qui, en fonction de la vitesse de la particule, a un plateau. Ce plateau a une valeur plus élevée que celle au minimum, autant que 50% pour les gaz (dépendant de leurs pressions), mais seulement de l'ordre de 10-15% pour les solides et les liquides.

Ainsi, au-delà du minimum d'ionisation, l'augmentation de dE/dx normalisé (Fig. 3.2) est rarement plus grande que 50% et n'est que de quelques % pour les milieux denses. L'importance de cette observation est, qu'en pratique, les pertes d'énergie de toute particule relativiste pourront être estimées en considérant les pertes d'énergie au minimum d'ionisation. Une particule qui se déplace dans un matériau donné et perd de l'énergie par ionisation au taux proche du minimum est appelée "particule au minimum d'ionisation". En pratique, toutes les particules ayant des vitesses $\gtrsim 0.9 c$ sont de telles particules. Quelques valeurs de dE/dx au minimum d'ionisation sont présentées au tableau 3.1

Il est utile d'avoir une relation simple qui donne la valeur de dE/dx au minimum d'ionisation, c.a.d quand $\gamma\beta \approx 3$ pour une particule incidente ayant un z effectif de 1. Dans la formule de Bethe-Bloch,

$$n = \frac{\text{densité de masse} \times \text{nombre d'Avogadro}}{\text{poids atomique}}$$

où ρ est la densité de masse du milieu en g/cm^3 , Z est le nombre atomique du milieu et W le poids atomique du milieu, $W \approx A =$ nombre de masse. Cette formule nous donnerait $-(dE/dx)_{min} \approx 3 \rho Z/W$. Cependant, il est préférable d'utiliser un facteur empirique qui

reproduit mieux les valeurs expérimentales :

$$\boxed{-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min} \approx 3.3 \frac{\rho Z}{W} \quad MeV/cm} \quad (3.10)$$

En physique nucléaire, et aussi en physique des particules, les épaisseurs sont souvent exprimées en g/cm^2 , où la relation entre l'épaisseur Δx_m en g/cm^2 et l'épaisseur Δx en cm est $\Delta x_m = \Delta x \times \rho$. En termes de cette épaisseur,

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{min} \approx 3.3 \frac{Z}{W} \quad MeV/(g/cm^2) \quad (3.11)$$

3.3 Parcours total d'une particule dans un milieu

Pour des valeurs de $\gamma\beta \approx 3$, l'énergie cinétique d'un proton est de l'ordre de 2.0 GeV et celle d'un électron 1.1 MeV. Ainsi, dans l'hydrogène liquide où $dE/dx \approx 0.29$ MeV/cm au minimum d'ionisation, l'électron n'irait pas plus loin que 4 cm même si la perte par ionisation est son seul mécanisme de perte d'énergie (voir Sect. 3.6) tandis que le proton ayant la même vitesse pourrait parcourir autant que 70 m s'il peut éviter les diffusions élastiques et inélastiques avec les protons au repos. Nous constatons donc que *les particules lourdes peuvent traverser de plus grandes distances que des particules légères de même vitesse. Par contre, un proton d'énergie cinétique donnée va perdre de l'énergie plus rapidement et s'arrêtera dans une distance plus courte qu'un électron de même énergie cinétique* car dans ce cas, sa vitesse est beaucoup plus petite que celle de l'électron.

Cette discussion nous mène naturellement au concept de parcours. Par définition, le **parcours** correspond à la distance maximale qu'une particule d'énergie donnée peut traverser dans un milieu donné avant de s'arrêter. Ainsi, le parcours est simplement :

$$R \equiv \int_{E_0}^0 dx = \int_{E_0}^0 \frac{-dE}{-\frac{dE}{dx}} \quad (3.12)$$

En pratique, cette intégrale ne peut pas être évaluée jusqu'à $E=0$ car l'éq. 3.9 n'est plus valable pour des énergies très basses. Cependant, si un parcours R_1 est mesuré pour une énergie incidente E_1 , alors le parcours pour la même particule dans le même milieu mais avec une énergie incidente $E_2 > E_1$ sera :

$$R_2 = R_1 + \int_{E_2}^{E_1} \frac{-dE}{-\frac{dE}{dx}} \quad (3.13)$$

L'autre aspect utile est que :

$$\boxed{R \approx \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1}} \quad (3.14)$$

Ainsi, si on mesure le parcours d'une particule donnée ayant une énergie donnée dans un milieu "1", le parcours de cette même particule dans un milieu "2" sera :

$$R_2 = R_1 \times \frac{(dE/dx)_1}{(dE/dx)_2} \quad (3.15)$$

Nous pouvons obtenir une idée approximative de la dépendance de R pour une particule non-relativiste de masse m , charge z et vitesse v en utilisant la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{z^2}{v^2}$$

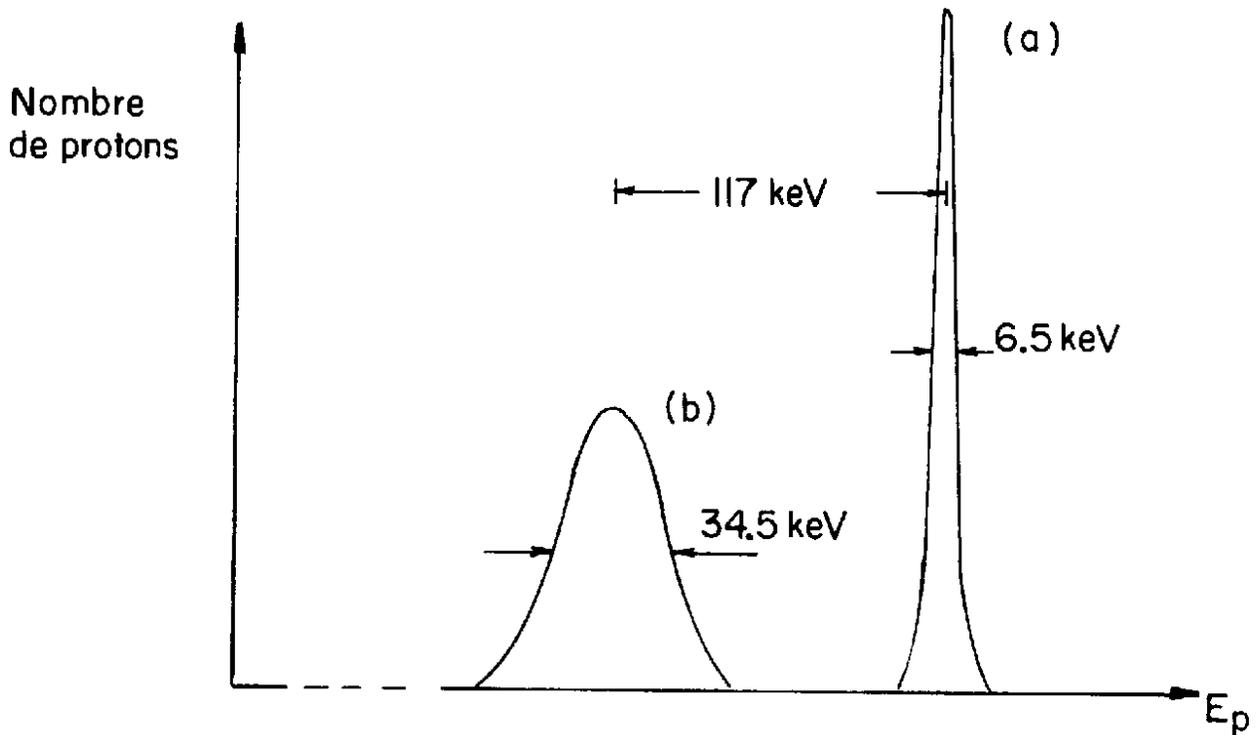
où K est une constante qui dépend du matériau traversé par la particule. L'énergie cinétique de la particule est $E = \frac{1}{2}mv^2$, d'où $dE = mv dv$ et $v_0 = (2E_0/m)^{\frac{1}{2}}$. De l'éq. 3.12,

$$R = - \int_{v_0}^0 \frac{mv^3}{Kz^2} dv = \frac{mv_0^4}{4Kz^2}$$

Par conséquent, $R \propto mv_0^4$, c.a.d. que, pour la même vitesse, le parcours est plus grand pour les particules de plus grande masse. De même, $R \propto E_0^2 m^{-1}$ et, pour la même énergie cinétique, le parcours est plus petit pour des particules de plus grande masse. Ces déductions sont en accord avec notre discussion précédente.

3.4 Diffusion multiple, processus statistiques et straggling

En moyenne, les pertes d'énergie subies par une particule chargée traversant la matière sont reproductibles. Cependant, le parcours d'une particule dans la matière est déterminé par la somme d'une série de collisions indépendantes (diffusion multiple) avec les électrons



atomiques du milieu. Etant donné que les détails des interactions microscopiques subies par une particule varient de façon aléatoire, sa perte d'énergie est un processus statistique. Il n'est donc pas surprenant que tout faisceau de particules chargées monoénergétiques montrera une perte d'énergie ayant une certaine dispersion après avoir traversé une distance donnée d'un matériau. Cette dispersion en énergie est connue sous le nom de “straggling”.

A la Fig. 3.3, on montre un exemple d'un tel phénomène où il est évident que le spectre en énergie des protons de 3 MeV a un pic élargi (b) après avoir traversé une feuille d'or de 3.3 mg/cm^2 par rapport à ce qu'il était initialement (a). La dispersion en énergie en (a) est due à la technique expérimentale utilisée. Cette dispersion se retrouve bien sûr en (b) mais elle y est dominée par l'effet de straggling.

Pour les mêmes raisons, toute particule chargée, ayant une énergie cinétique donnée, traversant un milieu donné, n'aura pas toujours exactement le même parcours. Il y aura effectivement un “straggling” sur la longueur du parcours dû au fait qu'à chaque collision la quantité d'énergie perdue variera de façon aléatoire et donc l'énergie restante variera également.

3.5 Principes de détection de particules chargées et de rayons γ

Lors du passage d'une particule chargée ou d'un γ à travers un milieu, des électrons sont libérés par le processus d'ionisation. Ces électrons sont appelés des raies “delta”. Ces raies δ peuvent à leur tour causer de l'ionisation et d'autres raies δ . Aux énergies inférieures au seuil d'ionisation, les électrons vont perdre leur énergie par des collisions avec les atomes qui vont générer des excitations thermiques du matériau. Ainsi, toute l'énergie perdue par la particule incidente se transforme en chaleur du matériau, à part une petite quantité d'énergie qui peut mener à des dommages du matériau. Ces dommages correspondent à des déplacements des atomes de leurs positions normales ou à des brisures de liens chimiques. De tels effets peuvent devenir importants quand la dose de radiation est intense.

Ainsi, le passage d'une particule chargée, ou d'un γ , laisse derrière elle, dans le matériau traversé, des ions et des électrons libres ayant des énergies thermiques. Cette situation mène à des techniques expérimentales qui consistent à collectionner ces électrons et ions et les transformer en signaux électroniques. Par exemple, les détecteurs à état solide au Ge et au Si utilisent cette technique.

Dans certains matériaux transparents, les raies δ excitent la structure moléculaire du milieu. Par la suite, ces molécules émettent des photons dans la partie visible du spectre d'émission. Nous appelons de tels matériaux, des *scintillateurs*. La lumière est émise avec un temps moyen de quelques nanosecondes, ou parfois beaucoup plus long, dépendant du matériau. Le couplage d'un tel scintillateur à un photomultiplicateur permet de convertir l'impulsion de lumière en une impulsion électronique - nous avons alors ce qui est dénommé un compteur à scintillation. De tels compteurs e.g. NaI (Tl), CsI, BGO, sont utilisés couramment pour détecter des particules énergétiques et des rayons γ .

Identification du type de particules. Il est important de noter que même si la perte d'énergie, $-dE/dx$, ne dépend pas directement de la masse de la particule qui traverse le milieu, elle est utilisée pour déterminer cette masse par l'intermédiaire de la relation $\gamma\beta = p/mc$. La mesure de dE/dx pour une particule donnée donne la valeur de $\gamma\beta$ associée à cette particule (Fig. 3.2). Par ailleurs, il est possible de mesurer l'impulsion p de cette même particule avec e.g. une chambre à fils. Par la suite, la masse est déduite de la relation $m = p/\gamma\beta c$ et par conséquent la particule est identifiée.

De façon plus concrète, nous avons montré précédemment que la variation de dE/dx en fonction de $\gamma\beta$ ne dépend pas de la masse de la particule (Fig.3.2). Mais, étant donné que l'impulsion de la particule, $p = mc\gamma\beta$, il s'ensuit que *la variation de dE/dx en fonction de p montrera une dépendance sur la masse de la particule*, telle qu'illustrée sur la Fig.3.4.

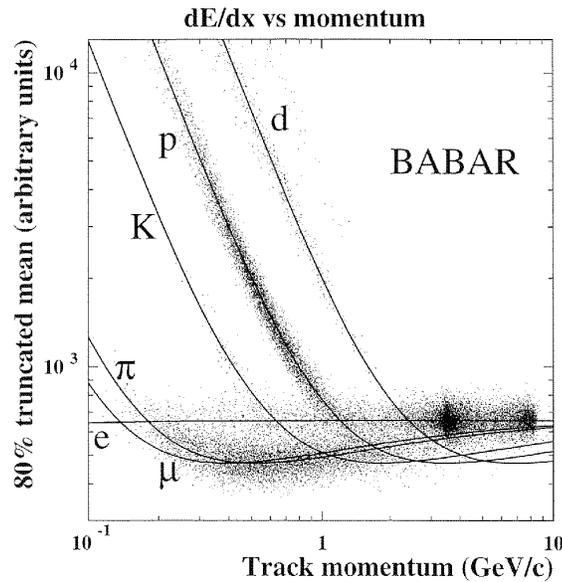


Figure 3.4: Variation de dE/dx en fonction de l'impulsion des particules qui permet d'identifier la particule à l'étude par la valeur de sa masse

3.6 Interaction d'un électron avec la matière

Tout comme pour les autres particules chargées, l'électron perd de l'énergie dans un milieu par le processus d'ionisation. Il existe cependant deux différences importantes :

1) A cause de sa petite masse, l'électron peut subir des déviations à des angles beaucoup plus grands que celles subies par des particules plus lourdes qui continuent essentiellement dans une trajectoire rectiligne. Ainsi, le parcours de l'électron dans le milieu est beaucoup plus long avec une probabilité plus grande de collisions.

2) Les électrons atomiques libérés lors des collisions, les raies δ , ne peuvent être distingués des électrons incidents. Il faudra donc tenir compte de phénomènes d'échange lors du développement de la théorie.

Le résultat ressemble tout de même beaucoup à celui de l'éq. 3.9 :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 n Z}{8\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \left(\frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right]$$

c.a.d. dE/dx dépend surtout de la vitesse et de la charge de l'électron incident.

Un autre processus extrêmement important est dû au fait que les électrons sont accélérés par leur interaction avec les champs coulombiens atomiques et surtout nucléaires. *Ces accélérations mènent à un rayonnement de photons, appelé rayonnement de freinage ou "bremstrahlung"*, et donc à une perte d'énergie importante. La perte d'énergie de ce processus est, pour les électrons :

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{brem.} = \frac{\alpha e^4 n Z^2 E}{(m_e c^2)^2} \left[4 \ln \left(\frac{2E}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad (3.16)$$

où Z est le nombre atomique des noyaux formant la matière traversée et $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$. Le processus de bremstrahlung est important pour les particules plus massives seulement à de très grandes énergies e.g. à $E \approx 300$ GeV pour les muons dans le plomb.

Ainsi, la perte totale d'énergie subie par les électrons en traversant la matière est :

$$\boxed{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{totale} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion.} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{brem.}} \quad (3.17)$$

Il est possible de démontrer que pour des électrons d'énergie cinétique E élevée :

$$\frac{(dE/dx)_{brem.}}{(dE/dx)_{ion.}} \approx \frac{EZ}{560} \quad (3.18)$$

quand E est en MeV. Notons, de cette équation, qu' à énergie élevée la perte d'énergie par bremstrahlung est beaucoup plus importante que par ionisation. A énergie élevée,

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion.} \approx \left(\frac{dE}{dx} \right)_{min} \approx -3.3 \frac{Z}{A},$$

et, par conséquent,

$$\frac{dE}{dx} \approx \left(\frac{dE}{dx} \right)_{brem.} \approx \frac{EZ}{560} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion.} \approx -\frac{3.3Z^2}{560A} E \equiv -\frac{E}{X_0} \quad (3.19)$$

où

$$\boxed{X_0 \approx 170 \frac{A}{Z^2} \text{ g/cm}^2} \quad (3.20)$$

Négligeant de petites corrections pour les effets atomiques, une relation plus précise serait :

$$X_0 = \left[\frac{4nZ^2\alpha^3(\hbar c)^2}{(m_e c^2)^2} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \right]^{-1} \quad (3.21)$$

Nous donnons quelques valeurs de X_0 au Tableau 3.1. Une conséquence importante de l'éq. 3.19 est, qu'à énergie élevée :

$$\boxed{E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}} \quad (3.22)$$

où E_0 est l'énergie cinétique initiale de la particule incidente et E est l'énergie restante après qu'elle a traversé la distance x dans le matériau. La constante X_0 est connue sous le nom de "**longueur de radiation**". Celle-ci correspond à la distance pour laquelle l'énergie cinétique, d'un ensemble d'électrons se déplaçant à des vitesses relativistes, diminue, en moyenne, à une fraction $1/e$ de sa valeur initiale, dans un matériau donné. Ainsi, *les électrons perdront la plupart de leur énergie à l'intérieur de quelques longueurs de radiation d'un matériau donné.* Dans ce contexte, on exprime l'épaisseur d'un matériau en termes d'un pourcentage de la longueur de radiation, e. g. un matériau dont l'épaisseur est équivalente à 5% de longueur de radiation signifie que son épaisseur a la valeur $.05X_0$. D'après l'éq. 3.22, cela implique qu'après avoir traversé cette épaisseur, la particule a perdu effectivement de l'ordre de 5% de son énergie initiale.

Remarquons que même si les électrons accélérés dans les tubes de téléviseur ont de faibles énergies cinétiques, ils perdent tout de même une partie de leur énergie sous forme de bremsstrahlung. Tous ces tubes doivent donc avoir des parois épaisses en verre de plomb pour absorber les rayons-X et ainsi protéger les spectateurs.

3.7 Interaction de particules neutres avec la matière

Dans les sections précédentes, nous avons établi que les particules chargées sont ralenties progressivement en traversant la matière. Par contre, *pour les photons et les neutrons, les processus d'interaction avec la matière mènent à de grands transferts d'énergie et le résultat est que le photon ou le neutron est éliminé du faisceau incident.*

Nous pouvons décrire cette atténuation de l'intensité du faisceau dans le milieu en termes de ce qu'on appelle un **coefficient d'absorption** μ . Si $I(x')$ représente l'intensité du faisceau de particules à une distance x' dans le milieu, alors la variation en intensité, dI , sur une distance infinitésimale dx' est :

$$dI = I(x' + dx') - I(x') = -\mu I(x') dx'$$

c.a.d. que :

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx'$$

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx'$$

et donc,

$$\boxed{I(x) = I_0 e^{-\mu x}} \quad (3.23)$$

Si x est en cm, μ est en unités de cm^{-1} . Ce coefficient est intimement relié à la section efficace totale d'interaction σ des particules neutres avec la matière. Nous avons montré au

chapitre 1, éq. 1.9, que :

$$I(x) = I_0 e^{-n\sigma x} \tag{3.24}$$

Par conséquent,

$$\mu = n\sigma \tag{3.25}$$

où, rappelons-nous, $n = \rho N_A / A$ est le nombre d'atomes par unité de volume.

3.8 Interaction des photons avec la matière

Etant donné que les photons sont neutres électriquement, ils ne subissent pas la force de Coulomb comme les particules chargées. Cependant, *les photons* sont les porteurs de la force électromagnétique et *interagissent* tout de même *par l'intermédiaire de trois processus électromagnétiques* : *l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la production de paires*. La section efficace totale d'absorption par atome qui mène à l'élimination d'un photon est la somme des sections efficaces pour chacun de ces processus.

(i) Effet photoélectrique

Dans ce processus, un photon de basse énergie interagit avec le nuage électronique de l'atome qui absorbe la totalité de l'énergie du photon. En conséquence, un électron atomique est émis (Fig. 3.5) avec une énergie cinétique E_e :

$$E_e = E_\gamma - E_{B_e} \approx E_\gamma$$

où E_{B_e} est l'énergie de liaison de l'électron. La probabilité d'émission est la plus grande pour la couche K car les électrons de cette couche se trouvent proches du noyau qui doit absorber une partie de l'impulsion pour conserver l'impulsion. Un des électrons des couches externes descend par la suite vers les couches internes mieux liées. Le processus est donc accompagné de l'émission de photons de basse énergie, les rayons-X.

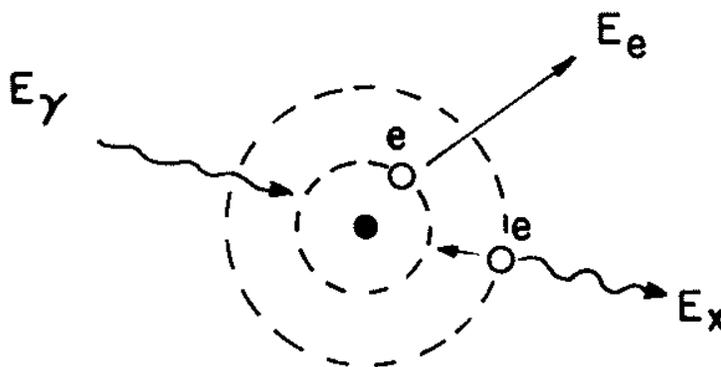


Figure 3.5: Absorption d'un photon par un électron atomique

Les électrons émis, quant à eux, se déplacent au maximum quelques millimètres avant d'être complètement absorbés par les atomes du réseau cristallin. Dans les scintillateurs

inorganiques, tels que le NaI(Tl), les atomes du réseau, modifié par la présence de dopants, tels que le Tl, retournent à leurs états fondamentaux en émettant des photons dans la partie visible du spectre i.e. de la lumière ("scintillation"). Ce processus donne donc un pic d'énergie $E_0 = E_\gamma$ dans un spectre de rayons gamma (Fig. 3.7).

L'effet photoélectrique a une section efficace élevée à basses énergies (de l'ordre du keV):

$$\sigma_{ph} \approx Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^n \quad (3.26)$$

où $n = \frac{7}{2}$ quand $E_\gamma < m_e c^2$ et $n=1$ quand $E_\gamma \gg m_e c^2$. Le processus est donc important pour les atomes ayant un Z élevé et devient négligeable (Fig. 3.6) à des énergies $E_\gamma \gtrsim 10$ MeV. La relation 3.26 est empirique et n'a pas d'explication physique simple.

(ii) Effet Compton

Cet effet représente un processus de diffusion entre le photon incident et un électron atomique considéré comme étant libre. Cette hypothèse est une bonne approximation quand $E_\gamma \gg E_{B_e}$ (électron), ce qui est le plus souvent le cas. Lors de ce processus, le photon n'est pas complètement absorbé mais diffusé hors du faisceau incident avec une énergie E'_γ donnée par :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta)} \quad (3.27)$$

où $m_e c^2 = 511$ keV est la masse de l'électron. Ainsi, le photon incident transfère une partie de son énergie à l'électron qui a une énergie de recul, $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$, qui dépend de l'angle de diffusion θ .

La section efficace de diffusion Compton a été calculée par Klein et Nishina dans le contexte de la mécanique quantique relativiste :

$$\sigma_c \approx \frac{Z}{E_\gamma} \ln(E_\gamma) \quad (3.28)$$

L'effet Compton est prédominant dans la gamme d'énergie de 0.5 à 5 MeV (Fig. 3.6) et donne une distribution en énergie ($E_\gamma - E'_\gamma$) dans un spectre de rayons gamma (fig. 3.7).

(iii) Production de paire

Quand un photon incident a suffisamment d'énergie ($E_\gamma > 2 m_e c^2 = 1.02$ MeV), il peut être absorbé par la matière et produire une paire $e^+ e^-$ d'énergie totale E_γ . Afin de préserver les lois de conservation d'énergie et d'impulsion, ce processus ne peut être observé que dans la matière. Dans ce cas, le noyau de recul peut absorber l'impulsion.

Les positrons produits perdent de l'énergie par les mêmes processus que les électrons. Une fois l'énergie cinétique du positron proche de zéro, le positron et un électron voisin

s'annihilent tel que :

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.29)$$

où les deux γ , de 511 keV ($=m_e c^2$) chaque, sont émis dos à dos pour conserver l'impulsion.

Etant donné que le γ disparaît en créant la paire, il est commode de définir un **parcours moyen libre de conversion** :

$$X_{paire} = (\mu_{paire})^{-1} = (n\sigma_{paire})^{-1} \quad (3.30)$$

Pour des énergies $E_\gamma \gg m_e c^2$:

$$\sigma_{paire} = \frac{28}{9} \frac{Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{(m_e c^2)^2} \left[\ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{7} \right] \quad (3.31)$$

En comparant les expressions du parcours moyen pour le processus de conversion de paire, X_{paire} et de la longueur de radiation, X_0 , on constate que :

$$X_{paire} \approx \frac{9}{7} X_0 \quad (3.32)$$

Ce résultat n'est pas surprenant car le parcours moyen libre pour la production de paires pour un photon très énergétique est de fait intimement relié à la distance moyenne dans laquelle un électron énergétique perd la quasitotalité de son énergie par radiation de freinage.

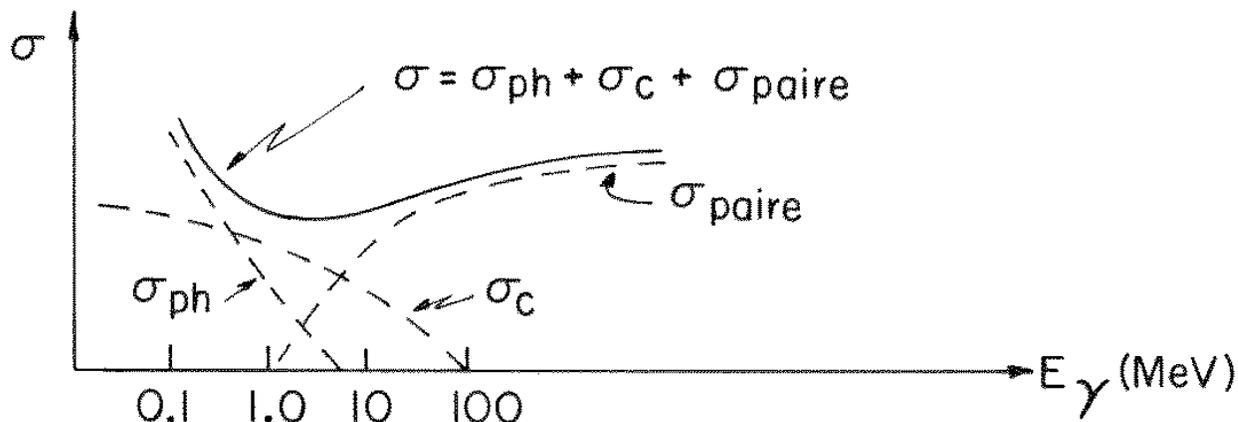


Figure 3.6: Coefficients d'absorption pour les processus photoélectrique, Compton et création de paire en fonction de E_γ

Tel qu'indiqué à la Fig. 3.6, la section efficace du processus de création de paires e^+e^- , σ_{paire} , part de zéro au seuil, $E_\gamma = 2m_e c^2 = 1.02$ MeV, augmente puis atteint un plateau aux alentours de $E_\gamma \approx 1000$ MeV, dont la valeur est donnée par l'éq. 3.31.

Cette figure résume l'importance relative des trois processus que nous venons de décrire. A basse énergie, $E_\gamma \lesssim 500$ keV, c'est l'effet photoélectrique qui domine; à une énergie au-delà de 5 MeV, la conversion de paires devient le processus le plus important. La diffusion Compton est un effet relativement mineur sauf pour la gamme de 0.5 à 5 MeV.

La Fig. 3.7 montre le spectre de radiation gamma qui résulte de ces trois processus tel qu'observé par un détecteur approprié e. g. un compteur au NaI. L'effet photoélectrique donne naissance à un pic bien défini de même énergie que l'énergie $E_0 = E_\gamma$ du γ incident. La distribution en intensité γ , de la queue inférieure du pic photoélectrique jusqu'à l'énergie nulle, provient du fait que les photons diffusés par l'effet Compton n'ont pas été absorbés par le détecteur, fournissant ainsi des impulsions d'énergie $E_0 - E'_\gamma$. Les deux petits pics, superposés sur le "fond Compton", proviennent du fait que, dépendant de la taille du détecteur, un des deux γ de 511 keV créés lors du processus de conversion de paire, ou les deux, s'échappent du détecteur, y laissant une énergie $(E_0 - 511)$ keV ou $(E_0 - 2 \times 511)$ keV, respectivement.

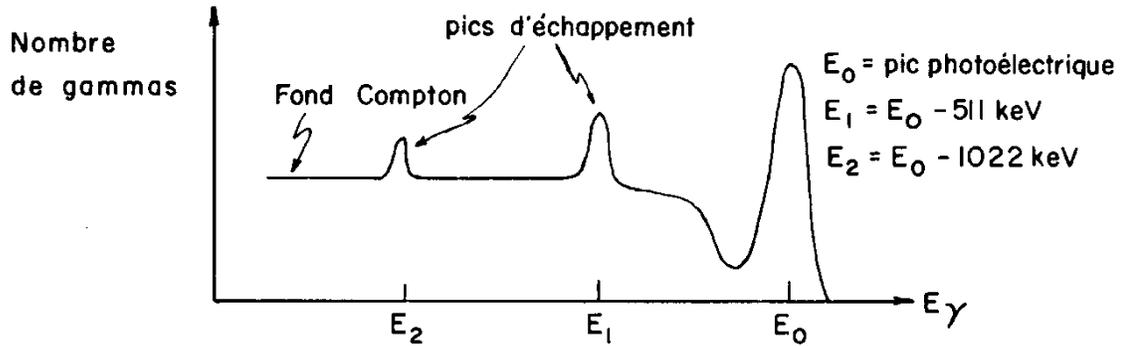
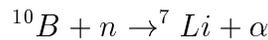


Figure 3.7: Spectre γ produit par des γ d'énergie supérieure à 1.02 MeV

3.9 Perte d'énergie par interaction nucléaire avec la matière

Bien que le neutron ait un moment dipolaire magnétique, l'effet de l'interaction électromagnétique peut être négligé lors d'une discussion du pouvoir d'arrêt des neutrons dans la matière. N'étant pas chargés, *les neutrons sont ralentis par un processus de diffusion avec les noyaux par l'intermédiaire de l'interaction forte.*

Comme pour les processus d'ionisation, l'énergie transmise par l'intermédiaire de l'interaction forte sera plus importante pour des noyaux du matériau traversé ayant une masse plus légère (éq. 3.4). Ceci est la raison pour laquelle le paraffine qui contient beaucoup d'hydrogène est souvent utilisé comme modérateur pour ralentir les neutrons énergétiques. Une fois les neutrons ralentis aux énergies thermiques, $E_n \approx eV$, la section efficace de capture des neutrons devient très grande pour plusieurs matériaux comme le ^{10}B ou le ^{113}Cd , et les neutrons sont absorbés par ces noyaux. Dans la plupart des cas, cette capture de neutron est accompagnée de l'émission de rayons γ . Dans certains cas, tel que



des particules α sont émises. Pour certains noyaux lourds, tels que l'uranium, la capture des neutrons peut mener à la fission.

Pour des particules chargées d'énergie cinétique basse, le processus d'ionisation est suffisant pour absorber les particules incidentes car l'énergie totale est perdue dans une

distance raisonable. Par contre, pour les particules d'énergie cinétique élevée, le processus d'ionisation mène seulement à une perte d'énergie (tant que l'énergie de la particule est plus grande que le potentiel moyen d'ionisation). Ainsi, *pour l'absorption de ces particules de même que pour les particules neutres, c'est l'interaction nucléaire qui, même si elle est relativement rare, joue un rôle prédominant.* Par conséquent, c'est l'interaction nucléaire qui intervient lorsqu'il faut évaluer l'épaisseur de matériaux nécessaire pour absorber des particules neutres et des particules chargées d'énergie cinétique élevée. Par exemple, il faudra de l'ordre de 67 m de Fe pour arrêter des faisceaux de muons de 80 GeV qui interagissent uniquement par le processus d'ionisation, tandis qu'une épaisseur d'environ 1 m de Fe diminuerait l'intensité d'un faisceau de protons de 80 GeV par un facteur d'à peu près mille.

Pour tout hadron, particule qui interagit par interaction forte : n, p, π , kaon, ... la section efficace qui apparait dans l'éq. 3.24,

$$I(x) = I_0 e^{-n\sigma x}$$

sera la section efficace d'interaction nucléaire.

EXERCICES - CHAPITRE 3

3.1 Empiriquement, à basse énergie, le parcours d'une particule α dans l'air est :

$$R_{\alpha}(\text{air}) \approx 0.318E^{\frac{3}{2}} \quad \text{cm}$$

et le parcours d'un électron dans l'aluminium est :

$$R_e(\text{Al}) \approx 0.53E - 0.16 \quad \text{g/cm}^2$$

où dans les deux relations, l'énergie de la particule incidente est en MeV.

a) Sachant que le pouvoir d'arrêt d'une particule α est de l'ordre de 1600 fois plus grand dans l'aluminium que dans l'air, déterminez le parcours d'une particule α de 5 MeV dans l'aluminium.

b) Déterminez le parcours d'un électron de même énergie dans l'aluminium.

c) Comparez les parcours en (a) et (b), sachant que la densité de l'aluminium est $\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$. Quelle est la raison physique pour la différence observée?

3.2 a) Déterminez l'énergie cinétique d'un muon ($mc^2 \approx 106 \text{ MeV}$) ayant la même valeur de dE/dx qu'une particule au minimum d'ionisation.

b) En faisant l'hypothèse qu'un muon dépose de l'énergie dans la matière uniquement par le processus d'ionisation, déterminez l'épaisseur de fer en cm nécessaire pour arrêter un muon incident ayant une énergie cinétique de 500 GeV.

c) Estimez l'énergie de l'électron au minimum d'ionisation.

d) Déterminez l'épaisseur de fer en cm nécessaire pour arrêter un électron incident ayant une énergie cinétique de 500 GeV.

En (d), faites l'hypothèse qu'aux énergies cinétiques supérieures à E_c le processus de bremsstrahlung domine et qu'aux énergies inférieures c'est le processus d'ionisation. E_c est l'énergie cinétique de l'électron pour laquelle $(dE/dx)_{\text{brem.}} = (dE/dx)_{\text{ion.}}$.

Le fer naturel, qui est composé de 5.9% de ^{54}Fe , de 91.6% de ^{56}Fe , de 2.2% de ^{57}Fe et de 0.3% de ^{58}Fe , a une densité $\rho = 7.87 \text{ g/cm}^3$ et un nombre atomique $Z = 26$.

3.3 Un électron traversant une matière quelconque perd de l'énergie au taux dE/dx .

a) Exprimez ce taux de perte d'énergie en termes de tous les processus possibles qui contribuent à la perte d'énergie.

b) Si l'électron incident a une énergie cinétique de 1000 MeV et traverse une paroi en aluminium ($Z=13, A=27$), exprimez cette perte d'énergie totale en termes de la longueur de radiation de l'aluminium. Assurez-vous d'avoir compris le processus.

c) En déduire l'énergie d'un électron qui a traversé la paroi d'aluminium de densité $\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$ si celle-ci a une épaisseur de 1 cm.

3.4 Un électron ayant une énergie cinétique de 2 GeV traverse une paroi de fer ayant une épaisseur de 2 cm.

a) Exprimez le taux de perte d'énergie de cet électron en termes de tous les processus possibles qui contribuent à la perte d'énergie.

b) En déduire l'énergie de l'électron après qu'il ait traversé la paroi de fer. Expliquez la raison pour laquelle vous utilisez une relation spécifique.

3.5 Le coefficient d'absorption totale pour des photons de 5 MeV dans le plomb ($W_{Pb} = 207.2$ g/mole) est : $\mu = 0.04$ cm^2/g .

a) Si la densité du plomb est $\rho = 11.3$ g/cm^3 , quelle est l'épaisseur de Pb requise pour réduire l'intensité des photons de 5 MeV à 0.06 de sa valeur initiale?

b) Déterminez la section efficace totale d'absorption du Pb pour des photons de 5 MeV.

3.6 Déterminez l'épaisseur de Cd ($W_{Cd} = 112.4$ g/mole et $\rho_{Cd} = 8.642$ g/cm^3) nécessaire pour réduire l'intensité d'un faisceau de neutrons thermiques d'un facteur 10, sachant que la section efficace d'absorption par atome est de 2700 b pour des neutrons thermiques de 0.025 eV traversant un milieu de Cd.

3.7 Sachant que dans le Pb la longueur de radiation à énergie élevée est : $X_o = 5.6$ mm et la section efficace d'interaction nucléaire est : $\sigma \approx 1.6$ b,

a) Déterminez la section efficace pour la production de paires e^+e^- à haute énergie dans le Pb.

b) Déterminez le parcours moyen libre pour des collisions nucléaires dans le Pb à énergie élevée.

c) Comparez l'épaisseur nécessaire pour arrêter des photons à celle requise pour arrêter des particules qui interagissent surtout par interaction forte. Expliquez.

3.8 a) Tracez l'allure d'un spectre de photons de 2 MeV enregistré à l'aide d'un détecteur approprié, e.g. un compteur au NaI. Identifiez chaque caractéristique de ce spectre.

b) Expliquez l'origine physique de chaque caractéristique et déterminez l'énergie de chacun des pics.

c) Comment le spectre serait-il modifié si on augmentait le volume du détecteur?

3.9 Démontrez l'éq. 3.27.

3.10 a) Déterminez l'épaisseur requise d'un blindage de fer pour arrêter des muons de 80 GeV et b) déterminez la section efficace d'interaction nucléaire du fer sachant que l'intensité d'un faisceau de protons de 80 GeV est réduite par un facteur de mille après avoir traversé 1 m de fer. Vous pouvez utiliser votre solution de l'ex. 3.2.