

# Chapitre 1

## Le monde subatomique

### 1.1 introduction

#### 1.1.1 Échelles

- L'échelle nucléaire est de l'ordre de la dimension du noyau atomique soit  $10^{-15}$  m = 1 Fermi (fm)
- Pour les particules sans structure interne (fondamentales?), on définit l'échelle sub-nucléaire ( $< 10^{-17}$  m)

#### 1.1.2 Unités

- l'électron-volt (symbole eV) est une unité de mesure d'énergie. Sa valeur est définie comme étant l'énergie cinétique d'un électron accéléré depuis le repos par une différence de potentiel d'un volt. Un électron-volt est donc égal à environ  $1,60217653 \cdot 10^{-19}$  joule.
- $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$ ;  $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ ;  $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$ ;  $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$
- Masse, impulsion et énergie données en eV.  
masse \*  $c^2$  = énergie;  $m_e = 9,11 \times 10^{-31} \text{ kg} \rightarrow m_e c^2 = 8,2 \times 10^{-14} \text{ J} = 511,7 \text{ keV}$ ;  
masse proton  $\simeq 1 \text{ GeV}$   
impulsion \*  $c$  = énergie;  $p = 1 \text{ kg.m.s}^{-1} \rightarrow pc = 3 \times 10^8 \text{ J} = 1,9 \times 10^{27} \text{ eV}$
- $\hbar c \simeq 200 \text{ MeV.fm}$
- constante de structure fine  $\alpha(0) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$

### 1.2 Bilan

Le tableau des figures 1.1 et 1.2 résume nos connaissances actuelles des constituants fondamentaux de la matière, et des interactions auxquels ils sont sensibles. Toutes les particules massiques sont sensibles à l'interaction gravitationnelle, mais son intensité est négligeable par rapport aux autres interactions à l'échelle d'énergie qui nous intéresse dans le cadre de ce cours.

- Les constituants fondamentaux de la matière sont des fermions de spin  $\frac{1}{2}$ .
- Pour chaque constituant de la matière, il existe un anti-constituant de même masse.
- La charge électrique des quarks est : t,u,c :  $q=+\frac{2}{3}$  ; b,s,d :  $q=-\frac{1}{3}$ .
- Les quarks up et down, l'électron et les neutrinos suffiraient en principe pour construire le monde qui nous entoure. Les autres sont instables et se désintègrent pour arriver aux particules indiquées.

Le proton et le neutron sont composés de 3 quarks dit de valence  $p \equiv (uud)$  et  $n \equiv (udd)$

| Constituants de la matière |  |  |  | Bosons de jauge   |                                |  |                             |
|----------------------------|--|--|--|-------------------|--------------------------------|--|-----------------------------|
|                            | 1 <sup>ère</sup> famille                                   | 2 <sup>ème</sup> famille                                 | 3 <sup>ème</sup> famille                                 | Interaction forte | Interaction électro-magnétique | Interaction faible   |                             |
| Quarks                     | Up (u)<br>(0.03 GeV)                                       | Charm (c)<br>(1.3 GeV)                                   | Top (t)<br>(174 GeV)                                     | Gluons (g)        | Photon ( $\gamma$ )            | Bosons<br>$W^+$ (80.4 GeV)<br>$W^-$ (80.4 GeV)<br>$Z^0$ (91.2 GeV) | Boson de Higgs<br>( $H^0$ ) |
|                            | Down (d)<br>(0.06 GeV)                                     | Strange (s)<br>(0.14 GeV)                                | Bottom (b)<br>(4.3 GeV)                                  |                   |                                |  |                             |
| Leptons                    | Electron ( $e^-$ )<br>(0.0005 GeV)                         | Muon ( $\mu^-$ )<br>(0.106 GeV)                          | Tau ( $\tau^-$ )<br>(1.7 GeV)                            |                   |                                |  |                             |
|                            | Neutrino ( $\nu_e$ )<br>électronique<br>( $\approx 0$ GeV) | Neutrino ( $\nu_\mu$ )<br>muonique<br>( $\approx 0$ GeV) | Neutrino ( $\nu_\tau$ )<br>tauique<br>( $\approx 0$ GeV) |                   |                                |  |                             |

FIG. 1.1 – Tableau des particules élémentaires du Modèle Standard des particules.

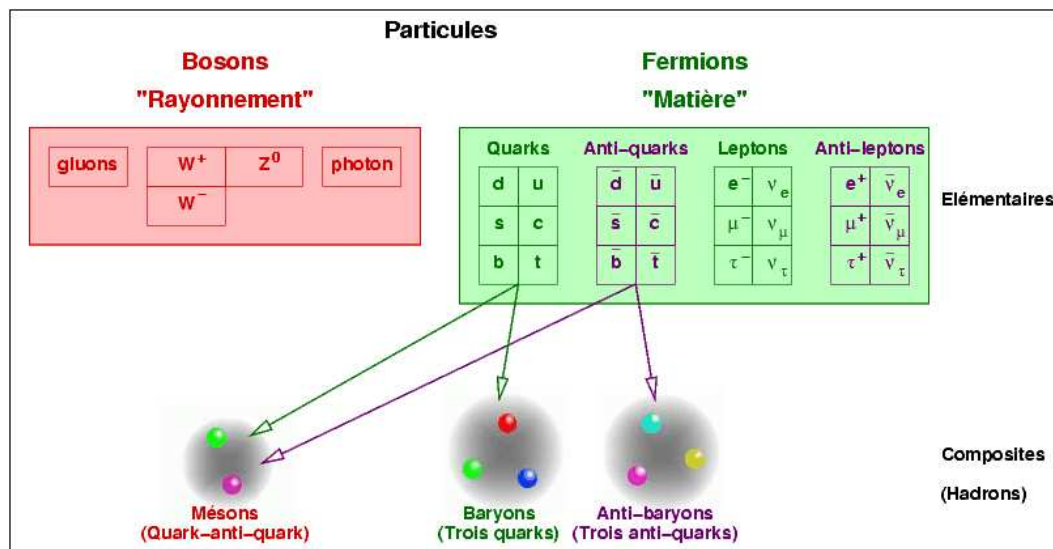
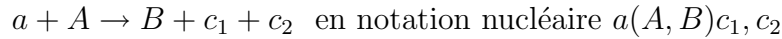


FIG. 1.2 – Tableau des particules élémentaires du Modèle Standard des particules et classification.

## 1.3 Sonder la matière

Soit une réaction-type : le bombardement d'une cible contenant  $A$  particules par un faisceau de particules incidentes  $a$  (le projectile) donne dans l'état final le transformé de  $A$  ( $B$ ) et des particules secondaires  $c_1, c_2$ .



Quelle est la probabilité d'un tel processus? Dépend-t'elle du type ou de la structure de l'interaction impliquée?

### 1.3.1 Regard sur une expérience

Faisceau : son flux  $\Phi = n_p v_0$  où  $n_p$  est la densité de particules et  $v_0$  leur vitesse, c'est le nombre de particules en unité de surface et de temps.

Cible au repos : sa densité de particules  $n_c$  et son épaisseur  $d$ .

Le nombre de réaction  $n_r$  par unité de surface  $dS$  et de temps  $dt$  s'écrit :

$$d^2 n_r = (\Phi dS dt) \cdot n_c \cdot d \cdot \sigma \quad \text{donc} \quad \frac{dn_r}{dt} = \bar{n}_p \cdot n_c \cdot d \cdot \sigma = -\frac{d\bar{n}_p}{dt} = -\frac{dn_c}{dt}$$

où  $\bar{n}_p$  est le nombre de particules incidentes  $a$  par unité de temps.

#### Cible épaisée

En supposant  $n_c$  constant, en se situant à l'abscisse  $x$  et en considérant une épaisseur  $dx$ . On a  $d^2 n_r = (\Phi dS dt) \cdot n_c \cdot dx = -\frac{d\bar{n}_p}{dt}$ , donc  $d\Phi(x) = -\Phi(x) \cdot n_c \cdot dx \cdot \sigma$ , donc le flux à l'abscisse  $x$ , devient :

$$\Phi(x) = \Phi(x=0) \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right) \quad \text{avec} \quad \Lambda = \frac{1}{n_c \sigma} \text{ le libre parcours moyen}$$

La cible est épaisse si son épaisseur est de l'ordre de grandeur ou supérieur au libre parcours moyen.

On en déduit aussi l'expression du coefficient d'atténuation linéique défini comme  $\Phi(x) = \Phi(x=0) \exp(-\mu x)$ , donc  $\mu = n_c \sigma$ . Le coefficient d'atténuation massique est défini comme  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \frac{n_c \sigma}{\rho}$ . Comme  $n_c = \frac{\rho}{A} \mathcal{N}$  où  $\rho$  est la densité de la source,  $A$  le nombre de masse, et  $\mathcal{N}$  le nombre d'Avogadro, on obtient :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \sigma \frac{\mathcal{N}}{A}$$

#### Cible mince

L'épaisseur de la cible est très inférieure au libre parcours moyen, donc le flux de particules incidentes est considéré comme une constante :

$$\frac{d^2 n_r}{dt} = (\Phi dS) \cdot n_c \cdot d \cdot \sigma \Rightarrow \frac{dn_r}{dt} = \Phi S \cdot n_c \cdot d \cdot \sigma \Rightarrow \frac{dn_r}{dt} = \Phi \cdot N_c \cdot \sigma \quad \text{où } N_c \text{ est le nombre totale de particules cible}$$

et encore

$$\frac{dn_r}{dt} = \Phi \cdot N_c \cdot \sigma = \mathcal{L} \sigma \quad \text{avec } \mathcal{L} \text{ la luminosité instantanée de la machine } (m^{-2} \cdot s^{-1})$$

### 1.3.2 Notion de section efficace totale et différentielle

La section efficace a la dimension d'une surface, et pour des raisons de commodité se mesure en barn,  $1b = 10^{-24} \text{cm}^2$ .

En imaginant  $N_c = 1$ ,

$$\sigma = \frac{\text{nombre de réaction par unité de temps}}{\text{nombre de particules incidentes par unité de surface et de temps}} = \frac{1}{\Phi} \frac{dn_r}{dt}$$

#### Exemple simple : section efficace de collision

Imaginons que les projectiles et les cibles soient des sphères impénétrables de rayons  $r$  et  $R$  respectivement, une réaction a lieu uniquement si les deux sphères entrent en contact :

$$\frac{dn_r}{dt} = (\Phi \cdot S) \times (\text{Probabilité de toucher une cible}) = (\Phi \cdot S) \times \left( \frac{\pi(r+R)^2}{S} N_c \right)$$

Par identification,  $\sigma_{\text{collision}} = \pi(r+R)^2$ .

En d'autres termes, la section efficace est la surface fictive que devrait avoir une particule cible pour reproduire la probabilité observée de collision ou de réaction avec une autre particule en supposant que ces collisions se produisent entre objets matériels impénétrables. En règles générales,  $\sigma$  dépend de la portée de l'interaction, et n'a pas toujours de rapport direct avec la taille des objets en présence.

La mesure de la section efficace permet de remonter à la physique de l'interaction, et peut dépendre de l'énergie du faisceau incident, du type de particules, des spins totaux, etc.

#### Exemple simple (fin)

Section efficace de collision (ou section efficace géométrique) d'une particule  $\alpha$  de 5 MeV ( $\equiv$  noyau d'Hélium) sur une cible d'Or ( $^{197}\text{Au}$ ).

$$\bar{\lambda} = \frac{h}{p} = \frac{hc}{pc} = \frac{hc}{\sqrt{2M_\alpha T_\alpha}} = \frac{200 \text{MeV} \cdot \text{fm}}{\sqrt{2.4 \text{GeV} \cdot 5 \text{MeV}}} \simeq 1 \text{fm} \text{ donc } \sigma_{\text{geo}} = \pi(R_{\text{Au}} + \bar{\lambda})^2.$$

La section efficace ainsi définie donne des informations générales sur la diffusion quelque soit l'angle de la diffusion du projectile. En réalité seule une fraction des projectiles diffusés est mesurée. Le détecteur est limité dans l'espace à un angle solide  $\Delta\Omega$  à un angle  $\theta$  par rapport à la direction incidente des projectile. On définit donc la section efficace différentielle comme (on suppose qu'il y a invariance en  $\phi$ ) :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{\text{nombre de réaction par unité de temps entre } \theta \text{ et } \theta + d\theta}{\text{nombre de particules incidentes par unité de surface et de temps} \times d\Omega}$$

La section efficace différentielle donne des informations sur la structure de l'interaction (dépendance du spin,...), sur la composition de la cible (ponctuelle, diffuse,...) et surtout décrit la distribution angulaire des particules diffusées.

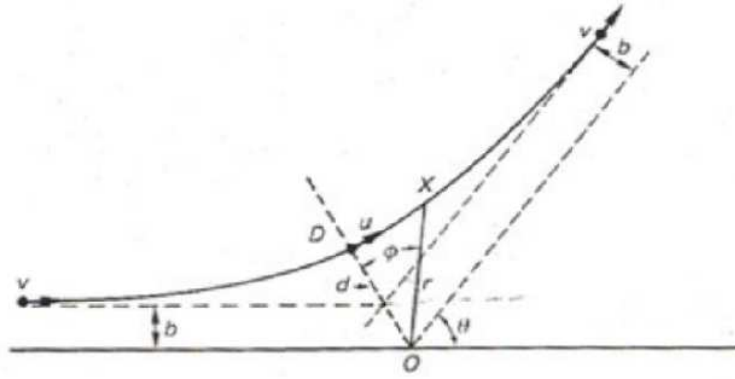


FIG. 1.3 – Diffusion d’une particule de charge  $ze$ , de masse  $m$  et de vitesse initial  $\vec{v}_0$  dans un potentiel coulombien de charge  $Ze$

### 1.3.3 Section efficace de Rutherford ou de diffusion élastique coulombienne

Reprenons l’exemple précédent. C’est l’expérience de Rutherford (1913) qui est à l’origine de la découverte du noyau atomique. Devant les masses mises en jeu on peut considérer que le référentiel du laboratoire et du centre de masse sont confondus. L’hypothèse de Rutherford est de considérer que les charges positives de l’atome sont “concentrées” dans un très petite volume : le noyau atomique et que seule l’interaction coulombienne est en jeu entre les particules  $\alpha$  et les noyaux d’atomes d’Or. L’énergie de 5 MeV des  $\alpha$  permet d’aller “sonder” ce noyau atomique.

L’étude revient à étudier la diffusion d’une particule chargée dans un potentiel à force centrale. L’ensemble des notation est donnée sur la figure 1.3. Il faut remarquer que l’énergie de ce système doit être conservé et qu’en conséquence l’énergie cinétique (donc sa vitesse en module) du projective avant et après la diffusion doit être conservé. “Avant” et “après” sont comme définis loin du potentiel diffuseur (l’énergie potentielle est donc nulle).

Rappels : le moment cinétique est une constante du mouvement  $\vec{L} = -mbv_0\vec{e}_z$  et on a au cours du mouvement  $L = mr^2(t)\frac{d\Phi(t)}{dt}$ . L’équation fondamental de la dynamique donne  $m\frac{dv}{dt} = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ . En projetant cette équation sur l’axe  $Oy$ ,  $m\frac{dv_y}{dt} = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \Phi$ . En remplaçant  $mr^2(t) = \frac{L}{\frac{d\Phi(t)}{dt}}$  et en multipliant par  $dt$ , il vient :

$$dv_y = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 L} \sin \Phi d\Phi = -\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mbv_0} \sin \Phi d\Phi$$

La vitesse  $v_y$  passe de 0 à  $v_0 \sin \theta$  et  $\Phi$  passe de  $\pi$  à  $\theta$ , donc :

$$v_0 \sin \theta = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mbv_0} (1 + \cos \theta) \Rightarrow 2 \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mbv_0^2} 2 \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

Nous sommes dans le cas non relativiste, puisque  $T_\alpha = 5$  MeV et  $m_\alpha c^2 = 4$  GeV, donc  $T_\alpha = \frac{1}{2}mv_0^2$ , il vient donc :

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{1}{2T_\alpha} \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 b}$$

En calculant la distance de moindre approche  $a_0$ ,  $T_\alpha = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 a_0}$ , on obtient :

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{a_0}{2b}$$

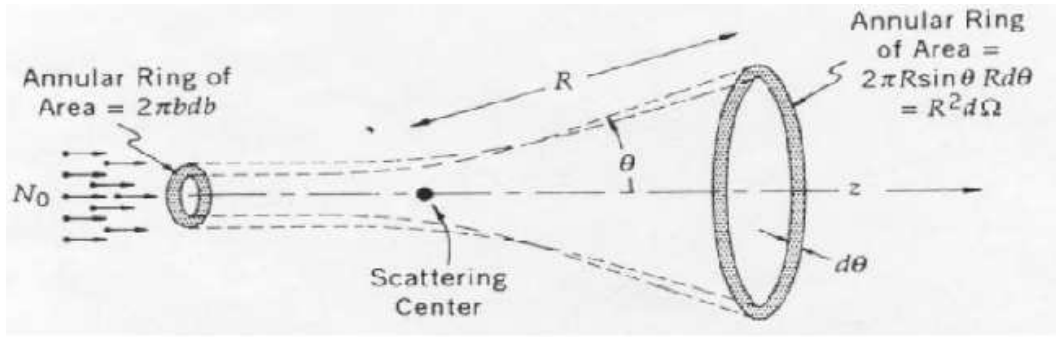


FIG. 1.4 – Particules incidentes dans l’aire  $2\pi b db$  centrée du centre diffuseur sur diffusée dans l’anneau  $R d\Omega$  à l’angle  $\theta$

Nous trouvons donc que si  $b$  diminue, l’angle de diffusion  $\theta$  augmente. On a donc une relation directe entre la valeur  $b$  et de  $\theta$ ; si  $b$  et  $a_0$  sont connu,  $\theta$  l’est aussi. Donc toutes les particules qui arrivent avec un paramètre d’impact compris entre  $b$  et  $b+db$  sont diffusés avec un angle compris entre  $\theta$  et  $\theta+d\theta$ . La figure 1.4 schématise ce fait. On suppose et on supposera toujours (sauf mention explicite) une invariance en  $\phi$ . La section efficace différentielle s’écrit, avec  $N_c = 1$  pour commencer :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{\Phi \times d\Omega} \frac{dn_r(\theta, \theta + d\theta)}{dt} = \frac{1}{\Phi \times d\Omega} \times \Phi 2\pi b |db| = \frac{2\pi b |db|}{2\pi \sin \theta d\theta} = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right|$$

avec  $b = \frac{a_0}{2 \tan \frac{\theta}{2}}$ , on obtient la section efficace différentielle de Rutherford :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{a_0^2}{16 \sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Cette formule se généralise à un nombre quelconque de cibles puisque qu’il suffit de multiplier le numérateur et le dénominateur par  $N_c$ .

Dans cette démonstration, beaucoup d’hypothèses ont été faites :

- le projectile est non relativiste et de spin nul
- la cible est un centre diffuseur ponctuel au repos (ie le recul de la cible est négligé lors de la diffusion)
- le projectile ne diffuse que sur un centre diffuseur (pas de multiples diffusions)

### 1.3.4 Relation entre section efficace totale et différentielle

Pour obtenir la section efficace totale, il suffit d’intégrer sur tout l’angle solide :

$$\sigma_{tot} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sin \theta d\phi d\theta = \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta$$

La section efficace totale d’une réaction est très souvent la somme sur les contribution de tous les canaux accessibles. on a donc :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{élastique} + \sum_C \sigma_C$$

où  $\sigma_C$  est la section efficace inélastique d’un processus.

Souvent en physique subatomique on parle de réactions ou diffusions élastiques ou inélastiques et on associe des sections efficaces à ces réactions. Dans le cas des premières, l’impulsion des

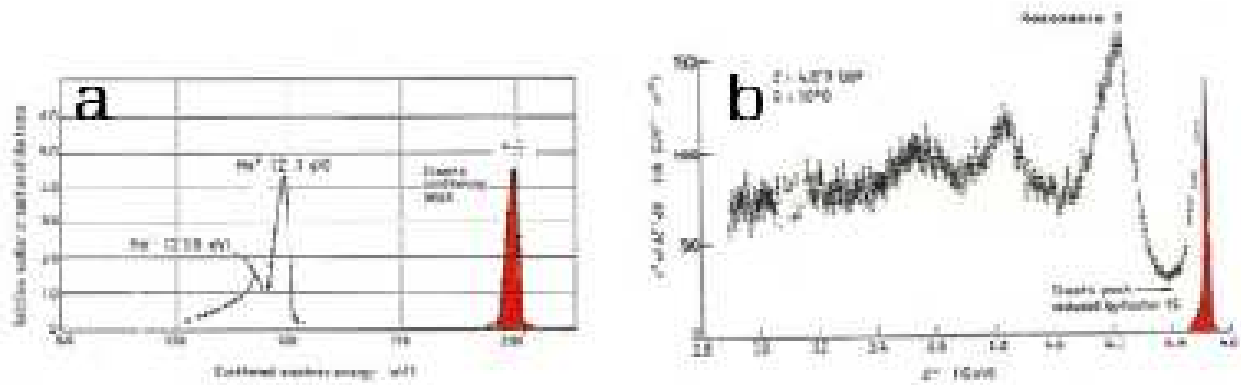


FIG. 1.5 – a) Energie des électrons diffusés d’énergie initiale  $E_0 = 200$  eV par des atomes d’Hélium. b) Energie des électrons diffusés d’énergie initiale  $E_0 = 4.5$  GeV avec des protons.

projectiles n’est modifiée qu’en direction (le module de l’impulsion ( $\equiv$  énergie cinétique) est une constante). Dans le cas d’une diffusion inélastiques, une partie de l’énergie du projectile est transférée à la cible. Cela est bien illustré sur la figure 1.5. Dans cette expérience on bombarde une cible d’Hélium avec des électrons dont l’impulsion est soit de 200 eV soit de 4,5 GeV.

Sur la figure 1.5 l’énergie des électrons diffusés est représentée. Dans les deux cas, on observe un pic à l’énergie initiale (diffusion élastique), et des pics à plus basse énergie correspondant aux cas où une partie de l’énergie a été transférée à la cible.

$$p_e = 200 \text{ eV}, \bar{\lambda} = \frac{\hbar c}{pc} = \frac{200 \text{ MeV}\cdot\text{fm}}{200 \text{ eV}} = 10^6 \text{ fm} \Rightarrow \text{sondage de l'atome}$$

$$p_e = 4.5 \text{ GeV}, \bar{\lambda} = \frac{\hbar c}{pc} = \frac{200 \text{ MeV}\cdot\text{fm}}{4.5 \text{ GeV}} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ fm} \Rightarrow \text{sondage des constituants du noyau atomique.}$$

Dans la figure 1.5.a, on observe la diffusion inélastique des électrons avec excitation et ionisation de l’atome d’Hélium.

Dans la figure 1.5.b, on observe la diffusion inélastique des électrons avec excitation(?) des protons.

## 1.4 Un pas vers une théorie quantique de la diffusion

### 1.4.1 Avec les mains

Nous considérons la diffusion d’une particule de masse  $m$  par un potentiel statique,  $V(r)$ , qui décroît rapidement ( $r^2V(r^2) \rightarrow 0$  lorsque  $r \rightarrow +\infty$ ). L’équation de Schrödinger décrivant l’évolution de la particule admet des solutions d’énergie  $E$  bien définie :

$$\Psi(t, \vec{r}) = \Psi(\vec{r})e^{-jEt/\hbar}, E = \frac{p^2}{2m}, p = \hbar k$$

La fonction d’onde spatiale  $\Psi(\vec{r})$  est solution de l’équation aux valeurs propres :

$$(\Delta + k^2)\Psi(\vec{r}) = U(r)\Psi(\vec{r}) \text{ avec } U(r) = \frac{2mV(r)}{\hbar^2}$$

L’état initial loin du potentiel diffuseur est une onde plane  $\Psi_i(\vec{r}) = e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$ , et l’état final peut se définir comme la superposition d’une onde plane et d’une onde sphérique diffusée qui s’écrit loin du potentiel  $V(r)$  comme :

$$\Psi_f(\vec{r}) = e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{f(\vec{k}', \vec{k})}{r} e^{jkr}$$

La fonction  $f(\vec{k}', \vec{k})$  contient évidemment toute l'information relative au potentiel  $V(r)$ . La densité de courant de probabilité est donnée associée à  $\Psi_i(\vec{r})$  s'écrit :

$$\vec{J} = \frac{\hbar}{2gm} \left( \Psi_i^*(\vec{r}) \vec{\nabla} \Psi_i(\vec{r}) - \vec{\nabla} \Psi_i^*(\vec{r}) \Psi_i(\vec{r}) \right)$$

Pour l'état initial, on a  $\Psi_i(\vec{r}) = e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}} = e^{jkz}$  si le flux initial est suivant  $Oz$ , on obtient  $J = \frac{\hbar k}{m}$ . De même avec  $\Psi_f(\vec{r})$ , la composante radiale s'écrit  $J_f^r = \frac{\hbar k}{m} \frac{1}{r^2} |f(\vec{k}', \vec{k})|^2$ . Or

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{\Phi d\Omega} \frac{dn_r(\theta, \theta + d\theta)}{dt} = \frac{1}{\alpha J_i d\Omega} \times \alpha J_f^r \cdot dS = |f(\vec{k}', \vec{k})|^2 \text{ puisque } dS = r^2 d\Omega$$

Par ailleurs, on peut montrer que si :

$$f(k', k) = -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty d^3r' e^{jk'r'} U(r') \Psi_f(r')$$

alors  $\Psi_f(\vec{r})$  défini précédemment est bien une solution asymptotique ( $r \rightarrow \infty$ ) de l'équation de Schrödinger.

C'est une méthode itérative puisque la fonction d'onde recherchée est dans le résultat. La solution est d'injecter l'onde plane incidente, puis de calculer  $\Psi_f^{(1)}(\vec{r})$ , puis de l'injecter afin de calculer  $\Psi_f^{(2)}(\vec{r})$ . Dans le cadre de l'approximation de Born (hors programme de ce cours), on s'arrête à  $\Psi_f^{(1)}(\vec{r})$  les termes correctifs d'ordre supérieurs étant négligeable.

## 1.4.2 Conséquence

Muni de la formule précédente, il impossible d'injecter des potentiels non ponctuels et remonté ainsi à la forme des noyaux atomique. On trouve que la meilleure approximation de la distribution de la densité de charge est obtenue par une distribution dite de Woods-Saxon :

$$\rho(r) = \frac{\rho(r=0)}{1 + \exp\left(\frac{r-a}{d}\right)} \text{ avec } a = 1.07A^{1/3} \text{ fm et } d = 0.54 \text{ fm}$$

et que le rayon équivalent à une sphère est  $R = 1,2A^{1/3}$  fm où  $A$  est le nombre de masse du noyau.

## 1.5 Un pas vers une théorie quantique des champs

### 1.5.1 Ré-écriture de la section efficace de Rutherford

Comme il s'agit d'une diffusion élastique, l'impulsion de l'électron diffusé n'est modifiée qu'en direction. L'angle entre l'impulsion initiale  $\vec{p}_i$  et finale  $\vec{p}_f$  est égal à  $\theta$  : l'angle du diffusion. On définit l'impulsion transférée  $\vec{q} = \vec{p}_f - \vec{p}_i$ , et dont le module vaut  $q = 2p \sin \frac{\theta}{2}$ . Donc

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{a_0^2}{16 \sin^4 \frac{\theta}{2}} = a_0^2 \frac{p^4}{q^4} = \left( \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \frac{p^4}{q^4} = (zZ\alpha\hbar c)^2 \frac{4m^2}{q^4}$$

Donc :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \propto \frac{\alpha^2}{q^4} \Rightarrow |\sqrt{\alpha} \frac{1}{q^2} \sqrt{\alpha}|^2$$

L'impulsion transférée  $\vec{q}$  est "portée, en théorie quantique, par une particule (virtuelle) qui sera le "médiateur" de l'interaction considérée.



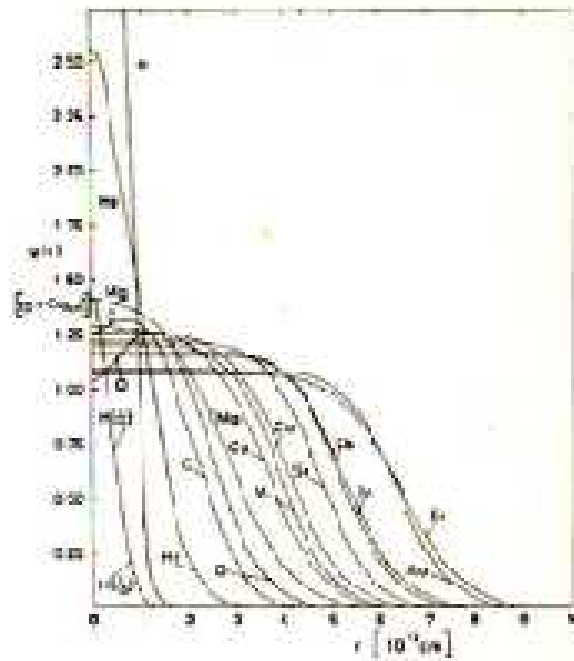


FIG. 1.6 – Densité de différents en fonction de la distance au coeur

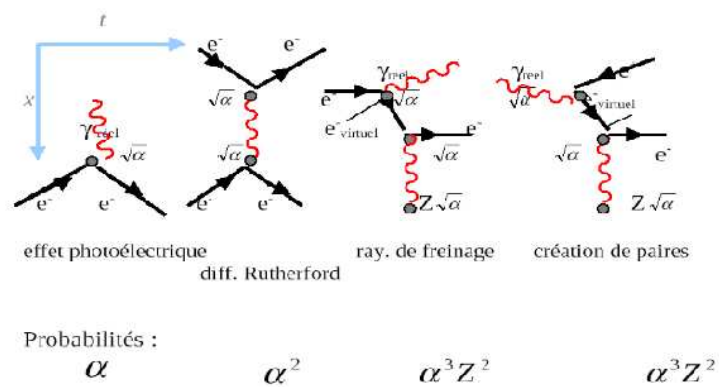


FIG. 1.7 – Quelques processus électromagnétiques et leur probabilité.

- Interaction électromagnétique : le photon
- Interaction forte : les gluons
- Interaction faible : les  $W^-$ ,  $W^+$ ,  $Z^0$
- Interaction gravitationnelle : le graviton

L'ensemble de ces particules sont des bosons, sont appelés les bosons médiateurs des interactions.

Par exemple, pendant une interaction électromagnétique, les photons émis entre deux charges sont virtuels, ie pendant un petit intervalle de temps  $\Delta t$  les lois de conservation d'énergie et d'impulsions sont violées et on peut attribuer au photon virtuel une masse !

### 1.5.2 Conséquence

Les diagrammes de la figure 1.7 schématisent quelques processus dus à l'interaction électromagnétique. Ces diagrammes sont dessinés dans deux dimensions :  $x$  et  $t$ . Les lignes continues représentent les trajectoires des particules et des lignes ondulatoires ou pointillées les particules médiatrices de l'interaction, comme les photons pour l'interaction électromagnétique. Les endroits où les photons sont émis ou absorbés sont appelés "vertex". La charge au vertex est conservée et les lignes qui relient deux vertex sont des particules virtuelles. Ainsi, la conservation d'énergie et d'impulsion est violée à un vertex et restituée à l'autre. Ces diagrammes se nomment diagramme de Feynman.

Ces schémas permettent de se représenter l'interaction, mais aussi de calculer la section efficace d'un processus comme vous (certains d'entre vous) le verrez dans l'option "particules". Dans le cadre de ce cours, la probabilité d'un processus peut être lue de façon très qualitative sur un diagramme de Feynman au facteur d'espace de phase près.