

Quand une particule traverse la matière, l'interaction dépend du type de particule considérée et de la matière qui la sent passer. En fait, la particule voit la matière au niveau atomique, nucléaire ou nucléonique. Chaque processus a une certaine probabilité d'occurrence qu'on appelle la section efficace. On parle de section par analogie avec le choc entre deux boules dures ayant chacune une certaine surface de rencontre. L'unité de section efficace est le *barn* qui vaut  $10^{-24} \text{ cm}^2$ . Les collisions sur noyaux sont relativement rares, il y a peu d'énergie transférée lors d'un tel échange mais la particule subit une déflexion, l'effet est inutilisable pour la détection proprement dite car trop aléatoire.

L'interaction de base très fréquente sur les atomes s'appelle l'ionisation. Elle guidera la détection. Un phénomène associé est la diffusion multiple qui limitera la précision de mesure. Avant d'aller plus avant dans la description des différents détecteurs, décrivons ces phénomènes principaux qui naissent quand un milieu est traversé par une particule chargée. Cela expliquera les bases sur lesquelles sont construits les détecteurs.

Vis-à-vis des interactions, la matière se caractérise par deux longueurs caractéristiques, sa longueur de rayonnement  $X^0$  et sa longueur d'interaction  $\Lambda$ .  $X^0$  est la longueur après laquelle un électron subira sa première interaction électromagnétique et  $\Lambda$  est la longueur après laquelle les hadrons subiront leur première interaction. Ces longueurs sont à comprendre en moyenne. Pour donner des ordres de grandeur, le plomb est caractérisé par  $X^0 = 5,6 \text{ mm}$  et  $\Lambda = 17 \text{ cm}$  tandis que l'aluminium a  $X^0 = 8,9 \text{ cm}$  et  $\Lambda = 39 \text{ cm}$ . Pour l'eau,  $X^0 = 10 \text{ cm}$  et pour l'air  $X^0 = 300 \text{ m}$ .

Les techniques de détection sont donc pour la plupart fondée sur l'ionisation, mais il existe d'autres phénomènes, l'effet Cerenkov et le rayonnement de transition qui seront importants pour les électrons et qu'on détaillera plus tard.

## L'ionisation

On a dit que les électrons orbitaient autour du noyau de l'atome. En fait, il existe plusieurs orbites permises dont les niveaux d'énergie sont quantifiés selon un diagramme caractéristique de l'élément considéré. Ces énergies peuvent être calculées par la mécanique quantique. Par exemple, pour l'atome d'hydrogène, le premier niveau est à  $-13,6 \text{ eV}$ , le niveau suivant à  $-3,4 \text{ eV}$ , le suivant à  $-1,5 \text{ eV}$ ... Ces énergies négatives

lient l'électron à l'atome, il faut donc apporter 13,6 eV ou plus à l'électron le plus lié pour le libérer. L'état fondamental est celui pour lequel les électrons saturent les niveaux libres les plus profonds. Ce système de niveaux discontinus explique différents mécanismes : l'excitation élève un électron vers un niveau plus élevé, tandis que l'ionisation le libère entièrement.

Au cours du phénomène d'ionisation, la particule subit peu de déviation angulaire, mais elle perd de l'énergie, c'est ce qu'on nomme le  $dE/dx$ . À chaque choc il y a un transfert de très peu d'énergie, de l'ordre de quelques eV. Mais l'effet est très fréquent, il y a de nombreux chocs successifs. En termes de section efficace cela correspond à  $10^{-16} \text{ cm}^2$ . En moyenne 100 atomes sont ionisés à la traversée de 1 cm de gaz,  $10^5$  en 1 cm de plexiglas.

L'effet est plus important à basse énergie quand la vitesse de la particule est petite. La courbe de  $dE/dx$  décroît en  $1/\beta^2$  où  $\beta$  est la vitesse relative  $\beta = v/c$ . Puis, à haute énergie la perte croît lentement par effet relativiste. Vers 1 GeV on trouve le minimum d'ionisation quand la vitesse atteint 0,96 c. La perte est alors à peu près indépendante de la matière si l'épaisseur en est exprimée en longueur de rayonnement  $X^0$ . Un proton de 10 MeV s'arrête dans 250  $\mu\text{m}$  de cuivre. Les particules relativistes quant à elles perdent, au minimum d'ionisation, de l'ordre de 2 MeV dans 1  $\text{g/cm}^2$  traversé équivalent à 1 cm d'eau. Le calcul théorique de la variation de  $dE/dx$  existe mais il est compliqué.

## La diffusion multiple

En parallèle avec l'ionisation, la particule subit la diffusion multiple venant des collisions élastiques sur les atomes massifs. Pratiquement, la particule ne subit pas de perte d'énergie dans de tels chocs mais de multiples déviations à petit angle se succèdent. La section efficace est importante et les petites déflexions s'accumulent pour donner au total un parcours en zig-zag caractérisé par un « angle de diffusion multiple »  $\theta$  qui est approximativement calculé par la formule :

$$\theta = 14 \text{ MeV}/p \sqrt{(d/X^0)}$$

où  $p$  est l'impulsion de la particule et  $d$  la distance de matière traversée.

Cet angle est d'autant plus petit que l'énergie est élevée et varie comme la racine carrée de l'épaisseur traversée exprimée en nombres de  $X^0$ . À la sortie d'une épaisseur de 1 m d'aluminium, un muon subira une déviation moyenne d'environ 40 mrad soit  $2^\circ$ .

## La calorimétrie

Pour évaluer l'énergie d'une particule, on peut l'absorber complètement dans un détecteur adapté et mesurer l'énergie qui y sera déposée. La particule doit interagir rapidement pour que le détecteur n'ait pas une taille rédhibitoire mais reste compact.

En particulier, l'électron se prête très bien à cette technique car, du fait de sa faible masse, il interagit dans la matière en engendrant très vite ce qu'on appelle une gerbe électromagnétique. Par cet effet, un électron de 100 GeV perdra 2,3 GeV dans 1 cm d'eau. Ceci est à comparer à 1,2 MeV perdu par l'ionisation. Mais l'effet varie en  $1/m^2$  et un muon de 100 GeV ne perd plus que 0,06 MeV par le même effet, et toujours 1,2 MeV pour l'ionisation.

Le processus ressemble à une réaction en chaîne: l'électron pénétrant dans la matière rayonne un premier photon sur la distance courte de  $1 X^0$ , en lui cédant la moitié de son énergie en moyenne. C'est ce qu'on appelle le rayonnement de freinage ou «bremsstrahlung». Après  $1 X^0$  on trouve donc 1 électron accompagné de 1  $\gamma$ , mais le processus ne s'arrête pas en si bon chemin. Après un second  $X^0$  le  $\gamma$  se matérialise en une paire  $e^+ e^-$ , c'est la création de paires, tandis que l'électron rayonne à nouveau 1  $\gamma$ . Bien sûr, comme tous les phénomènes soumis à la mécanique quantique,  $1 X^0$  n'est pas une longueur stricte, c'est une distance qui doit se comprendre statistiquement. Et la multiplication se poursuit avec un nombre croissant de participants dans ce qu'on appelle une gerbe, chacun portant une énergie de plus en plus réduite puisque l'énergie initiale se répartit sur un nombre croissant d'objets. Le nombre de particules est maximum après une profondeur d'environ  $10 X^0$ , car, au fur et à mesure où les énergies diminuent, la gerbe finit par s'atrophier, typiquement après  $20 X^0$ , ce qui correspond à 11 cm de plomb. Les particules alors s'arrêtent graduellement par ionisation, il ne subsiste plus rien ensuite. La figure 4 illustre ce comportement.

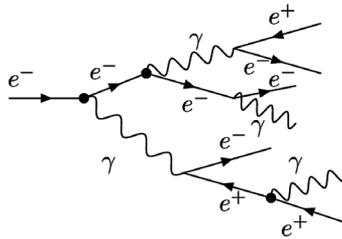


Figure 4. Esquisse du développement d'une gerbe électromagnétique

Si la particule entrante est un photon, le résultat est le même à la différence près de la première interaction qui correspond à la matérialisation en paire  $e^+e^-$  du photon entrant, cela constitue l'amorce de la gerbe. Ainsi électron ou photon donnent dans la matière la même signature, et la discrimination doit se faire à l'entrée: un photon est une particule neutre ne laissant pas de trace tant qu'il n'a pas interagi, un électron au contraire est reconnu d'emblée par ionisation.

En résumé, les comportements typiques sont les suivants :

- un électron (ou un photon) gerbe rapidement et dépose toute son énergie sur une épaisseur restreinte de matière traversée;

- un muon continue sa route presque indemne, il ne perd que l'énergie nécessaire pour ioniser le milieu traversé. Éventuellement, un champ magnétique courbe sa trajectoire suivie sur de longues distances ;
- un proton subit les interactions fortes beaucoup moins régulières que les interactions électromagnétiques. Son parcours dépend de la longueur d'interaction  $\Lambda$  et nécessite davantage d'épaisseur de matière pour être arrêté, la longueur  $\Lambda$  étant en gros 10 fois plus grande que  $X^0$ . On obtient une gerbe dite hadronique ; elle est beaucoup plus tourmentée qu'une gerbe électromagnétique. Le neutron ne porte pas de charge électrique, on pourrait penser qu'il traverse impunément la matière. Il n'en est rien car il possède une structure à base de quarks électrisés et il montre un comportement tout à fait similaire à celui du proton. 95% de l'énergie d'un hadron de 10 GeV, aussi bien un proton qu'un neutron, est contenue dans 1 m de fer ;
- un neutrino aura un comportement très original : en première approximation, il traverse toute matière sans laisser la moindre trace. Sa probabilité d'interaction est minuscule, elle augmente avec l'énergie, mais aux énergies permises par les accélérateurs environ un seul neutrino sur des milliards s'arrêtera dans une épaisseur de 1 m de fer. Quant aux neutrinos du Soleil, du fait de leur faible énergie, ils peuvent traverser toute la Terre sans perte.

La figure 5 montre le comportement typique de particules assez facilement identifiables pendant leur traversée dans la matière.

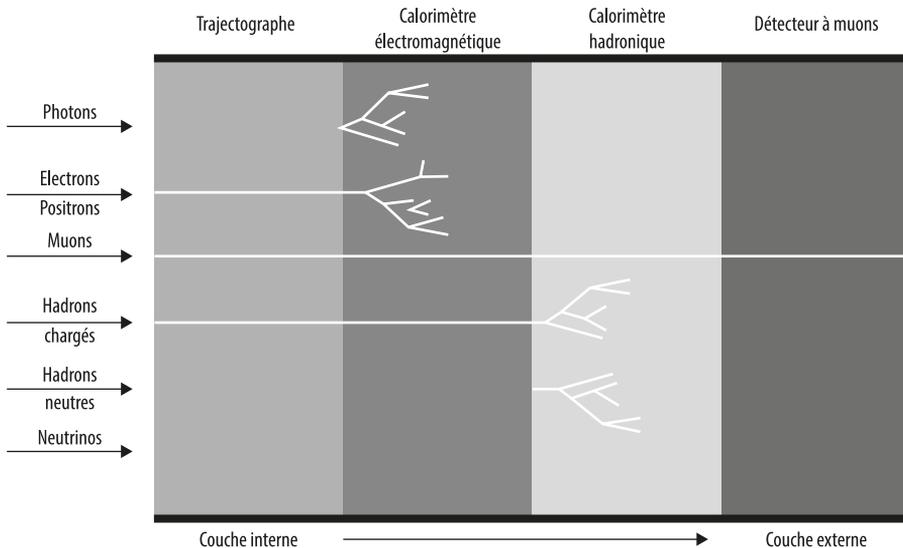


Figure 5. Comportement de diverses particules à la traversée de la matière

La signature du comportement dans la matière donne donc un premier élément puissant de caractérisation de la nature des particules et on verra que les détecteurs modernes associent les diverses techniques pour extraire le maximum d'informations et identifier au mieux tout ce qui sort d'une interaction, ce qu'on a déjà appelé un événement.

## La mesure des impulsions

La calorimétrie permet la mesure d'énergie des électrons. Pour les particules plus lourdes et qui traversent davantage de matière, on peut suivre les traces sur des longueurs suffisantes pour évaluer les énergies par leurs caractéristiques dynamiques, en pratique leur vitesse. Mais les vitesses en jeu sont le plus souvent très proches de celle de la lumière, et le paramètre plus pertinent devient l'impulsion. C'est l'une des plus importantes informations qu'on recherche dans un processus entre particules et qui caractérise leur état de mouvement.

Classiquement l'impulsion est donnée par l'expression  $p = mv$  où  $m$  est la masse et  $v$  la vitesse de l'objet. En physique des particules, c'est-à-dire pour des objets relativistes, l'expression devient  $p = \gamma mv$  où  $\gamma$  désigne le facteur relativiste  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ , avec le facteur  $\beta = v/c$  déjà introduit. En pratique, une formule de la relativité restreinte lie entre elles les trois quantités pertinentes:  $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ .

Le domaine de la physique des particules s'intéresse au cas où les masses des particules sont négligeables devant leur état de mouvement, ainsi  $p^2c^2 \gg m^2c^4$  ce qui signifie que impulsion et énergie se confondent. Comme il a été dit, on a l'habitude de prendre  $c = 1$ . Cela a pour conséquence qu'à la fois l'impulsion et l'énergie, mais aussi la masse seront toutes mesurées en eV et ses multiples. Pour donner quelques exemples, la physique nucléaire se cantonne dans la gamme des énergies du MeV, les années 1960 ont vu la montée en puissance des accélérateurs atteignant les 10 GeV, les années 1980 ont permis des faisceaux de particules de 100 GeV et le record actuel est de 6,5 TeV.

L'évaluation de l'impulsion est assez facile à réaliser pour les particules chargées que l'on peut suivre sur des distances suffisamment longues. Un champ magnétique permettra de mesurer précisément  $p$ . En effet, la force de Lorentz s'applique à une charge soumise à un champ magnétique  $B$  selon la formule:  $p = 0,3 B \rho$  où  $\rho$  mesure le rayon de courbure de la trajectoire qui, déviée par le champ  $B$ , décrit un cercle. Dans cette formule,  $B$  est exprimé en Tesla,  $\rho$  en m et  $p$  en GeV. Ainsi, mesurant  $\rho$  dans un champ  $B$  extérieur, on en déduit directement  $p$ . Plus précisément, la particule suit dans l'espace une hélice et  $\rho$  est le rayon de sa projection.

Encore faut-il pouvoir suivre la particule sur des distances suffisantes. On a vu qu'un électron interagit sur  $1 X^0$  et un hadron interagit sur  $1 \Lambda$ . Le cas du muon est différent. Cette particule est un lepton comme l'électron, c'est-à-dire qu'elle est soumise aux seules interactions faibles et électromagnétiques. En pratique, elle perd peu d'énergie à la traversée de la matière, la seule énergie transférée lors de l'ionisation. Le muon est souvent produit avec des énergies très supérieures au GeV, et perd moins de 1 GeV dans la traversée d'un mètre de fer. On peut le suivre sur plusieurs mètres ce qui permet de mesurer sa trajectoire. D'autant que le fer se magnétise facilement jusqu'à un champ de saturation qui atteint de l'ordre de 1,6 T. Ainsi un muon de 10 GeV donnera dans le fer magnétisé une trace de rayon de courbure 20 m. Ceci est tout à fait adapté pour obtenir une mesure assez précise. Cette technique est utilisée dans les détecteurs modernes au niveau de l'ultime partie des dispositifs, là où seuls les muons sont capables d'émerger, toutes les autres ayant été arrêtées, hors bien sûr les neutrinos.

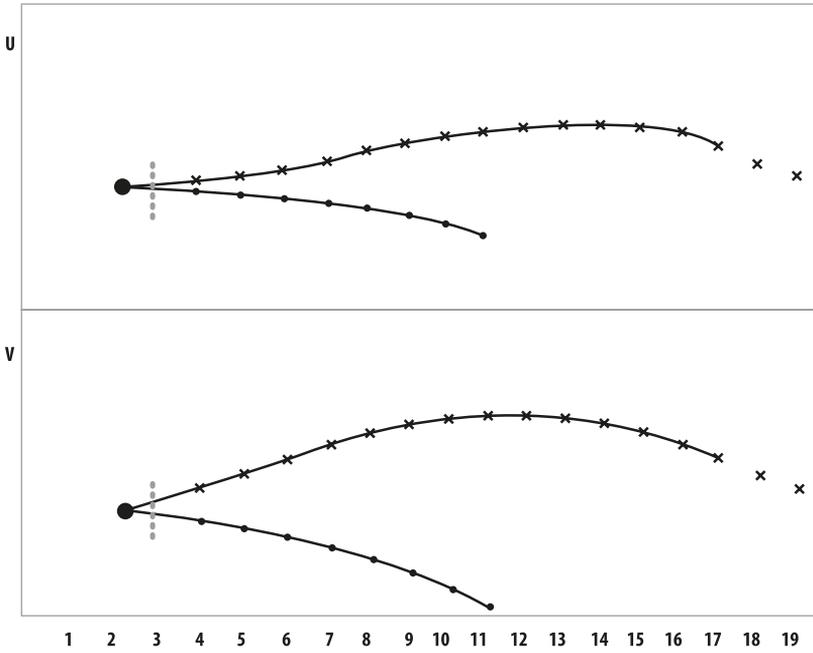


Figure 6. Interaction de neutrino produisant deux muons

La figure 6 donne l'exemple d'une interaction de neutrinos donnant un événement où l'on voit les deux projections de 2 muons différents sortant du vertex d'interaction. Les courbures ont la même orientation, donc les deux muons ont la même charge. Chaque trajectoire est suivie sur la vingtaine de mètres de fer magnétisé d'une

expérience appelée CDHS qui prit des données dans les années 1970 au laboratoire du CERN, le centre européen de la physique des particules situé à Genève, dont il sera souvent question.

## L'identification des particules

On mesure l'énergie des particules chargées soit par leur courbure dans un champ magnétique, ce qui peut être valable aussi pour un électron si le milieu traversé est peu dense et donc la trace suivie sur une distance suffisamment longue, soit par calorimétrie. Encore reste-t-il à identifier la nature des particules. Comme on vient de le discuter, le comportement dans la matière donne une première indication, mais sur les nombreuses particules connues, la méthode s'applique aisément seulement à l'électron et au muon. Pour le reste des particules le problème est beaucoup plus difficile à affronter et pour identifier la nature d'une particule on s'appuie, dans la mesure du possible, sur ses propriétés caractéristiques et d'abord sur les masses qui les différencient de manière claire. Mais les masses sont petites devant les énergies et on devra exploiter d'autres propriétés secondaires qui en découlent.

Au-delà de l'électron et du muon, pour distinguer des particules de même classe, par exemple un proton d'un pion ou un pion d'un kaon, il faudra s'appuyer sur des paramètres plus subtils dont on peut donner quelques éléments :

- beaucoup de particules ont un temps de vie court, et leur désintégration engendre des particules secondaires naissant après une distance caractéristique de leur point de production appelée longueur de désintégration. C'est le cas des mésons portant le quark  $c$  ou le quark  $b$  ainsi que du lepton tau dont les parcours avoisinent le millimètre aux énergies disponibles ;
- on connaît précisément les modes de désintégration des particules recherchées. Par exemple le  $K^0$  engendre une paire de pions  $\pi^+ \pi^-$  ce qui s'écrit  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . En associant les particules filles mesurées dans le détecteur, on sait reconstruire la « masse invariante » qui doit restituer la masse de la particule mère à l'origine de la paire. La masse du  $K^0$  apparaît et la distribution en temps doit confirmer la nature de la particule se désintégrant ;
- l'identification par  $dE/dx$  est aussi possible. On a expliqué la perte d'énergie d'une particule à la traversée de la matière, ceci peut être utilisé pour distinguer les types. La figure 7 montre un bon exemple de cette technique, c'est la courbe de  $dE/dx$  en fonction de l'impulsion  $p$  venant de l'expérience PEP4 à SLAC sur le campus de Stanford. Cette figure est basée sur 185 mesures d'ionisation provenant de traces mesurées dans une chambre TPC emplie de gaz à 8,5 atm qui étudiait les interactions  $e^+ e^-$  à 29 GeV. Les nuages montrent très clairement

les populations séparées dans une certaine gamme d'impulsions. On sait reconnaître, de gauche à droite, successivement muons, pions, kaons et protons, avec les électrons apparaissant dans le nuage bas horizontal;

- pions et kaons sont des particules très similaires, ils ne diffèrent que par leur masse. L'effet appelé Cerenkov se manifestera de manière légèrement différente, ce qu'on pourra exploiter.

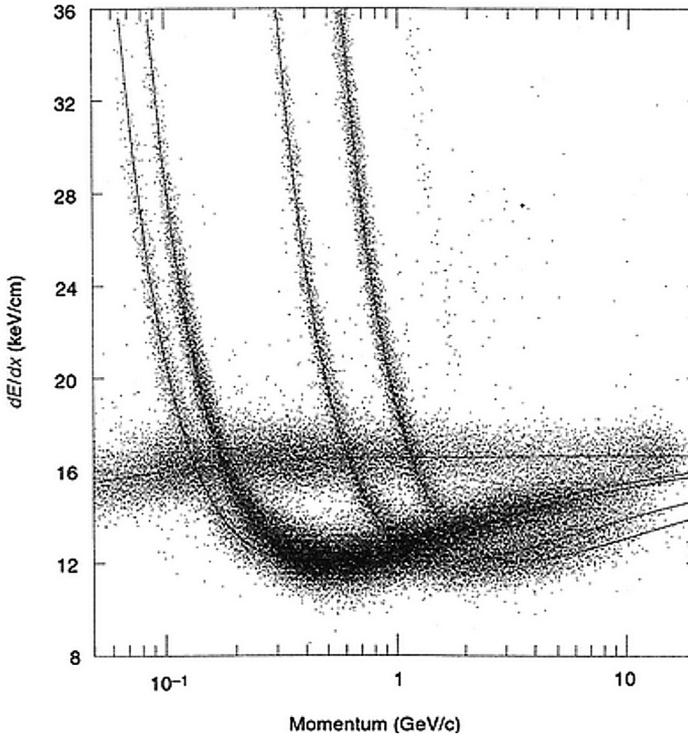


Figure 7. Courbes de  $dE/dx$  pour différents types de particules

Avec ces critères de détection en tête, voyons la panoplie des technologies développées à ce jour. En général une expérience utilisera différents types de détecteurs dont les qualités se compléteront en vue d'une recherche ciblée, de manière à accumuler des informations parfois redondantes.