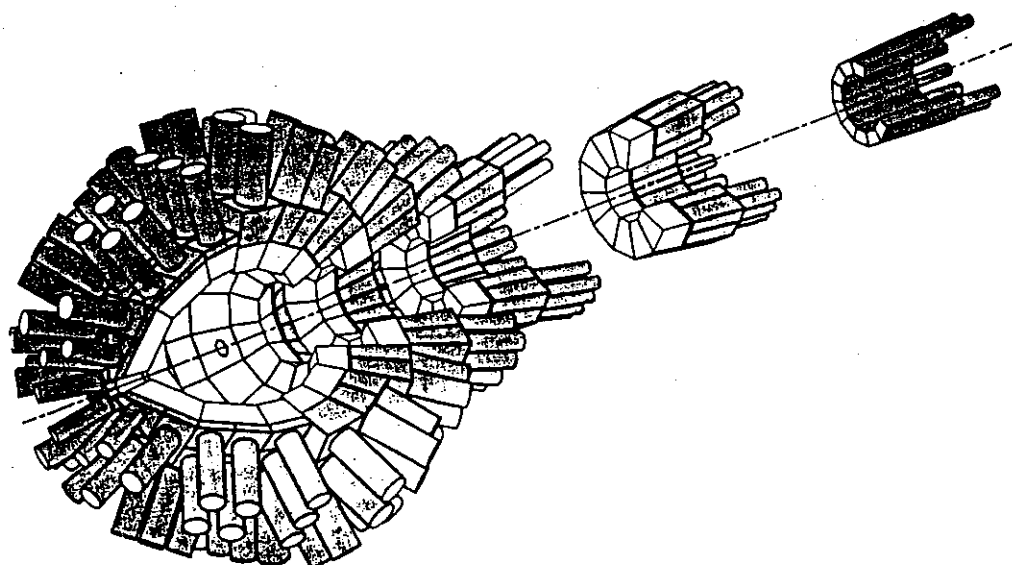


Ecole « Techniques de base des détecteurs »
Cargèse : 8-14 mars 2009

Détecter : quoi et pourquoi
Détecter : interagir
Détecter : mesurer, identifier, localiser

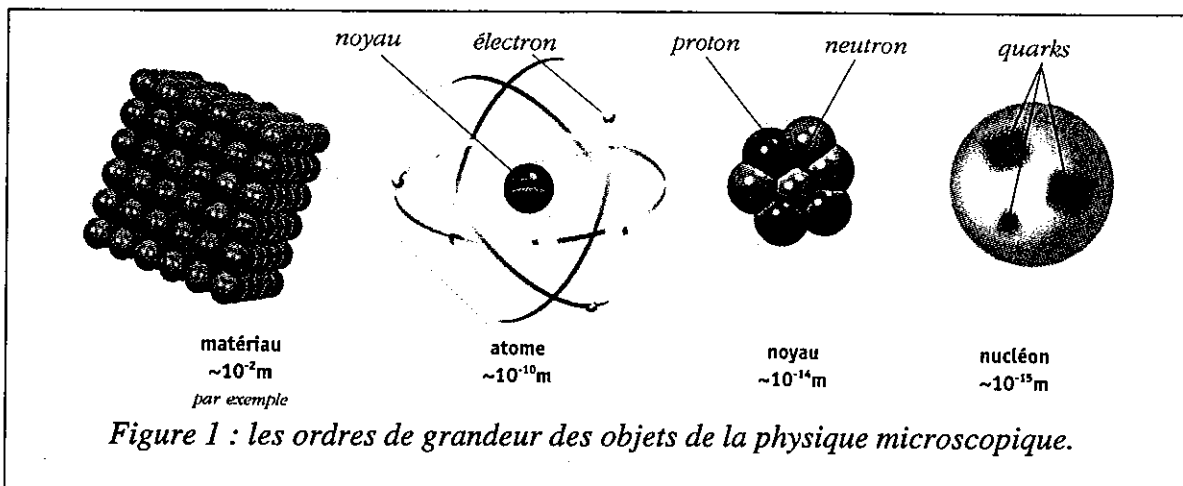
Faisceaux : caractéristiques générales
Accélérateurs : principes et réalisations

Bernard Tamain
LPC - Caen



I - Détecter : quoi et pourquoi ?

La science a pour objectif de décrire et de dégager des concepts simples et des lois à partir desquelles on peut expliciter cette description. La physique menée à l'IN2P3 s'inscrit totalement dans cette logique. Elle vise à décrire les briques élémentaires à partir desquelles on peut construire le monde. Elle vise aussi à comprendre l'agencement de ces « briques, c'est à dire comment on passe du simple au compliqué. La physique des particules est la recherche des briques élémentaires : ce sont les particules, leurs propriétés, l'origine de ces propriétés (par exemple : d'où vient la masse). Un aspect essentiel de ces propriétés est la description des interactions entre les particules. La physique nucléaire est orientée vers la compréhension de l'agencement des « briques ». Par exemple, comment les nucléons s'arrangent-ils pour construire des noyaux. De ce point de vue, la physique nucléaire est un prolongement de la physique des particules comme la physique des matériaux est un prolongement de la physique atomique : les « briques » de la physique nucléaire sont les nucléons, voire les quarks qui les constituent ; les « briques » de la physique des matériaux sont les atomes. On pourrait généraliser et dire que les « briques » de la médecine sont les cellules. La figure 1 donne les ordres de grandeur des dimensions des objets de la physique microscopique.



D'une façon générale, on ne peut apprendre quelque chose sur un système qu'en l'observant. Cette affirmation semble triviale mais elle mérite qu'on s'y arrête. Si l'on veut avoir des premières informations sur une jolie fille (ou un joli garçon), il est souhaitable d'allumer une lampe ou d'une façon générale de l'éclairer. Ces premières informations nous seront communiquées par les photons lumineux diffusés sur ladite personne avant de pénétrer dans notre œil. Notre cerveau interprétera ensuite ces photons diffusés en terme d'image. Cet exemple est *presque* complètement général : on obtient souvent des informations sur un sujet « en le regardant », c'est à dire en *détectant* les photons lumineux qu'il diffuse.

Dans la phrase précédente, j'ai utilisé le mot *presque* : en effet il y a une autre façon de connaître la charmante personne dont je viens de parler : c'est de *l'écouter*. Ecouter signifie capter un signal émis spontanément par la personne dont je récolte des informations.

Peut-on transposer les développements précédents à la physique et aux sciences d'une façon générale. La réponse est clairement positive. La plupart du temps, l'objet étudié est inerte et on devra faire diffuser sur lui des projectiles. C'est ce que l'on fait pour tout ce que l'on « regarde ». Mais c'est aussi le cas lorsqu'on fait diffuser des électrons sur un proton ou un noyau comme on le fait à Cebaf. Il arrive aussi que l'objet « parle » tout seul : c'est par exemple le cas pour les noyaux radioactifs ou pour les particules instables qui se désintègrent

en lançant dans l'espace d'autres particules. Un troisième cas de figure est une combinaison des deux précédents. On peut parler à la charmante jeune femme de la photo. Si on s'y prend bien, elle répondra. On lui a envoyé un message (ici des ondes sonores) et elle réagit à ce message en émettant un autre message qui permet de la connaître. On fera de même lorsque l'on excite un système, par exemple un noyau. On provoque cette excitation en envoyant sur lui un projectile. Ensuite, le noyau va se désexciter, c'est à dire ré-émettre un signal (dans ce cas, des particules) dont l'analyse apprendra quelque chose sur lui. Cette démarche s'applique à de nombreuses recherches menées à l'IN2P3 : un autre exemple est l'étude du plasma de quarks et de gluons.

Figure 2 : Pour avoir des informations sur un sujet, il faut détecter des signaux venant de lui : soit des particules diffusées, soit des signaux spontanément émis.



Dans les trois situations que nous venons de décrire (éclairage, émission spontanée, réponse à une excitation), il faudra détecter : soit les objets¹ diffusés, soit les objets spontanément émis. Dans le cas de la physique nucléaire ou de la physique des particules, ces « objets » sont des particules.

Projectile diffusé sur objet étudié.....	détection de la particule diffusée
Objet qui émet spontanément.....	détection des produits de désintégration
Projectile qui interagît avec l'objet.....	détection des produits de réaction de l'objet

Les 3 façons d'apprendre sur un objet : dans tous les cas il faut détecter des particules émises

¹ Le mot « objet » doit ici être pris au sens large. Dans le monde macroscopique, ce peut être par exemple une onde sonore.

Les divers types de particules ou rayonnements :

En physique nucléaire et des particules, les particules diffusées ou émises sont de différents types et doivent être classées en catégories. Ces catégories reflètent pour l'essentiel les interactions que ces particules subissent entre elles. Il y a 4 types d'interactions entre particules. Une particule donnée peut être sensible à l'une ou à plusieurs de ces interactions. Enfin, une interaction est décrite comme un échange de particules spécifiques qui véhiculent l'interaction.

Pour toutes ces raisons, on classe les particules par familles : les quarks et les composites de quarks (comme les nucléons), les leptons (comme les électrons ou les neutrinos), et les particules d'échange qui véhiculent l'interaction (photon, W, Z, graviton).

Les 4 interactions sont listées ci-dessous :

- interaction électromagnétique : elle concerne les particules qui portent une charge
- interaction forte : elle est responsable de la cohésion du noyau. Elle concerne toutes les particules faites de quarks que l'on appelle des hadrons
- interaction faible ; comme son nom l'indique cette interaction est beaucoup plus faible que l'interaction forte. Elle concerne aussi bien les particules faites de quarks que les leptons.
- interaction gravitationnelle : elle concerne toutes les particules et en particulier celles qui possèdent une masse. Elle joue un rôle négligeable en physique nucléaire et des particules.

Du point de vue de la détection, on verra que l'interaction électromagnétique joue un rôle majeur. Pour cette raison essentielle, on classera les particules en *particules chargées et particules non-chargées*.

Les particules chargées sont très nombreuses : elles vont des électrons aux noyaux en passant par les protons et d'une façon générale de nombreux hadrons ou leptons (par exemple pions chargés ou muons)

Parmi les particules non chargées, deux sont des casse-tête pour les expérimentateurs : ce sont les neutrons et les neutrinos, et dans une certaine mesure les photons. .

Un autre aspect important est la notion de particules instables. Une particule instable est une particule qui spontanément, avec un temps caractéristique qui lui est propre, va se conduire à une émission d'autres particules. Par exemple :



On comprend que cette désintégration sera essentielle puisqu'elle peut être une signature pour la particule primaire. Les neutrons et les neutrinos sont des particules neutres difficiles à détecter car, pour elles, aucune signature de ce type ne peut être mise à profit pour assurer leur détection.

Il est intéressant de revenir sur les photons qui tiennent une place particulière. Les photons sont des grains de lumière caractérisés par une énergie E (ou une fréquence ν reliée à E par la relation $E = h\nu$, relation dans laquelle h est la constante de Planck). Souvent on utilise une autre grandeur qui est reliée aux précédentes : la longueur d'onde $\lambda = c/\nu$ et on a l'habitude de donner des noms différents selon le domaine de fréquence ou de longueur d'onde du photon considéré. Le tableau ci-dessous résume la situation : pour des longueurs d'onde décroissantes, on passe des ondes radio aux infra-rouge, puis au visible, puis à l'ultra-violet, aux rayons X et enfin aux rayons gamma. Les photons qui nous intéressent en physique nucléaire ou des particules sont généralement dans le domaine gamma voire dans les X.

origine	nucleaire	atomique	moléculaire ou autre			
nom	gamma	X	UV	visible	IR	Radio
E	~ 1 MeV	~ 1 keV	~ 4 eV	~ 2 eV	~ 0.4eV	~ 4 10 ⁻⁵ eV
λ	~ 0.01 Å	~ 10 Å	~ 3000Å	~ 0.6 μm	~ 3 μm	~ 3 cm
Y (Hz)	~ 2 10 ²⁰	~ 2 10 ¹⁷	~ 10 ¹⁵	~ 5 10 ¹⁴	~ 10 ¹⁴	~ 10 ¹⁰

Caractéristiques des différents photons selon leur énergie, ou fréquence, ou longueur d'onde

En général, toutes les particules que nous avons évoquées sont en mouvement. On va donc les envoyer dans un (ou des) détecteur(s) où elles vont pénétrer. L'objectif du physicien sera alors de réaliser les opérations suivantes :

- identification de la nature de la particule.
- caractérisation de la particule c'est à dire :
 - mesure de son énergie ou mesure de sa vitesse
 - mesure de sa position

A ce niveau, il est important de considérer quelques ordres de grandeur.

Ordres de grandeur :

On exprime les énergies de particules en multiples de l'électron-volt. Un électron-volt est l'énergie acquise par une particule de charge unitaire (charge de l'électron) soumise à une différence de potentiel de 1 Volt. Les multiples sont obtenus avec des préfixes qui sont ceux utilisés pour toutes les grandeurs physiques.

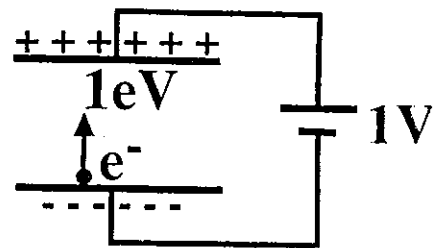


Figure 3 : définition de l'électron-volt.

eV	keV	MeV	GeV	TeV	PeV
1	10 ³	10 ⁶	10 ⁹	10 ¹²	10 ¹⁵

Les cases ombrées sont celles pour lesquelles les énergies sont nettement relativistes dans le cas des électrons. Comme indiqué ci-dessus, les énergies sont nettement relativistes si l'énergie cinétique excède l'énergie de masse. Alors, la vitesse est proche de la vitesse de la lumière. A titre d'exemples, le tableau ci-dessous donne quelques valeurs d'énergie de masse.

particule	Electron	Muon	Tau	Proton	Pion (π ⁺)	Kaon (K ⁺)	Eta
én. de masse en MeV	0.511	105	1777	938	139	494	547

Si une particule n'est pas relativiste, la relation entre son énergie cinétique E_{cin} et sa vitesse v est donnée par :

$$E_{cin} = 1/2 m v^2$$

La mesure de son énergie et de sa vitesse permet de mesurer sa masse. La vitesse sera déduite de la mesure du temps de vol TV sur une base de vol de longueur L définie : $v = L / TV$

exemple numéro 1 :

Cas d'un électron à Lep ; énergie cinétique typique : 100 GeV, à comparer à son énergie de masse ($E=mc^2$) de 0.511 MeV. Lorsqu'une particule a une énergie cinétique très supérieure à son énergie de masse, elle est ultra-relativiste ce qui veut dire que sa vitesse est proche de la vitesse de la lumière : 300 000 km/s = 30 cm/ns. Le temps de vol d'une telle particule sur 1 mètre n'est que de 3.3 ns. La mesure de ce temps de vol ne renseigne pas sur la masse de la particule.

exemple numéro 2 :

Cas d'un noyau du Ganil : noyau d'argon de 50 MeV/nucléon. L'énergie cinétique associée est de $50 \times 40 = 2000$ MeV. L'énergie par nucléon de 50 MeV/nucléon doit être comparée à l'énergie de masse d'un nucléon : $E=mc^2 = 938$ MeV. Une telle particule est peu relativiste. Il n'empêche que sa vitesse est encore de 140 000 km/s = 14 cm/ns. Son temps de vol sur un mètre sera de 7 ns. Si l'on veut en déduire la masse de la particule selon la procédure évoquée ci-dessus, il faudra être capable de mesurer avec précision des temps de vol de quelques nanosecondes.

La conclusion de ces deux exemples est que les distances à parcourir par les particules le seront rapidement ; on aura donc toujours besoin de détecteurs rapides. On dira qu'un détecteur est rapide s'il réagit en un temps de l'ordre ou inférieur à la nanoseconde. Corrélativement, il sera lent s'il réagit en un temps de l'ordre de la microseconde.

II - Détecter, c'est interagir.

Principe zéro

La détection repose sur un petit nombre de principes simples. Le principe zéro est que l'on ne peut « voir » une particule que si elle interagit. Sinon, on ne peut même pas avoir notion de son existence. C'est peut être ce qui se passe pour la matière noire de l'univers. On sait qu'elle existe à cause de ses effets gravitationnels mais on ne l'a jamais vu car elle n'interagit pas (ou presque pas) dans nos détecteurs.

Principe numéro 1

Une fois ce principe « zéro » posé, on doit énoncer un principe numéro 1 qui est fondamental. Pour l'essentiel (le seul contre-exemple est ce que l'on tente dans certains bolomètres : voir la remarque en fin de paragraphe) on ne peut détecter une particule que si elle est chargée ou si elle met en mouvement une ou des particules chargées.

Ce principe est très restrictif mais pourtant bien réel. Il signifie que l'on ne détecte jamais directement des particules neutres. On les détecte toujours et seulement si on peut mettre en œuvre un processus par lequel ces particules neutres transfèrent tout ou partie de leur énergie cinétique à une particule chargée ou si elles se transmutent en donnant naissance à des particules chargées.

Une particule neutre n'est significativement sensible qu'à deux interactions : interaction forte et interaction faible (l'interaction gravitationnelle est négligeable). Si les particules considérées sont sensibles à l'interaction forte, elles pourront interagir avec les noyaux, leur transférer de l'énergie et les mettre en mouvement. Comme les noyaux sont des particules chargées, ils pourront ensuite être détectés comme toute particule chargée. Par exemple, la détection de neutrons se fera par mise en mouvement de noyaux qui sont secondairement détectés. Si la particule neutre n'est pas sensible à l'interaction forte, il faudra faire appel à la seule interaction qui reste : l'interaction faible qui, comme son nom l'indique est faible donc rare. L'interaction faible pourra, quand elle se produit, conduire à la mise en mouvement de particules chargées, qui, secondairement pourront être détectées. Comme l'interaction faible est faible, la détection des particules qui n'obéissent qu'à elle sera rare et les détecteurs peu efficaces. C'est le cas pour la détection des neutrinos.

Dans le paragraphe I, nous avons évoqué les photons. Il n'est pas inutile de considérer ici comment on les détecte. Dans tous les cas les photons d'énergie élevée (X ou gamma) sont détectés par mise en mouvement d'au moins un électron rapide qui, puisqu'il est chargé, pourra secondairement être reconnu et analysé par le détecteur.

Enfin, il est intéressant de considérer le cas des particules instables. Nous avons vu que leur désintégration pouvait conduire à d'autres particules. Si ces particules secondaires sont chargées, elles permettront la détection de la particule primaire. Si la particule primaire est déjà chargée, on pourra la détecter « deux fois » : d'abord directement (puisque'elle est chargée), puis indirectement par l'intermédiaire de ses produits de désintégration chargés. Par exemple un π^+ pourra être directement mis en évidence par un détecteur, puis se désintégrer en μ^+ et ν . Le μ^+ pourra être facilement détecté puisqu'il est chargé. Le neutrino (ν) ne sera pas détecté. Si la particule primaire est neutre, elle ne pourra être détectée que par ses produits de désintégration. L'exemple du π^0 est amusant : il se désintègre en 2 photons. Le π^0 ne sera pas détecté directement, les photons de désintégration non plus, mais ces photons mettront en mouvement des électrons énergétiques qui pourront eux-mêmes être détectés. La détection ne se fera donc qu'à travers plusieurs étapes successives.

En résumé : *toute détection de particule implique la détection d'une particule chargée*

- cas des particules chargées :

détection directe

- cas des particules neutres :

*interaction forte ou faible → mise en mouvement d'une particule chargée
→ détection de cette particule chargée secondaire*

- cas des photons :

interaction avec un ou quelques électrons du milieu → mise en mouvement de ces électrons → détection de ces électrons secondaires

- cas des particules instables :

*désintégration → mise en mouvement des particules de décroissance
→ détection de ces particules secondaires*

Remarque :

Il est nécessaire d'apporter un bémol par rapport au principe n°1 que nous venons d'exposer : en principe, pour que la détection soit possible, il suffit que la particule ait laissé de l'énergie dans le milieu détecteur. On peut imaginer des processus dans lesquels aucune particule chargée n'est mise en mouvement mais pour lesquels il y a bien dépôt d'énergie (par exemple mise en vibration d'un cristal). Cette énergie conduit à terme à un échauffement que l'on peut mesurer. Cette méthode est celle qui est mise en œuvre dans les bolomètres dont l'objectif est justement de détecter des particules quelconques. Cependant les ordres de grandeur sont terribles. Par exemple, l'élévation de température d'un détecteur de 1 gramme ayant la capacité calorifique de l'eau et dans lequel une particule incidente dépose 1 MeV n'est que de $4 \cdot 10^{-14}$ degrés ! Une mesure d'une telle élévation de température est impossible. Elle n'est envisageable que si on diminue beaucoup la capacité calorifique du détecteur, ce qui se passe si on le refroidit quasiment au zéro absolu. Alors les élévations de température peuvent atteindre quelques microdegrés . La mesure devient alors possible pour des détecteurs de taille limitée. Edelweiss est un détecteur de ce type. Les bolomètres sont donc une exception par rapport au principe n°1 mais ils ne sont utilisés que dans des cas extrêmes.

Principe numéro 2

Les particules chargées ionisent les atomes. C'est ce processus qui permet de « voir » les particules chargées. Ioniser signifie arracher des électrons. Et de fait toute particule chargée pourra arracher des électrons car elle interagit à distance avec eux grâce à

l'interaction coulombienne qui est une interaction à longue portée. A ce niveau, on peut s'interroger sur le rôle de l'interaction coulombienne avec les noyaux. Elle existe, mais elle est faible et ce pour deux raisons : d'abord, les noyaux occupent seulement une petite place au centre des atomes et sont masqués au niveau coulombien par les électrons qui les entourent. Par ailleurs, les noyaux sont lourds et difficiles à déplacer. Les électrons eux sont légers, donc facilement mis en mouvement et éjectables. Le processus majeur d'interaction des particules chargées dans la matière consiste donc en cet « arrachage » des électrons atomiques.

La force coulombienne qui régit l'interaction du même nom est :

$$F = 1/4\pi\epsilon_0 \frac{qq'}{r^2}$$

Dans cette expression, q et q' sont les deux charges en présence et r leur distance relative. On voit sur le dessin ci joint que la force exercée par exemple par un proton sur un électron va avoir pour effet de transférer de l'énergie cinétique à cet électron. Il y aura mise en mouvement de l'électron et ralentissement de la particule chargée. Pour mener un calcul correct, il faut tenir compte de tous les électrons qui entourent la particule qui pénètre un milieu, mener une intégrale sur le parcours complet du projectile et tenir compte du fait que les électrons ne sont en fait pas libres mais liés aux atomes du milieu. Le résultat sera bien sûr le ralentissement du projectile. Ce ralentissement conduit à deux notions : la notion de *parcours* et plus généralement celle de *perte d'énergie* par unité de longueur. Le parcours est la distance parcourue par un projectile chargé avant arrêt de même qu'une bille d'acier lancée dans de l'eau s'y arrête au bout d'une distance qui reflète l'énergie cinétique qu'elle avait au départ. La perte d'énergie par unité de longueur s'écrit dE/dx . La formule correspondante s'appelle la formule de Bethe :

$$-dE/dx = z^2 m/E f(E)$$

Dans cette expression, z et m sont respectivement le nombre de charge et de masse du projectile qui pénètre d'énergie E . Le signe «-» devant cette formule signifie seulement qu'il s'agit d'un ralentissement. La variation avec E de $-dE/dx$ est donnée sur la *figure 6* ci contre.

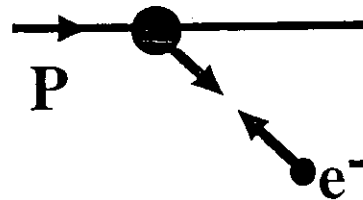


Figure 4 : Interaction entre un proton et un électron.

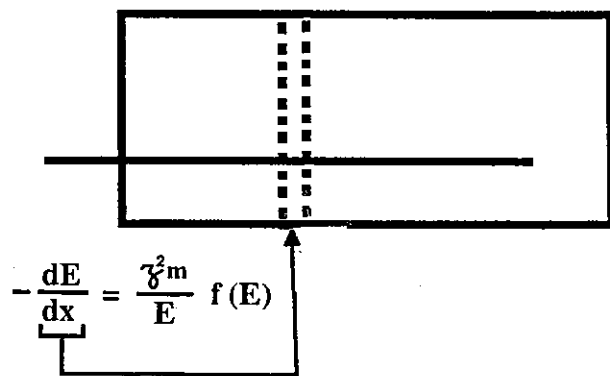
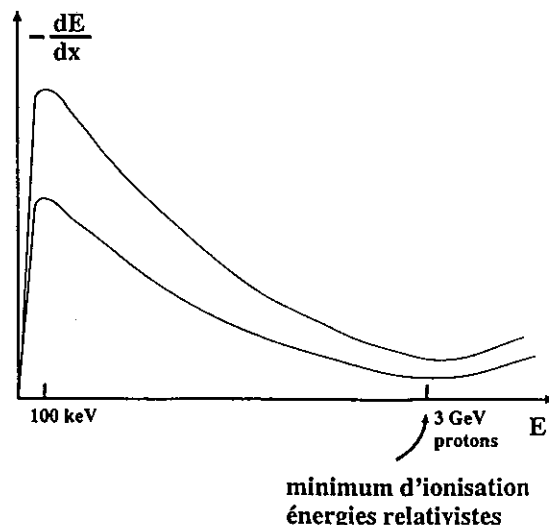


Figure 5 : Parcours et perte d'énergie dans une épaisseur dx de matière (entre les deux pointillés : le parcours est la distance totale parcourue avant arrêt. La perte d'énergie décrit le ralentissement).



Les deux courbes correspondent à deux projectiles donnés (valeurs différentes de z et m). On voit qu'elles présentent des parties croissante, puis décroissante et enfin croissante. Autour de 3 GeV pour les protons, on est dans la situation du *minimum d'ionisation*, c'est à dire que c'est dans cette situation (fréquente en physique des particules) que l'ionisation due aux particules est la plus faible. Dans ces cas, les signaux fournis par les détecteurs (ces signaux reflètent l'ionisation) seront donc les plus petits.

Remarques essentielles pour la détection :

1 - Une première remarque essentielle est que l'ionisation est un phénomène linéaire en ce sens que le nombre d'électrons arrachés est directement proportionnel à l'énergie perdue par une particule.

Si un détecteur est épais et qu'une particule s'y arrête, le nombre n d'électrons arrachés sera proportionnel à l'énergie cinétique totale E de la particule :

$$n = E/k, \quad \text{où } k \text{ est une constante.}$$

Si le détecteur est « mince » au sens que la particule le traverse, le nombre d'électrons arrachés sera proportionnel à la perte d'énergie ΔE de la particule :

$$n = \Delta E/k$$

Cette remarque est essentielle car les signaux délivrés par les détecteurs sont souvent proportionnels au nombre n d'électrons d'ionisation. Cette remarque permet donc de comprendre pourquoi des détecteurs peuvent permettre de mesurer (près étalonnage) E ou ΔE selon que la particule chargée s'est arrêtée ou a traversé le détecteur.

Les valeurs typiques de la constante k sont 30 eV dans les gaz et 3 eV dans les solides. On peut en conclure des ordres de grandeur quant au nombre d'électrons d'ionisation dans un détecteur (ou plus généralement un milieu).

Exemple : arrêt d'une particule α de 5 MeV

nombre d'électrons d'ionisation dans un gaz : $1,7 \cdot 10^5$

nombre d'électrons d'ionisation dans un solide : $1,7 \cdot 10^6$

On voit que le nombre d'électrons d'ionisation est grand mais non gigantesque. Ceci implique deux conséquences : la première est que les signaux primaires délivrés par un détecteur seront petits. Typiquement la charge correspondant à $1,7 \cdot 10^6$ électrons n'est que de $2,7 \cdot 10^{-13}$ Coulomb. Une seconde conséquence est que deux particules exactement similaires (même nature et même énergie) n'auront pas exactement la même histoire dans un détecteur ; le nombre d'électrons qu'elles vont arracher (ioniser) subira des fluctuations statistiques non négligeables. Ces fluctuations conduiront à une limitation de la résolution du détecteur, c'est à dire de son aptitude à mesurer précisément l'énergie déposée.

2- Les développements précédents indiquent que l'on ne peut voir une particule que si, soit directement soit indirectement, il y a à moment donné ionisation (arrachage d'électrons). Encore faut-il disposer de l'énergie suffisante pour ioniser. Une particule chargée ne pourra arracher un électron qu'au dessus d'un seuil. Nous venons de voir que ce seuil est d'environ 30 eV dans les gaz et 3 eV dans les solides. Généralement, cette contrainte n'en est pas une compte tenu des énergies mises en jeu en physique nucléaire ou des particules. Cependant cette remarque indique que l'on ne sait pas directement détecter des particules très lentes.

Retour sur la détection des particules non chargées : le cas des neutrons :

Comme indiqué dans une section précédente, les particules neutres ne peuvent être détectées que si elles mettent en mouvement des particules chargées qui secondairement

ioniseront le milieu détecteur. La figure 7 illustre ce principe dans le cas des neutrons rapides. Le mécanisme dominant est alors la diffusion des neutrons sur un noyau du milieu détecteur. Les électrons du matériaux jouent à ce niveau un rôle négligeable car ils ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Par contre les noyaux qui sont, comme les neutrons, sensibles à l'interaction forte auront une chance bien plus grande de subir une collision avec ces projectiles. D'un point de vue pratique, la collision entre un neutron et un noyau est le plus souvent assimilable à un jeu de pétanque. Chacun sait que l'on est plus ou moins adroit à ce jeu et la nature, qui adore le hasard, réussit rarement des « carreaux ». Elle joue plutôt mal à la pétanque et les diffusions neutrons-noyaux peuvent donc conduire à des situations très variables selon la centralité de la collision. Dans le cas du schéma de la figure 7, le neutron est diffusé vers le haut alors que le noyau de recul est diffusé vers le bas.

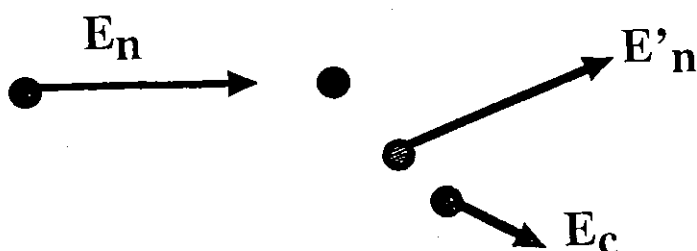


Figure 7 : schéma d'une diffusion proton noyau ; la situation est très similaire à celle de la pétanque : on peut viser plus ou moins juste. La situation la plus favorable est celle du carreau c'est à dire de la collision frontale avec un proton (voir le texte).

Conséquences pour la détection :

Une première remarque est que les collisions neutron-noyau telles que celle montrée sur la figure 7 sont rares. Par exemple, un neutron de 10 MeV n'a que 7% de chance d'interagir dans 1cm d'eau. Cette situation est très différente de celle que l'on a vu pour les particules chargées : dès qu'une particule chargée pénètre dans la matière (un détecteur par exemple), elle y interagit à distance avec de nombreux électrons. C'est cette multiplicité des interactions avec de nombreux électrons qui conduit à un ralentissement continu. Au contraire, un neutron pourra soit ne rien faire, soit entrer en collision avec un noyau. S'il ne fait rien dans un détecteur, il n'y est tout simplement pas vu. S'il y interagit, l'interaction est violente car c'est une collision avec un objet lourd (un noyau). On doit donc abandonner la notion de parcours et la remplacer par le libre parcours moyen qui est la distance moyenne de la première interaction dans la matière ; si un détecteur est épais, il pourra y avoir plusieurs chocs successifs de ce type, mais si il n'est pas très épais, il n'y en aura généralement que 0 (non détection) ou 1 (détection possible). On est ainsi amené à parler d'efficacité de détection. Par exemple, les détecteurs de l'ensemble franco-belge « Démon » n'ont une efficacité

moyenne que de 50% malgré leur épaisseur de 20 cm. Je parle ici d'efficacité moyenne car celle-ci dépend bien sûr de l'énergie des neutrons. Dans le cas des particules chargées, ce discours n'avait pas d'intérêt : l'efficacité de détection théorique est toujours de 100%. Si problème il y a, ce sera au niveau de l'extraction du signal, extraction qui pourra être compromise si se posent des problèmes de type bruit électronique.

Considérons maintenant la situation où il y a eu une interaction dans le détecteur. Il ne faut pas oublier que le détecteur n'est en fait « sensible » qu'aux particules chargées. On a vu dans le paragraphe intitulé « principe numéro 2 » que le signal fourni par un détecteur sera proportionnel au nombre d'électrons ionisés, donc à l'énergie laissée par la particule chargée. Dans le cas de la détection de neutrons, cela signifie que le signal reflètera l'énergie de recul de la particule chargée² et non l'énergie du neutron. Avec les notations de la figure 7, l'énergie « mesurée » dans un détecteur de neutrons sera E_c et non E_n .

A ce niveau, il est important de définir ce qu'est E_c . E_c sera d'autant plus grand que le choc sera frontal (mais cela, on ne le choisit pas), et que le noyau sur lequel le neutron diffusera aura une masse proche de celle du neutron (cela, on peut le choisir). On aura donc intérêt à choisir une cible dans laquelle il y a de nombreux protons (noyaux d'hydrogène), donc une cible hydrogénée. C'est dans ce cas que les chocs favorables (chocs frontaux) pourront être des carreaux « comme à la pétanque ». C'est dans ce cas que l'on maximisera les transferts d'énergie du neutron sur le noyau de recul. C'est la raison pour laquelle les neutrons rapides (énergie de plus de 100 keV) sont généralement détectés dans des scintillateurs organiques.

Résumé :

Un détecteur de neutrons n'a pas une efficacité de 100%

Un détecteur de neutrons r »répond » différemment à des neutrons de même énergie

Un détecteur de neutrons ne peut pas mesurer l'énergie du neutron : il mesure l'énergie du noyau de recul.

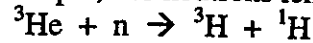
Les meilleurs détecteurs de neutrons rapides sont hydrogénés (énergie de recul maximale pour les protons)

Le cas des neutrons lents :

Les neutrons lents sont ceux qui ont une énergie inférieure à 100 keV. Cette limite est en fait floue et un cas particulier important est celui des neutrons dits thermiques, c'est à dire qui constitue un gaz dans lequel l'énergie cinétique ne dépend que de la température. A température ambiante, des neutrons thermiques ont une énergie moyenne de 0,04 eV. Ils sont donc très lents. De tels neutrons sont bien sûr incapables de faire reculer de façon significative des noyaux avec lesquels ils entrent en collision. Dans ce cas, si l'on veut assurer la détection,

² Le détecteur mesurera l'énergie de la particule chargée seulement s'il est assez épais pour qu'elle s'y arrête. Un calorimètre obéira à cette condition. On se débrouillera pour que rien ne sorte du détecteur.

il faut qu'un mécanisme amplifie l'énergie des noyaux mis en mouvement. Ce mécanisme est une réaction nucléaire. Par exemple, des neutrons lents peuvent conduire à la réaction :



Les deux noyaux émis le sont avec une énergie cinétique significative (765 keV) ; ils pourront être détectés. C'est le principe des compteurs à ${}^3\text{He}$ utilisés en radioprotection. On peut de même utiliser des compteurs au ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ou ${}^{235}\text{U}$. Dans tous ces cas, les signaux recueillis correspondent à une ionisation standard qui ne reflète pratiquement pas l'énergie du neutron, mais essentiellement l'énergie libérée dans la réaction utilisée (765 keV pour l' ${}^3\text{He}$).

Retour sur la détection des particules non chargées : le cas des photons:

Nous nous limitons ici au cas des photons énergétiques (X ou gammas). Nous avons déjà annoncé que, dans tous les cas, ils mettent en mouvement un ou des électrons. Un seul sera mis en mouvement pour des énergies limitées. Pour des énergies élevées, des gerbes d'électrons pourront être produites.

Trois situations sont possibles qui correspondent à trois mécanismes différents :

- l'effet photoélectrique ;
- l'effet Compton ;
- la création de paires.

L'effet photoélectrique est l'éjection d'un électron atomique par le photon. Le photon disparaît dans cette opération et toute son énergie est communiquée à l'électron. L'énergie cinétique de l'électron est donc : $E_c = h\nu - e_l$.

Dans cette expression, $h\nu$ est l'énergie du photon, e_l est l'énergie de liaison du photon qu'il a fallu dépenser pour l'arracher. Cette énergie s'exprime en keV et est donc généralement négligeable dans le cas des photons gamma. Dans ce cas, pratiquement toute l'énergie du photon a été convertie en énergie cinétique de l'électron.

L'effet Compton est aussi l'ionisation d'un électron atomique mais le photon ne disparaît pas : il change seulement de fréquence. Le bilan énergétique s'écrit :

$$E_c = h\nu - h\nu' - e_l$$

Avec les mêmes notations que ci-dessus. $h\nu'$ est l'énergie du photon sortant et dépend des angles d'émission. Ce mécanisme est analogue à un jeu de pétanque relativiste. Le cas où E_c est maximal correspond à une rétrodiffusion du photon sur l'électron (l'analogue d'un carreau à un jeu de pétanque avec des boules de masses différentes.) D'une façon

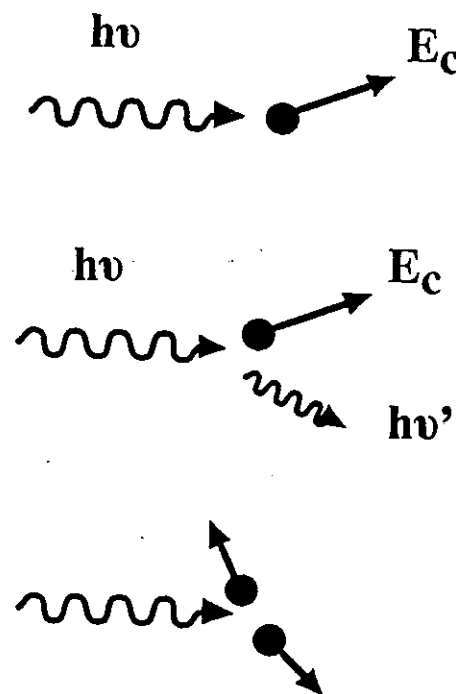


Figure 8 : illustration des effets photoélectrique, Compton et création de paire.

générale, l'effet Compton conduit pour l'électron éjecté à un spectre continu allant de 0 à E_{cmax} .

La création de paire est une matérialisation du photon qui disparaît et se transforme en une paire particule-antiparticule. Généralement il s'agit d'une paire e^+e^- , c'est à dire électron-antiélectron. La conservation de l'énergie cinétique implique que l'énergie cinétique totale de la paire est :

$$E_c = h\nu - 2 m_e c^2$$

où le dernier terme est simplement l'énergie de masse de la paire créée. Ce mécanisme est donc un mécanisme à seuil. Pour une paire e^+e^- , ce seuil vaut 1,22 MeV.

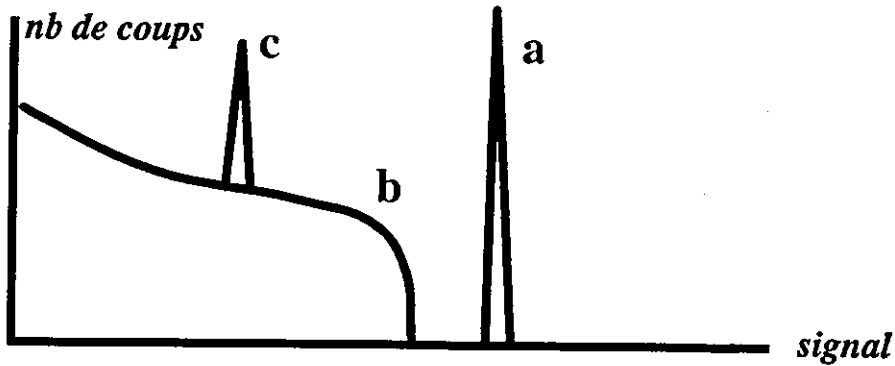
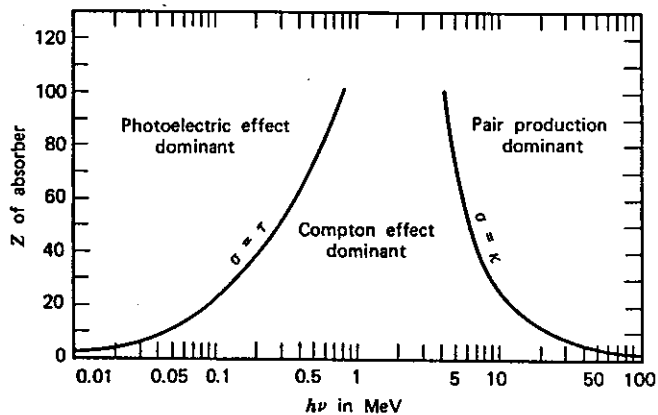


Figure 8 : réponse d'un détecteur à des photons monoénergétiques

La figure 8 est une illustration de ces 3 effets. Du point de vue de la détection, les conséquences de ces 3 effets se comprennent aisément si on se rappelle qu'un détecteur ne mesure que l'ionisation induite par des particules chargées et que le signal qu'il délivre est proportionnel à l'énergie déposée par ces particules. Dans le cas des photons, l'énergie mesurée sera celle des électrons secondaires. Dans le cas de l'effet photoélectrique, ce sera donc pratiquement l'énergie du gamma primaire. Pour la création de paire, ce sera cette énergie amputée des $2 m_e c^2$ qui ont servi à créer la paire. Dans le cas de l'effet Compton, ce sera n'importe quoi entre 0 et la valeur E_{cmax} définie ci-dessus. Il résulte de cette situation que la détection d'un grand nombre de photons tous de même énergie conduira à un spectre donné par un détecteur du type de celui dessiné sur la figure 9. Sur ce dessin, le pic « a » est celui du à l'effet photoélectrique, le pic « c » correspond à la création de paires, et le fond continu « b » correspond au signal dû à l'effet Compton. La proportion de ces 3 types de réponse dépendra bien sûr des probabilités relatives des 3 effets. La figure 10 sépare le plan 'énergie des photons'-'numéro atomique du détecteur' en trois zones dans lesquelles tel ou tel processus est dominant. L'effet Compton est dominant autour du MeV. Si on veut restreindre son influence on a intérêt à choisir un détecteur de numéro atomique Z élevé. De fait, la probabilité de l'effet photoélectrique varie comme Z^5 .

Figure 9 : Probabilités relatives des 3 effets



Résumé sur les différences entre particules chargées et non chargées

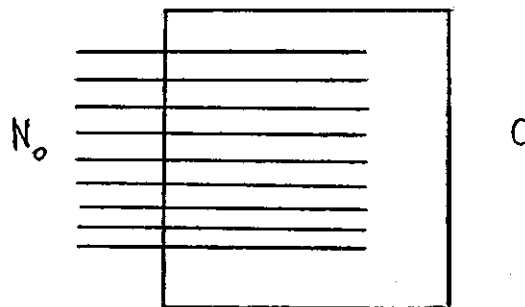
- Les particules chargées interagissent de façon continue dans la matière
- Les particules non chargées interagissent rarement, mais de façon violente. Cette interaction conduit souvent à des particules chargées qui interagissent alors de façon continue

Conséquences :

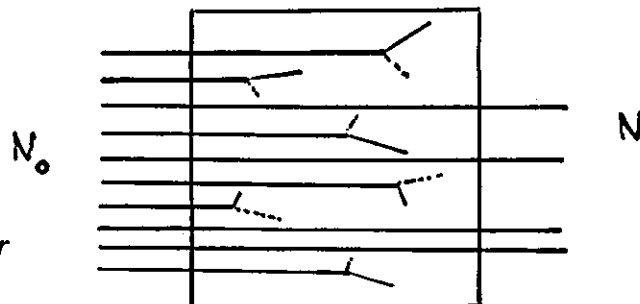
- protection : il est souvent facile de se protéger contre des particules chargées : il suffit de les arrêter (épaisseur supérieure au parcours)
il est par contre difficile de se protéger contre les particules non chargées (notion de parcours non valable).
- détection : il est facile de détecter une particule chargée (interaction et ionisation continue) et l'efficacité de 100% est possible.
un détecteur de particules non chargées n'aura généralement pas une efficacité de 100%.

Toutes ces propriétés peuvent être résumées par les dessins ci-dessous :

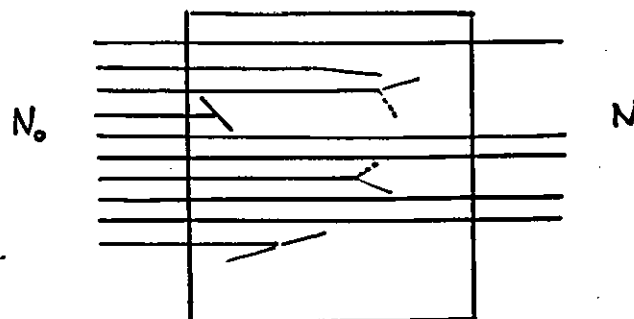
Cas d'un faisceau de particules chargées identiques (même nature, même énergie) : les particules ont toutes à peu près la même histoire dans un détecteur



Cas d'un faisceau de neutrons identiques (même énergie) : les neutrons n'ont pas tous la même histoire dans un détecteur



Cas d'un faisceau de photons identiques (même énergie) : les photons n'ont pas tous la même histoire dans un détecteur



Compléments d'information :

Calcul de l'efficacité d'un détecteur :

Lorsque des interactions sont rares (cas des neutrons ou des photons ou d'une façon générale des particules non chargées), la loi qui permet de déterminer l'efficacité de détection est la suivante :

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

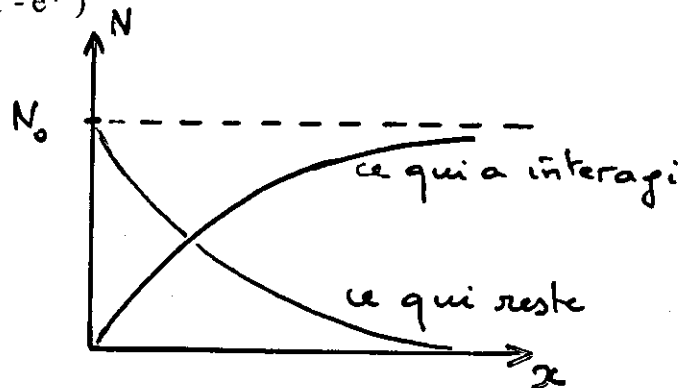
Dans cette expression N est le nombre de particules qui n'ont pas interagi après la traversée d'une épaisseur x de matière. N_0 est le nombre de particules entrantes (pour $x = 0$). Le nombre de particules qui ont interagi dans un détecteur d'épaisseur x est donc.

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\mu x})$$

Et l'efficacité de détection est :

$$(N_0 - N) / N_0 = 1 - N / N_0 = 1 - e^{-\mu x}$$

La figure 10 ci-contre montre les évolutions associées.



Les particules chargées ont d'autres modes d'interaction quand elles sont très relativistes :

- rayonnement de freinage :

Le rayonnement de freinage est un rayonnement électromagnétique (photons) émis lorsque des particules chargées subissent une accélération. Il n'est significatif que pour les électrons car sa probabilité varie comme z^2/m^2 . C'est lui qui est à l'origine du rayonnement synchrotron (Lure, ou ESRF ou projet Soleil) car des électrons qui tournent dans un anneau sont accélérés. Dans le cas du ralentissement d'électrons dans de la matière, il se manifeste par des photons émis vers l'avant de la particule freinée. Ces photons ont tout un spectre en énergie qui s'étend de zéro jusqu'à l'énergie de la particule freinée. La figure 11 donne un tel spectre en énergie.

La perte d'énergie par rayonnement de freinage ne devient dominante (par rapport à l'ionisation : formule de Bethe) que pour des énergies de plusieurs centaines de MeV. C'est alors une façon très efficace de produire des faisceaux intenses de photons non mono-énergétiques.

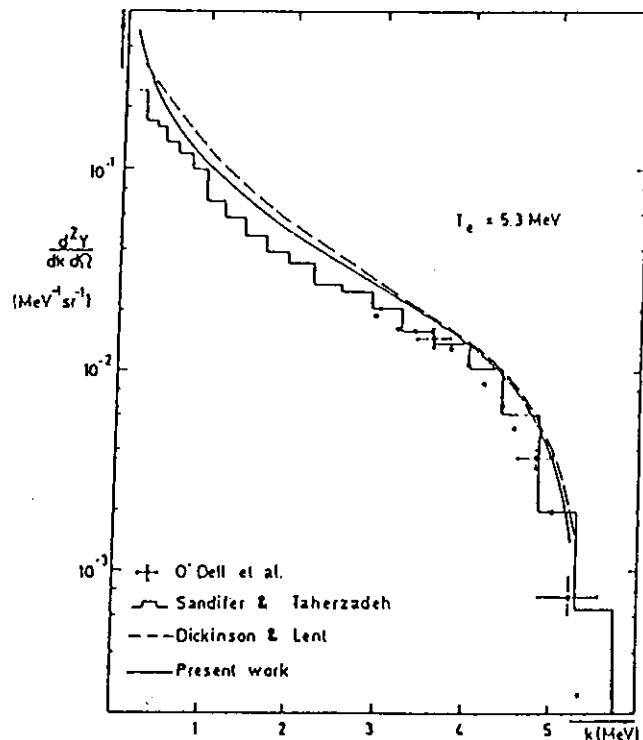


Figure 11 : exemple de spectre de rayonnement de freinage.

- **effet Cerenkov :**

L'effet Cerenkov concerne les particules qui, dans un milieu, ont une vitesse qui excède la vitesse c/n de la lumière dans ce milieu. Dans cette expression, c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice du milieu. Le phénomène associé est analogue à celui du passage du mur du son par un avion. Il correspond à la situation où le transport de l'information « polarisation » dans un milieu se propage moins vite que la particule chargée qui induit cette polarisation par interaction coulombienne (figure 12).

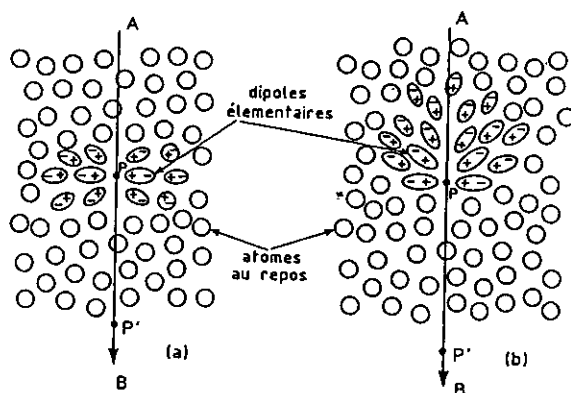


Figure 12 : Polarisation d'un milieu par le passage d'une particule chargée négativement : a) à faible vitesse ; b) à haute vitesse.

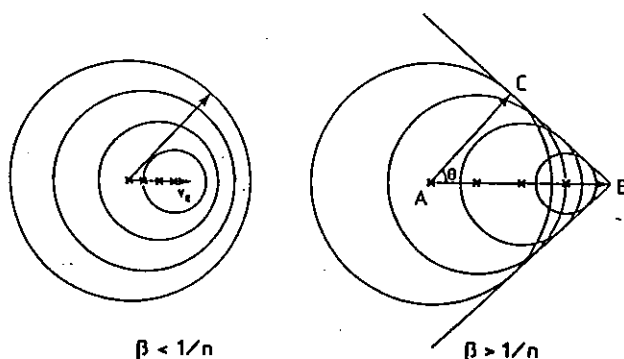


Figure 13 : Construction dite de Huygens pour expliquer la cohérence des ondes sphériques émises par une particule de vitesse inférieure (resp. supérieure) à c/n .

Dans le cas des particules relativistes chargées et d'un point de vue expérimental, la propriété importante est que l'onde lumineuse émise (figure 13) l'est dans une direction définie par un angle θ donné par : $\cos \theta = c/vn$. La mesure de cet angle permet donc de déduire la vitesse de la particule considérée. L'effet Cerenkov est un effet à seuil qui ne se produit pas pour $v < c/n$. Il peut être mis à profit pour distinguer des particules rapides ou non rapides. Il peut aussi être mis à profit pour mesurer v . C'est ce que l'on fait dans les détecteurs de type « Rich ».

Principe numéro 3 : la matière ionisée est « mal dans sa peau ».

A température ambiante, la matière ionisée est très loin de ses conditions d'équilibre. Comme tout système hors équilibre, la matière ionisée veut « retrouver son état normal ». Les atomes vont donc s'habiller d'électrons pour redevenir neutres. Il y a deux façons de détecter l'ionisation initiée par une particule chargée :

- empêcher le retour à l'équilibre en séparant les électrons des ions positifs.
- observer ce retour à l'équilibre.

Le premier cas de figure est celui des « détecteurs d'ionisation » : on polarise le détecteur pour attirer les électrons d'un côté et les ions positifs de l'autre ; le courant résultant conduira au signal.

Le second cas de figure est celui des « scintillateurs ». On choisit des matériaux pour lesquels le retour à l'équilibre s'accompagne d'émission de lumière visible. Le flash lumineux correspondant sera le signal transformé en signal électrique à l'aide d'un photomultiplicateur.

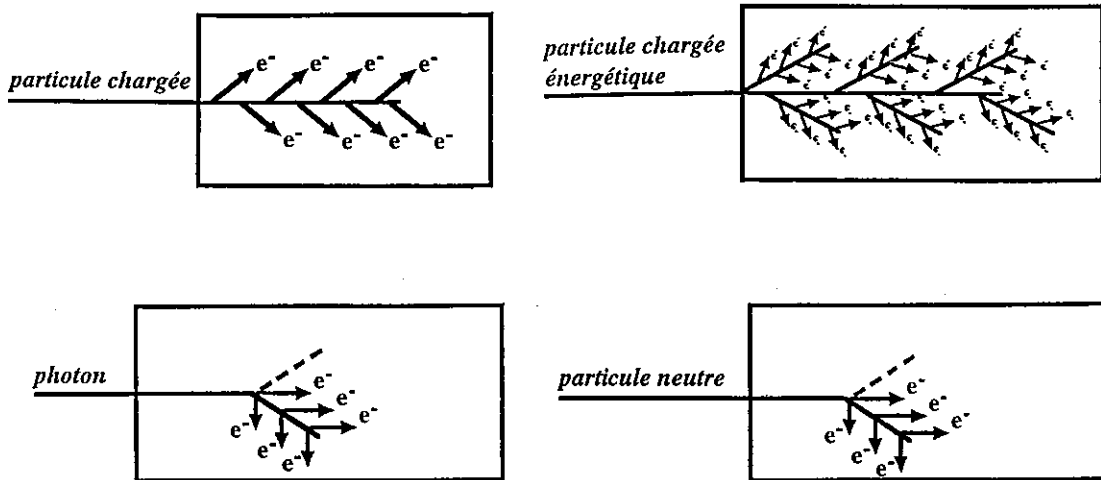
Remarques : Il est intéressant de faire quelques remarques sur ces deux cas de figure car leur analyse rapide permet de comprendre pourquoi seulement très peu de matériaux peuvent être utilisés comme détecteurs.

- 1- Un détecteur d'ionisation doit pouvoir être polarisé : donc, il ne doit pas être conducteur. Et pourtant, les électrons arrachés par ionisation doivent pouvoir s'y mouvoir facilement. Cette contradiction n'est levée que dans quelques matériaux : les gaz et les jonctions semi-conductrices.
- 2- Un scintillateur doit être un matériau dans lequel la recombinaison des électrons et des ions conduit à une émission lumineuse rapide dans le domaine de longueur d'onde du visible. Par ailleurs, ce matériau doit être transparent à sa propre lumière. Très peu de matériaux satisfont à ces quelques critères. Ils ont classés pour des raisons d'intérêt pratique en deux catégories : les scintillateurs organiques et les scintillateurs inorganiques. Les premiers sont très adaptés à la détection de neutrons rapides car ils sont riches en protons (noyaux d'hydrogène) ; les seconds seront au contraire intéressants s'ils sont chargés en noyaux lourds car dans ce cas, ils seront efficaces aux photons gamma.

Une dernière remarque concerne les mécanismes de scintillation : il y en a en fait trois : la fluorescence, la fluorescence retardée et la phosphorescence. Ces trois processus correspondent à différents types de transition entre niveaux quantiques. Du point de vue des applications, l'important est que le premier est rapide (domaine des nanosecondes), le dernier est lent (domaine des millisecondes ou des secondes) et le second est intermédiaire (domaine des microsecondes). On choisit des matériaux pour lesquels la composante de phosphorescence est faible. Par contre on peut avoir intérêt à choisir des matériaux pour lesquels les deux composantes de fluorescence et de fluorescence retardée existent car leurs proportions relatives dépendent de la particule chargée détectée. La mesure de ces proportions permet alors d'identifier la particule détectée par étude de la forme de l'impulsion lumineuse obtenue (voir section sur l'identification)

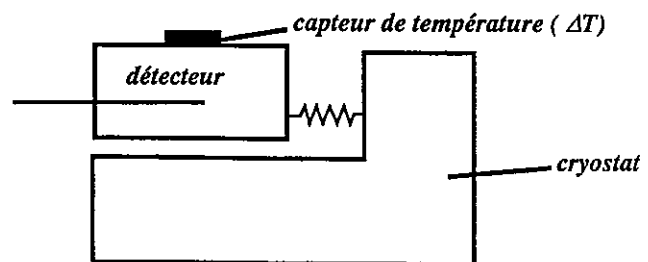
Résumé :

- ▶ On ne détecte que les particules chargées.
- ▶ Si la particule primaire n'est pas chargée, on ne la détecte que si elle met en mouvement une particule chargée.
- ▶ Une particule chargée ionise (mécanisme principal);
 - ce mécanisme est linéaire.
 - mécanismes additionnels : rayonnement de freinage et effet Cerenkov.
 - si une particule chargée est très énergétique, elle peut donner lieu à une gerbe (voir dessin)



▶ Les atomes ionisés veulent revenir à l'équilibre (recombinaison, scintillation)

- ▶ Conséquences : il y a deux sortes de détecteur :
 - détection de l'ionisation
 - détection de la scintillation
 - contre-exemple : les bolomètres.



III – Détecter : identifier, mesurer, localiser.

Identifier les particules chargées (m,z) d'énergie intermédiaire : méthode $\Delta E/E$.

Le point de départ est la formule de Bethe discutée au §II :

$$-dE/dx = z^2 m/E f(E)$$

Cette expression nous apprend que la relation entre la perte d'énergie dE dans une épaisseur dx , d'une particule chargée de nombre de charge z et de nombre de masse m , varie comme le rapport $f(E)/E$. Il se trouve que la fonction $f(E)$ varie lentement avec E sur un large domaine en énergie et que dE est donc alors une fonction approximativement hyperbolique de E (fonction en $1/E$). Le domaine de validité en énergie de cette approximation est large: par exemple, pour des protons, il couvre la gamme des énergies intermédiaires de 1MeV à 1GeV. La figure 14 illustre cette propriété. Expérimentalement, on parlera plutôt de ΔE car les épaisseurs Δx de détecteur sont toujours finies, mais cela ne change pas les conclusions. Sur la figure 14, on a représenté deux courbes : elles correspondent à des valeurs différentes du produit $z^2 m$, c'est à dire à deux types de particules (ou noyaux) détectés. On a aussi représenté un pointillé sur l'une des deux courbes : ils correspondent aux zones d'énergie pour lesquelles la fonction $f(E)$ varie de façon significative ce qui dénature la variation en $1/E$.

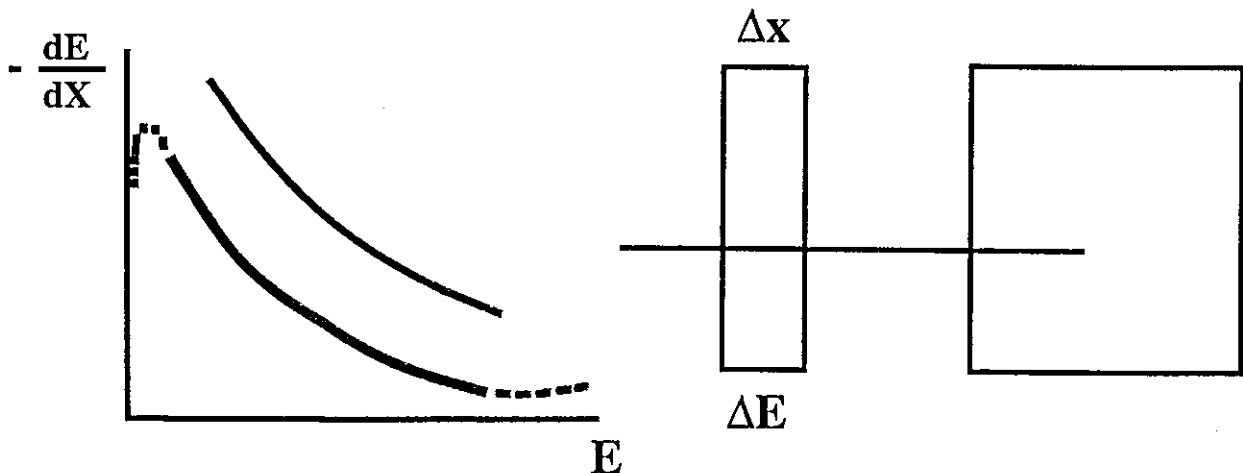


Figure 14 : A gauche, variation avec l'énergie E de la perte d'énergie $-dE/dx$. Les deux courbes correspondent à deux types de particules chargées (deux valeurs du produit $z^2 m$).

A droite : mise en œuvre de la méthode $\Delta E/E$: on mesure la perte d'énergie dans un détecteur d'épaisseur Δx faible et on mesure l'énergie résiduelle $E - \Delta E$ dans le second détecteur épais qui arrête la particule chargée détectée. On utilise ici la propriété de linéarité de réponse en énergie d'un détecteur (voir sections précédentes).

La méthode $\Delta E/E$ consiste à mesurer simultanément les deux grandeurs portées sur les axes de la figure 14. On peut y parvenir en utilisant le montage « en télescope » montré sur la partie droite de la figure 14. Un télescope est simplement un empilement de deux ou plusieurs détecteurs. Le nom provient de l'analogie optique : un télescope optique est souvent un empilement de lentilles. La figure 15 est un exemple d'application de la méthode. La matrice $\Delta E/E$ a été remplie événement par événement. On reconnaît à gauche les noyaux de $z=1$ et 2, et pour chaque valeur de z , les différentes valeurs possibles de m (les 3 isotopes de l'hydrogène pour $z=1$, et les 2 isotopes d'hélium pour $z=2$). La séparation en charge (z) est plus nette que la séparation en masse (m) car le coefficient de la formule de Bethe varie quadratiquement en charge en linéairement en masse ($z^2 m$).

Les performances de la méthode $\Delta E/E$ sont dictées par la précision de la corrélation entre le ΔE et le E . Celle-ci est limitée par deux effets : le premier est d'ordre physique : la formule de Bethe décrit la perte d'énergie *moyenne* dans une épaisseur donnée de matière. Comme le mécanisme d'ionisation est statistique, il apparaît des fluctuations autour de cette valeur moyenne. On donne souvent le nom de « *straggling* » à ces fluctuations. Le second effet limitant est la résolution des détecteurs et de l'électronique associée. Il se trouve que pour les bons détecteurs, c'est le premier facteur (le *straggling*) qui est le plus limitant : c'est lui qui le premier va interdire la séparation. Cette limitation n'est pas dramatique pour la séparation en charge. Autrement dit, on peut théoriquement, pour de très bons détecteurs, séparer en charge jusqu'à la fin de la classification périodique ($z=92$). Par contre on ne sait guère séparer les masses au delà de $m=50$. C'est ce que l'on voit déjà sur la partie droite de la figure 15 sur laquelle on reconnaît très bien les z dans la région 15-20 sans distinguer les divers isotopes pour une même valeur de z .

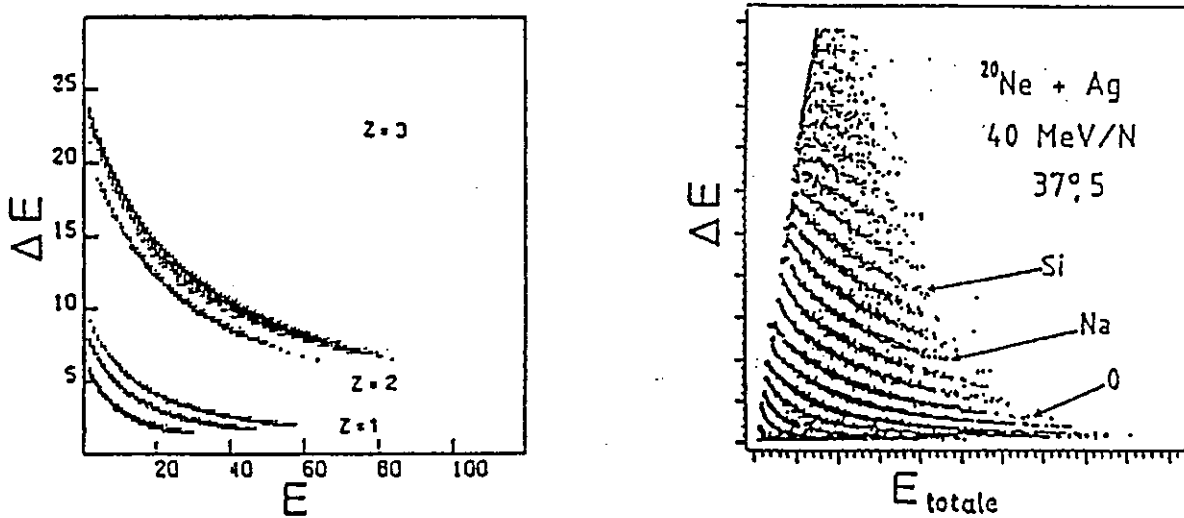


Figure 15 : Exemples concrets de mise en pratique de la méthode $\Delta E/E$; à gauche, dans le cas de noyaux légers ($z=1$ et 2) ; à droite, dans le cas de noyaux plus lourds (jusqu'à $z=20$). Dans le premier cas, on distingue les isotopes ; dans le second cas, la résolution est insuffisante et plusieurs isotopes sont confondus dans les diverses zones d'accumulation des évènements.

Une variante de la méthode $\Delta E/E$:

Nous avons vu en fin de paragraphe II que la scintillation faisait appel à deux processus : fluorescence et fluorescence retardée. La proportion relative de ces deux composantes dépend de la densité d'ionisation locale dans le scintillateur, donc de la quantité $\Delta E/\Delta x$. Concrètement, deux particules de même énergie total E mais de natures différentes auront des parcours différents donc des ionisations locales $\Delta E/\Delta x$ différentes. Les formes des flashes lumineux correspondants seront différentes, reflétant ainsi les proportions différentes de fluorescence et fluorescence retardée. La figure 16a illustre ces formes d'impulsion. On sait expérimentalement mesurer cette différence de forme en intégrant le signal sur deux portes en temps de largeur différentes (PR et P Lente) sur la figure. La corrélation entre les deux intégrales permet de séparer les diverses particules. La figure 16b est un exemple qui permet de mettre en évidence la séparation entre p,d,t (isotopes d'hydrogène), ^3He ^4He (isotopes d'hélium). Cette variante de la méthode $\Delta E/E$ présente l'avantage de ne nécessiter l'utilisation que d'un seul détecteur. Par contre, sa résolution est limitée et elle permet seulement de séparer les objets (particules ou noyaux) de charge inférieure à 4. Une de ses applications

importante est la séparation neutron-gamma qu'elle autorise en utilisant le fait (voir la section II) que la détection d'un neutron passe par la mise en mouvement d'un noyau (souvent un proton) alors que celle d'un gamma repose sur la détection d'un électron de recul.

Pour l'avenir, une analyse plus fine de la forme des impulsions (traitement numérique du signal) peut permettre d'espérer une application de cette méthode à tout type de détecteur.

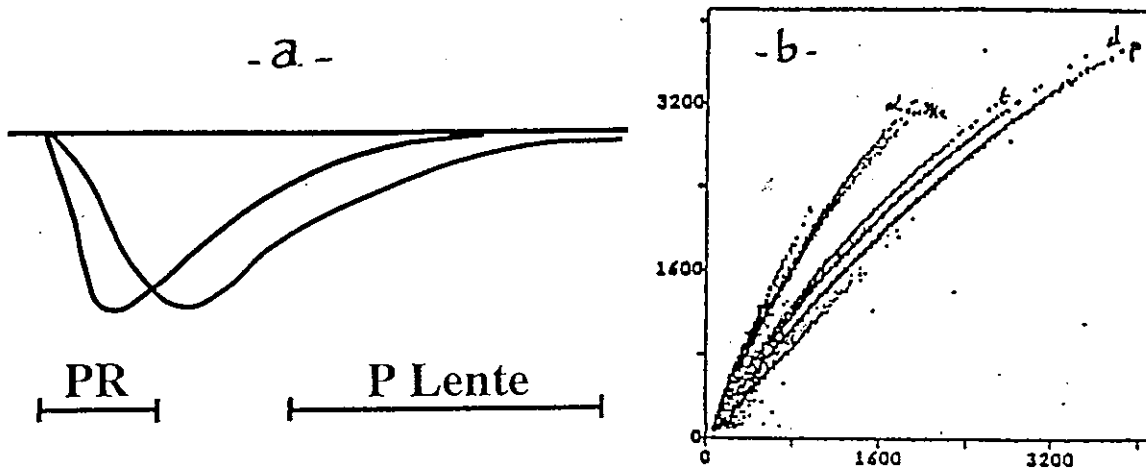


Figure 16 : a) formes variables d'impulsions d'énergie donnée selon la nature de la particule arrêtée dans le détecteur. b) corrélation entre les intégrations des signaux de la figure a) sur respectivement une porte rapide (PR) et une porte P Lente; on constate qu'il est ainsi possible de séparer diverses particules légères

Mesure de la masse (cas non relativiste): méthode du temps de vol.

Cette méthode n'est valable que pour des particules non relativistes. Elle consiste seulement à relier dans ce cas l'énergie E et le temps de vol associé TV sur une base de vol L :

$$E = \frac{1}{2} m v^2$$

$$E = \frac{1}{2} m L^2 / TV^2$$

d'où
$$m = 2 E TV^2 / L^2$$

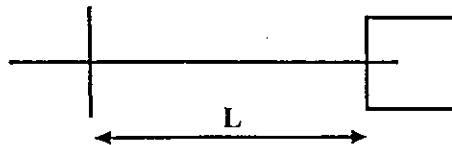


Figure 17 : méthode du temps de vol

Les ordres de grandeur sont : L généralement de l'ordre de quelques mètres ; et TV de l'ordre de 100 ns. Les détecteurs correspondants doivent donc être rapides et « répondre » en un temps de l'ordre ou inférieur à la nanoseconde. Un calcul d'erreur sur la relation ci-dessus montre que la limitation principale de la méthode est alors généralement la résolution sur E qui peut difficilement être meilleure que le pourcent.

Une autre méthode pour mesurer les masses : utilisation d'un aimant.

On peut mesurer précisément des masses de produits chargés en mesurant leur énergie E , leur temps de vol (donc leur vitesse v) et leur déviation dans un aimant. Dans le cas non relativiste, ces grandeurs sont reliées par les relations :

$$E = \frac{1}{2} m v^2$$

et
$$zevB = mv^2 / \rho$$

d'où l'on peut déduire la charge ze et la masse m . Dans ces relations, ρ est le rayon de courbure dans l'aimant dans lequel il règne un champ B .

L'avantage d'une telle méthode est de permettre une très bonne précision sur la masse (mieux que le pourcent). Son inconvénient est sa lourdeur et la longueur des mesures.

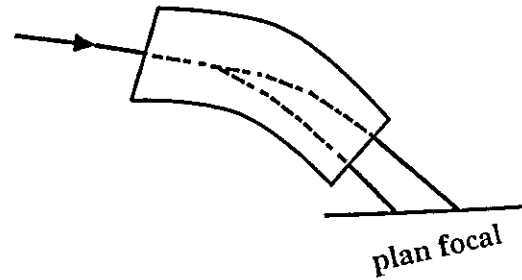


Figure 18 : déviation schématisée dans un aimant.

Le cas des très grandes énergies.

Lorsque les énergies des particules détectées sont relativistes, on ne peut bien sûr utiliser le temps de vol pour mesurer la masse. Par ailleurs, on entre dans la zone pointillée à haute énergie de la courbe de la figure 14 (voir aussi figure 6). Dans ce cas, une application directe de la méthode $\Delta E/E$ se heurte à la difficulté de mesurer E tout simplement à cause des parcours associés qui deviennent trop grands et des probabilités d'interaction avec les noyaux qui, sur une grande longueur, ne sont plus négligeables. Alors, la mesure de ΔE reste possible, mais celle de E devient problématique. On peut continuer à identifier en remplaçant la détermination de E par une mesure complémentaire qui est celle de la quantité de mouvement de la particule. On y parvient en faisant du « tracking » de la particule, c'est à dire en suivant point par point sa trajectoire, et en mesurant son rayon de courbure dans un aimant. C'est ce principe qui est utilisé dans toutes les expériences de physique des particules. Cette méthode nécessite une localisation de la particule dans les détecteurs, point qui est discuté plus loin. Notons enfin que le sens de déviation de la trajectoire dans le champ permet de connaître le signe de la particule détectée.

Identifier par la décroissance.

On peut identifier les particules qui se désintègrent en reconnaissant leur décroissance. Deux critères pourront être utilisés : la période associée ; et la nature des particules « fille » émises. Il est par exemple possible de reconnaître un π^+ par méthode $\Delta E/E$ puis par reconnaissance de sa décroissance :

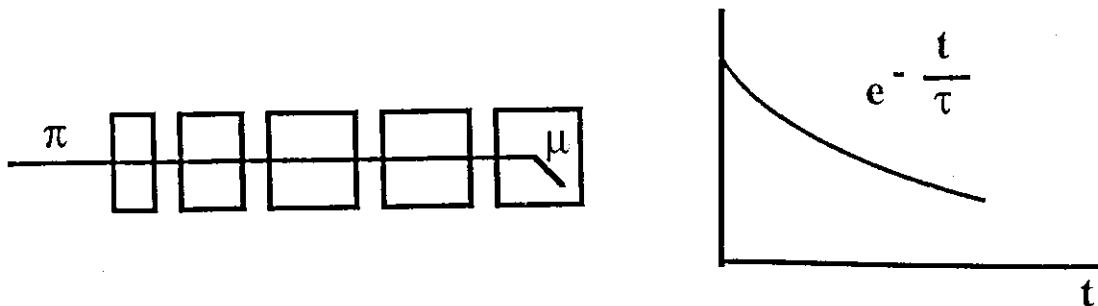
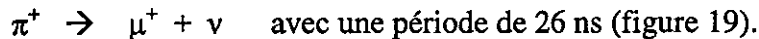
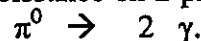


Figure 19: reconnaissance du π^+ par sa décroissance

De même, il est possible de reconnaître un π^0 par sa décroissance en 2 photons dont l'énergie totale est de 135 MeV dans le repère du π^0 :



Mesurer l'énergie cinétique.

La mesure de l'énergie cinétique E a déjà été utilisée dans le paragraphe précédent pour identifier les particules soit en masse (méthode du temps de vol) soit en charge (méthode $\Delta E/E$). Indépendamment de cette utilisation pour l'identification, la connaissance de l'énergie cinétique d'une particule est souvent essentielle pour comprendre la collision dont elle garde la mémoire. C'est donc une mesure essentielle en elle-même.

La mesure de l'énergie cinétique repose sur deux propriétés : la première est que l'ionisation est un phénomène linéaire (voir §II), la seconde est que la déviaton d'une particule donnée dans un champ magnétique dépend de sa quantité de mouvement, donc de son énergie cinétique. Ces deux propriétés conduisent aux deux méthodes qui sont utilisées pour mesurer E .

La première méthode consistera simplement à mesurer la « taille » du signal fourni par un détecteur : ce sera soit la hauteur de ce signal si sa forme est standardisée, soit sa surface (intégration sur une porte qui englobe le signal). Cette méthode est utilisée pour toute sorte de détecteur : détecteurs à gaz, à semi-conducteurs ou à scintillation. Quelques remarques sont toutefois nécessaires sur la qualité de la mesure.

Distinction entre détecteurs à ionisation et scintillateurs :

Nous avons vu que l'on peut détecter soit en collectant directement l'ionisation primaire, soit en collectant le signal lumineux de recombinaison. Deux entorses au principe de « linéarité » évoqué ci-dessus doivent être notées. L'émission lumineuse due à la recombinaison n'est pas un phénomène strictement linéaire car seule une partie de l'énergie de recombinaison est émise sous forme lumineuse³. Cette fraction dépend de la nature de la particule détectée et le facteur de proportionnalité entre l'énergie déposée dans un scintillateur et le signal lumineux fourni dépend donc de la nature de la particule.

Dans la cas des détecteurs d'ionisation, des phénomènes de recombinaison des charges (électrons et ions) peuvent affecter le signal. Ce phénomène est gênant pour les particules très ionisantes (noyaux plus lourds que l'argon) ; il n'est pas gênant pour les projectiles plus légers. Enfin, toujours dans la cas des détecteurs d'ionisation, certains d'entre eux fonctionnent dans un régime dit « proportionnel » pour lequel il y a une auto-amplification du signal dans le détecteur par multiplication des électrons collectés. Cette auto-amplification est très utile lorsque le signal est faible ; par contre, le coefficient de gain correspondant fluctue légèrement ce qui conduit à une légère perte de résolution.

Au total, la résolution en énergie d'un détecteur, c'est à dire la fluctuation observée sur le signal pour la détection de particules identiques (même nature et même énergie) est de l'ordre de quelques 0.1% pour les détecteurs à semiconducteurs, de quelques % pour les détecteurs à gaz dans le régime proportionnel et pour les scintillateurs.

Si l'on veut avoir des résolutions meilleures, la seule méthode possible est celle de la mesure des déviations dans un aimants. Dans la cas non relativiste (mais la méthode est aussi valable pour les particules relativistes), on a :

$$zevB = mv^2 / \rho$$

d'où la quantité de mouvement :

$$mv = ze\rho / B$$

avec ze : charge du produit détecté, ρ : rayon de courbure dans le champ B .

Cette méthode revient à mesurer ρ , c'est à dire à localiser le produit détecté dans le

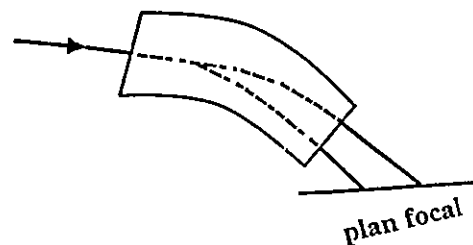


Figure 20 : mesure de E par déviation

³ Le complément d'énergie est dissipée sous forme de vibration du milieu détecteur.

plan focal de l'aimant d'analyse. La précision relative obtenue sur l'énergie atteint les 10^{-4} . Elle est excellente car on sait localiser avec précision (voir paragraphe suivant) et l'effet Hall permet de mesurer les champs magnétiques à mieux que 10^{-4} .

Localiser :

- Il existe de nombreuses façons de localiser qui reposent sur trois grandes méthodes :
- discrétisation : cette méthode consiste à utiliser de nombreux petits éléments de détection ou à segmenter un détecteur en éléments indépendants.
 - localisation dans le détecteur : elle consiste à utiliser des temps de transit de l'information dans le détecteur
 - localisation par centre de gravité (voir plus loin).

La première méthode utilise de fait des éléments de détection de petite taille alors que les suivantes localisent à l'intérieur d'un détecteur de plus grande taille. La première est donc onéreuse car elle multiplie le nombre de voies électroniques. Son avantage principal est de supporter des taux de comptage très élevés car les probabilités d'empilement dans un détecteur sont bien sûr bien plus grandes pour les détecteurs de taille significative. L'évolution de la microélectronique (baisse des coûts associés) et l'évolution des expériences (taux de comptages de plus en plus élevés) va dans le sens de développer plutôt cette première méthode même si de nombreux détecteurs mélangent les différentes techniques.

Dans la suite de ce paragraphe, on donne des exemples de localisation qui peuvent tous se raccrocher à la classification ci-dessus.

localisation dans les détecteurs à gaz :

Les détecteurs à gaz utilisés en physique nucléaire ou des particules fonctionnent soit dans le domaine dit « d'ionisation » (pas de multiplication du signal), soit dans le domaine proportionnel (plaques parallèles, chambres à fils, TPC, micromégas, MSGC). Les premières sont utilisées lorsque le signal primaire est suffisant (détection de particules très ionisantes ou d'énergie limitée) ; les secondes sont utilisées lorsque le signal est faible (perte d'énergie limitée, ou particules légères au minimum d'ionisation). Les secondes utilisent toutes des fils car l'auto-amplification du signal se réalise au voisinage de ces fils, dans la zone où le champ électrique est très intense. Il est possible de localiser si on utilise plusieurs fils (chambre multi-fils et si on repère le fil touché. C'est la première façon de localiser dans un détecteur à gaz. Elle est illustrée sur la partie gauche de la figure 21 (cas d'une chambre à fils).

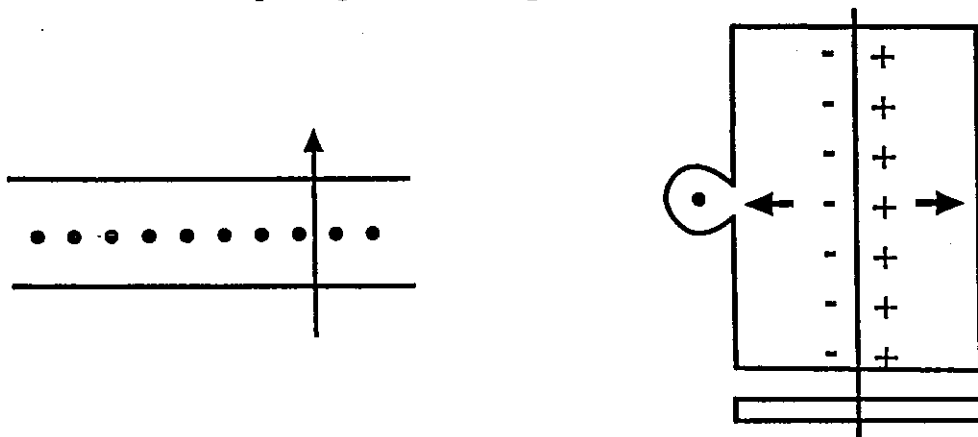


Figure 21 : localisation par numéro de fil touché (à gauche) et par mesure du temps de dérive (à droite) dans des détecteurs à gaz. Dans le second cas, un détecteur additionnel est nécessaire pour donner le temps « zéro ».

La seconde façon de localiser consiste à utiliser le temps assez long de collection des électrons dans un gaz. Ce temps reflète la vitesse de dérive de ces électrons. Son ordre de grandeur ($50 \mu\text{m}/\text{ns}$) permet de comprendre pourquoi on peut localiser le point d'impact d'une particule avec une précision de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. La partie droite de la figure 20 donne le principe d'une « chambre à dérive ». On démarre le chronomètre lorsque la particule détectée traverse le détecteur mince et rapide situé avant la chambre. Puis les électrons d'ionisation dérivent vers le fil multiplicateur au voisinage duquel ils vont se multiplier après leur voyage. La partie gauche de la figure 21 donne le principe d'une chambre à dérive multifils (MWDC) : les électrons dérivent horizontalement vers le fil le plus proche au voisinage duquel ils se multiplient. Dans les TPC (principe sur la partie centrale de la figure 21), on mesure à la fois le temps de dérive (localisation en z), et la localisation par numéro de fil touché (localisation en x et y) : exemple sur la partie droite de la figure 22.

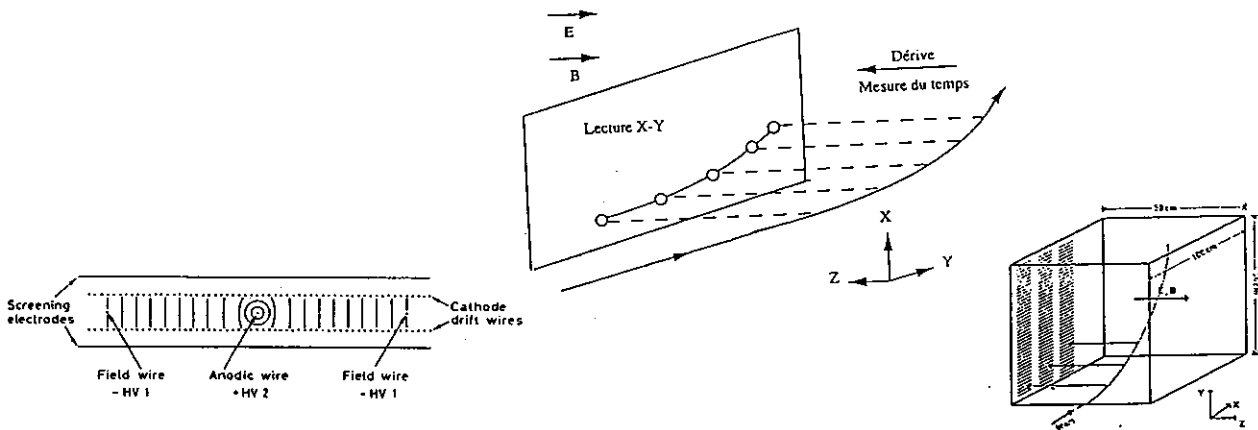


Figure 22 : gauche :localisation par temps de dérive dans une MWDC (Multi Wire Drift Chamber) ; milieu : principe de localisation 3D ; droite : application de ce principe à une TPC (Time Projection Chamber).

localisation dans les semiconducteurs :

La localisation dans les semiconducteurs est réalisée soit par segmentation soit par la méthode dite « résistive ». Dans le premier cas, ce sont les électrodes du détecteur qui sont segmentées soit en « strips » (bandes) soit en damiers. Le détecteur est alors équivalent à une juxtaposition d'un grand nombre de détecteurs indépendants. La résolution en localisation est alors fixée par la taille des strips ou pixels : typiquement quelques dizaines de microns.

La localisation par la méthode résistive consiste à recouvrir l'une des faces du silicium par un dépôt résistif. Le signal est alors lu aux 4 coins du détecteur. Sa division se réalise au prorata des résistances entre le point d'impact et les contacts de prise de signal. L'avantage de cette façon de faire est de limiter le nombre de voies électroniques nécessaires au traitement de l'information. Inversement, il y a problème s'il y a empilement de deux particules dans le détecteur. Cette méthode est donc limitée aux cas des taux de

comptage limités. Les résolutions en position accessibles sont de l'ordre de $100\mu\text{m}$.

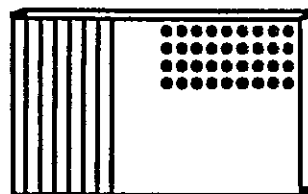


Figure 23 : localisation dans un semiconducteur.

localisation dans les scintillateurs:

La localisation dans un scintillateur peut être réalisée soit grâce au temps de transit de la lumière dans le scintillateur, soit par recherche du centre de gravité. Le multi-détecteur TONNERRE est un exemple du premier type. Des lattes de scintillateurs sont lues par deux photomultiplicateurs situés à ses extrémités (figure 24 à gauche). Les différences d'arrivée des deux flashes lumineux autorisent une localisation avec une résolution de l'ordre de 10cm. La partie droite de la figure montre le schéma de principe d'une gamma caméra. Les photons gamma y sont localisés en cherchant le centre de gravité des signaux lumineux recueillis par quelques dizaines de photomultiplicateurs qui « regardent » un gros cristal de NaI. La précision de localisation est de quelques mm.

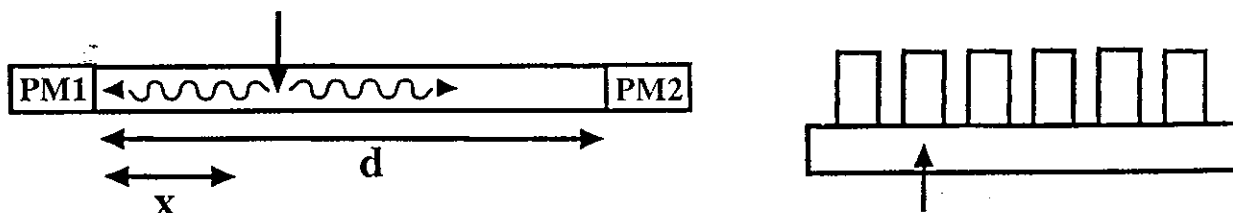


Figure 24 : gauche : schéma de principe de localisation de la lumière dans une latte de scintillateur ; droite : schéma d'une gamma caméra : la localisation est effectuée en repérant le centre de gravité des signaux lumineux détectés par les photomultiplicateurs.

détermination du fil ou du strip touché :

Ce petit paragraphe a pour objectif de revenir sur la détermination du ou des fils ou strips touchés en cas d'utilisation de cette technique (voir ci-dessus). On peut utiliser 3 méthodes :

- une électronique par fil (méthode chère, nécessaire en cas de forts taux de comptage)
- division résistive
- division par retard.

Dans les deux derniers cas, les fils (ou strips) sont liés par un pont soit de résistances, soit de lignes à retard (figure 25). Dans le cas des lignes à retard, les signaux $S1$ et $S2$ lus aux deux extrémités sont dans le rapport des résistances $R2$ et $R1$ entre le point d'impact et les extrémités ($S2/S1=R1/R2$). Dans le cas des lignes à retard, la différence de temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités est $(2n - N - 1)r$ si n est le numéro du fil (strip) touché, N le nombre total de fils (strips), et r la valeur du retard élémentaire entre deux fils (strips) successifs.

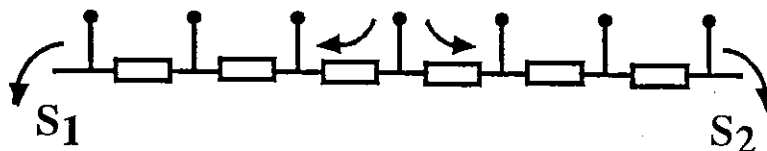


Figure 25 : lecture de la position avec une électronique à chaque extrémité.

L'avantage de ces méthodes est de limiter la quantité d'électronique nécessaire au traitement. Des problèmes se posent en cas de détection simultanée de plusieurs particules.

III –Produire des faisceaux de particules .

Utilisation de sources radioactives :

Il y a plusieurs façons de produire des faisceaux de particules. La plus simple est d'utiliser des sources radioactives. Ce sera le cas pour des alphas, bêtas ou gammas dans un domaine d'énergie limité (jusqu'à quelques MeV). On pourra aussi disposer de neutrons (sources de ^{252}Cf ou sources Am-Be) dans le domaine zéro-quelques MeV. Enfin on pourra aussi disposer ainsi de fragments de fission (énergie de l'ordre du MeV par nucléon : source de ^{252}Cf). Au total, la panoplie des particules disponibles à partir des sources est limitée en nature et surtout en énergie.

Les faisceaux artificiels non chargés :

Ce sont principalement les faisceaux de photons, de neutrons, de neutrinos et de pions neutres. On ne sait les créer que par interaction de particules chargées sur une cible.

Cas des photons :

La méthode de production sera surtout d'une part le rayonnement de freinage qui correspond au freinage de particules chargées dans une cible, d'autre part le rayonnement synchrotron qui est émis lorsqu'un faisceau est dévié dans un champ magnétique. Nous avons déjà discuté ces mécanismes dans la section II. Retenons ici que seuls les électrons sont efficaces pour produire de tels faisceaux. Ces faisceaux peuvent être très intenses.

Le rayonnement de freinage est utilisé à basse énergie (tubes à rayons X) ou à énergie nettement plus élevée. Dans le premier cas les électrons sont accélérés sous une différence de potentiel de 10 à 100 kV et projetés sur une cible de tungstène sur laquelle ils sont freinés. Dans le second cas, les énergies plus élevées sont atteintes grâce à un accélérateur (voir plus loin). De nombreux centres de lutte contre le cancer sont équipés de telles machines (gamme en énergie 2-25 MeV) pour détruire les tumeurs par radiothérapie. Les photons créés par rayonnement de freinage présentent un large spectre en énergie entre 0 et l'énergie des électrons primaires (figure 11).

Le rayonnement synchrotron est émis à partir de faisceaux d'électrons de très haute énergie (1GeV pour Soleil, 6GeV à l'ESRF à Grenoble). Son avantage réside d'une part dans son intensité, d'autre part dans le parallélisme presque parfait du faisceau émis. C'est la raison pour laquelle il peut être utilisé par exemple dans l'industrie de la microélectronique pour réaliser par photolithographie des puces électroniques.

Cas des neutrons :

On distinguera les faisceaux d'énergie limitée (inférieure au MeV) et les énergies les plus élevées. Dans le premier cas, les réacteurs nucléaires constituent de loin la source la plus intense et la plus utilisée. Les neutrons émis ne sont pas monocinétiques. Des flux de $10^{15}\text{n/cm}^2/\text{s}$ sont possibles.

On peut produire des neutrons monocinétiques en cassant des deutons préalablement accélérés et en choisissant un angle de sélection des neutrons par rapport à la direction du faisceau primaire. Il est même possible d'« étiqueter » les neutrons en détectant le proton coïncidant de recul, ce qui fixe complètement la cinématique de la cassure.

Pour l'avenir, il y aura en Europe une source de neutrons intenses et énergétiques (ESS). Les neutrons seront créés par spallation d'un faisceau de protons intense à une énergie de l'ordre du GeV. Une solution équivalente a été retenue pour produire les neutrons additionnels nécessaires au fonctionnement des réacteurs hybrides.

Les faisceaux exotiques :

Les particules exotiques neutres ou chargées sont toujours obtenues à partir de faisceaux primaires intenses. Dans le cas de particules légères comme les pions ou les neutrinos, il s'agit de protons de haute énergie. Les particules choisies sont ensuite séparées des autres particules présentes. Cette séparation s'opère soit en utilisant des aimants, soit (cas des neutrinos) en absorbant les autres composantes dans des absorbeurs (projet de faisceau de neutrinos créés au Cern et envoyés vers le Grand Sasso).

Dans le cas de faisceaux de noyaux exotiques, la production est assurée soit par la fragmentation d'un faisceau de noyaux plus lourds sur une cible, soit par réactions de spallation induites par protons énergétiques (de l'ordre du GeV), soit par bombardement d'une cible d'uranium à l'aide de deutons ou d'électrons de quelques dizaines de MeV (méthode Isol). L'équipement Spiral I correspond à la première option ; le projet Spiral phase II correspond à l'une des deux dernières. Le projet Eurisol se situe aussi dans ce cadre.

Les faisceaux accélérés de particules chargées :

Ce sont d'abord les faisceaux d'électrons et de protons qui servent à produire les faisceaux secondaires discutés ci-dessus. Ce sont aussi des faisceaux de noyaux (ou plus exactement d'ions) comme des faisceaux de deutons, alphas ou noyaux plus lourds allant jusqu'à l'uranium. Tous ces faisceaux sont produits par des accélérateurs qui comprennent deux parties : la source et l'accélérateur lui-même.

Principe numéro 1 :

On ne sait accélérer que des objets chargés que l'on produit le plus souvent au repos et que l'on soumet à des champs électriques.

Caractéristiques des faisceaux :

l'énergie par particule :

Cette énergie s'exprime en électron-volts (eV), ou en ses multiples. La figure 26 rappelle la définition de l'électron-volt : c'est l'énergie communiquée à une charge unitaire par une différence de potentiel de 1 Volt. On a donc les équivalences :

1 eV	↔	1 V
1 MeV	↔	1 MV (10^6 V)
1 GeV	↔	1 GV (10^9 V)
1 TeV	↔	1 TeV (10^{12} V)
1 PeV	↔	1 PeV (10^{15} V)

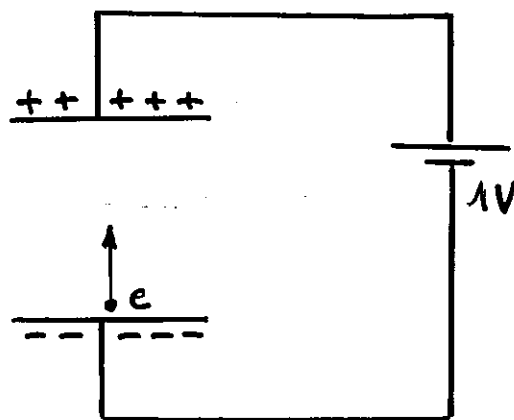


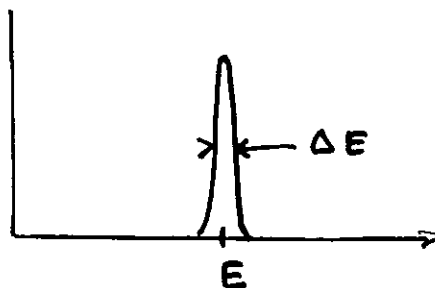
Figure 26 :
définition de l'électron-volt

Une conséquence importante de ces ordres de grandeur est l'impossibilité d'accélérer en une seule fois jusqu'à des énergies aussi élevées. En effet les tensions les plus grandes que l'on sait appliquer n'excèdent pas 30kV. Il est donc souvent nécessaire de réaliser une succession d'accélération.

Caractéristiques des faisceaux :

la résolution en énergie.

C'est le rapport $\Delta E/E$, où ΔE désigne l'incertitude sur l'énergie des particules accélérées (figure 27 ci-contre):



Ordres de grandeur :

10^{-2} : résolution médiocre

10^{-3} : résolution bonne

10^{-4} : résolution excellente.

Caractéristiques des faisceaux : l'intensité et/ou la luminosité.

L'intensité d'un faisceau s'exprime en nano-, micro-, ou milli- ampère. L'ampère est une unité énorme jamais atteinte. Elle correspondrait par exemple à un faisceau de flux $\Phi = 6.10^{18}$ électrons, ce que l'on ne sait pas réaliser. Le projet IPHI a pour ambition de réaliser des faisceaux de protons de 100mA grâce aux technologies supraconductrices.

Une relation essentielle relie l'intensité d'un faisceau (ou le flux associé) au nombre d'évènements induits dans une cible par unité de temps:

$$n = A \sigma \Phi$$

Dans cette expression, Φ est le flux incident (nombre de particules par seconde sur la cible) ; A est le nombre de noyaux (ou particules) cible par unité de surface ; σ est une grandeur caractéristique de la réaction qu'on appelle sa section efficace et dont l'unité habituelle est le barn ($1\text{barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Elle a la dimension d'une surface et est la surface apparente du noyau (ou de la particule) cible pour le projectile.



Figure 28 : à gauche : bombardement d'une cible fixe par un faisceau, le nombre de réactions dépend à la fois du flux incident et de l'épaisseur de cible.

A droite : cas d'un collisionneur : l'interaction est entre deux paquets de faisceau et le nombre de réaction varie donc comme le carré du nombre de particules par paquet. Il dépend aussi de la surface S des paquets. Un faisceau de forte luminosité est donc fortement collimaté.

Il existe une autre caractéristique liée à l'« intensité » d'un faisceau : c'est sa *luminosité*. Cette notion a un intérêt lorsque les réactions ont lieu non pas entre une cible fixe et un faisceau, mais entre deux faisceaux (figure 28). C'est la physique des collisionneurs. Alors, le produit $A\Phi$ de la relation ci-dessus doit être remplacé par la luminosité $L = N^2 f / S$ et le nombre de réactions par unité de temps s'écrit :

$$n = L \sigma = N^2 f \sigma / S$$

Dans cette expression, N est le nombre de particules par paquet de faisceau (les faisceaux sont toujours pulsés sous forme de paquets : voir ci-dessous le § sur la structure en temps), S est la section du paquet, et f le nombre de paquets par seconde.

Caractéristiques des faisceaux : l'émittance.

L'émittance mesure les propriétés géométriques d'un faisceau : surface et convergence. En jouant sur les éléments de focalisation magnétique, on peut faire varier séparément ces deux grandeurs, mais si l'on améliore l'une, on détériore l'autre et réciproquement. Autrement dit, elles sont liées l'une à l'autre : on sait faire un faisceau très parallèle, mais alors sa surface ne sera pas très petite ; inversement, on sait focaliser un

faisceau sur une cible où il aura alors une faible surface d'impact, mais alors, sa divergence angulaire sera détériorée (figure 29). On peut visualiser ces propriétés dans un diagramme $x-\theta$ où x est la distance à l'axe idéal et θ la déviation par rapport à la direction idéale. Dans ce diagramme, chaque particule du faisceau traversant un plan donné (celui de la cible par exemple) peut être représentée par un point. L'ensemble du faisceau va se trouver dans une surface ellipsoïdale dont la surface πab s'appelle l'émittance. Lorsque l'on change le plan d'observation du faisceau, la forme de l'ellipsoïde d'émittance peut changer, mais sa surface se conserve. Autrement dit les deux axes de l'ellipse voient leurs valeurs évoluer mais leur produit se conserve. L'unité d'émittance utilisée habituellement est le « $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ ». Cette unité tient compte de l'expression donnée ci dessus pour la surface de l'ellipse d'émittance.

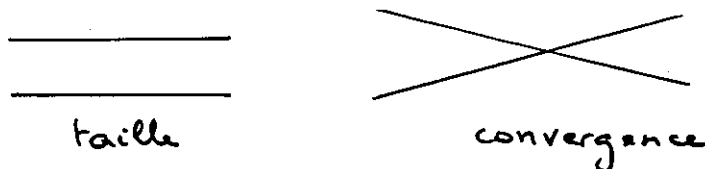


Figure 29 : un faisceau a deux caractéristiques géométriques corrélées : sa taille (surface) et sa divergence ; ces deux grandeurs sont liées l'une à l'autre

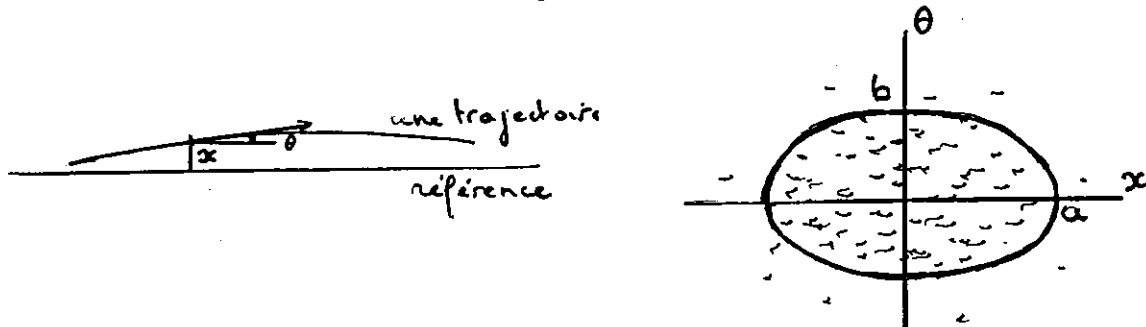


Figure 30 : Visualisation de l'ellipsoïde d'émittance : les variables x et θ sont les écarts en position et en angle par rapport à la trajectoire moyenne.

Caractéristiques des faisceaux : la structure en temps.

Un faisceau est structuré en temps à cause des techniques utilisées pour le produire.



Figure 31 : les particules d'un faisceau sont groupées en paquets.

Il y a souvent deux types de structure : une microstructure (paquets d'environ une nanoseconde de durée séparés par des « blancs » de l'ordre de 100 ns) et une macrostructure (par exemple déversement d'un faisceau pendant une seconde toutes les 5 secondes). Tous ces temps dépendent des techniques d'accélération qui sont discutées dans le paragraphe suivant.

La technique d'accélération la plus simple : accélérateurs électrostatiques.

Cette technique est exactement celle décrite sur la figure 26 : on accélère une particule entre deux électrodes d'un condensateur chargé sous une tension énorme. Pour assurer cette charge, on utilise le principe de la peau de chat qui permet, par frottement, de déposer des charges sur un bâton d'ébonite. Ici, la peau de chat est remplacée par des peignes qui frottent sur une courroie qui transporte les charges sur l'armature de condensateur (en haut sur la figure 32). L'autre armature du condensateur est la cible sur laquelle le faisceau est envoyé. Bien sûr la cible (proche du physicien) est à la masse ! Entre la source et la cible, le faisceau se propage dans le vide pour éviter qu'il interagisse avec les atomes de l'air. Une telle machine s'appelle un Van de Graaf. Son principal inconvénient réside dans le fait que l'énergie atteinte ne peut dépasser la valeur autorisée par la différence de potentiel maximale supportable avant claquage. On sait couramment atteindre 20MeV mais on ne sait

guère monter au delà. L'avantage principal de ce type de machine est la très bonne résolution en énergie qu'elle autorise (mieux que 10^{-3}).

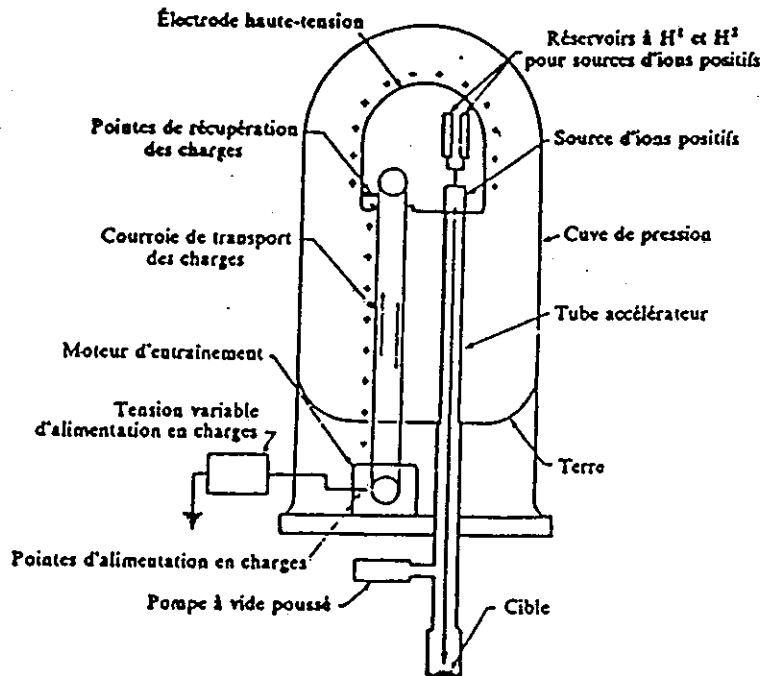


Figure 32 : schéma de principe d'un Van de Graaf ; voir le texte.

Une amélioration consiste à utiliser la tension d'accélération deux fois : on réalise alors ce que l'on appelle un tandem. Dans un tandem, on utilise une source qui délivre des ions négatifs (par exemple des H⁻, c'est à dire des atomes d'hydrogène auxquels on a ajouté un électron.). La haute tension (positive) est appliquée sur une feuille située au centre de la machine (dans le vide bien sûr). Les ions négatifs sont accélérés sur cette feuille mince qu'ils traversent grâce à l'énergie cinétique qu'ils ont acquise. Ils sont alors « déshabillés » de plusieurs électrons et deviennent des ions positifs qui sont à nouveau accélérés puisque le signe de leur charge a changé. Il y a actuellement une telle machine en fonctionnement à l'IPN d'Orsay et à l'IRES de Strasbourg (le Vivitron).

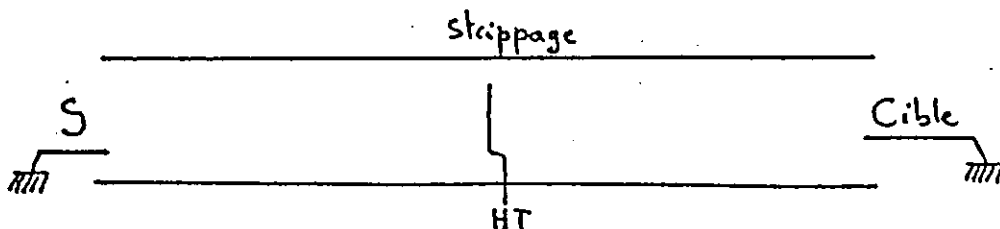


Figure 33 : schéma de principe d'un tandem.

La technique du cyclotron.

L'idée du cyclotron consiste à utiliser une différence de potentiel plusieurs fois pour mener des accélérations successives. Il faut donc faire « revenir » le faisceau au même endroit : c'est ce que l'on réalise en courbant les trajectoires dans un champ magnétique. La nature est à ce niveau coopérative car il se trouve que le temps mis par une particule chargée pour faire un tour dans un champ magnétique uniforme est indépendante de son énergie cinétique. En effet, sa vitesse angulaire ω peut être calculée à partir du bilan des forces appliquées dans son référentiel propre :

$$q v B = m v^2 / \rho$$

d'où l'on tire :

$$\omega = q B / m$$

avec q : charge de la particule ($q=ze$, z : nombre de charges) ; m , v : masse et vitesse de la particule ; B : champ magnétique appliqué ; ρ : rayon de courbure de la trajectoire.

On voit bien que ω est indépendant de v . Cela signifie que une particule accélérée dans un champ B passe à intervalles de temps réguliers entre les deux armatures sur lesquelles on applique la tension accélératrice. Cette tension peut donc être sinusoïdale et de fréquence fixe égale à la période de rotation. On peut même remarquer qu'il est possible d'accélérer deux fois par tour puisque la tension sinusoïdale s'est inversée après un demi-tour permettant d'accélérer à nouveau avant le second demi-tour.

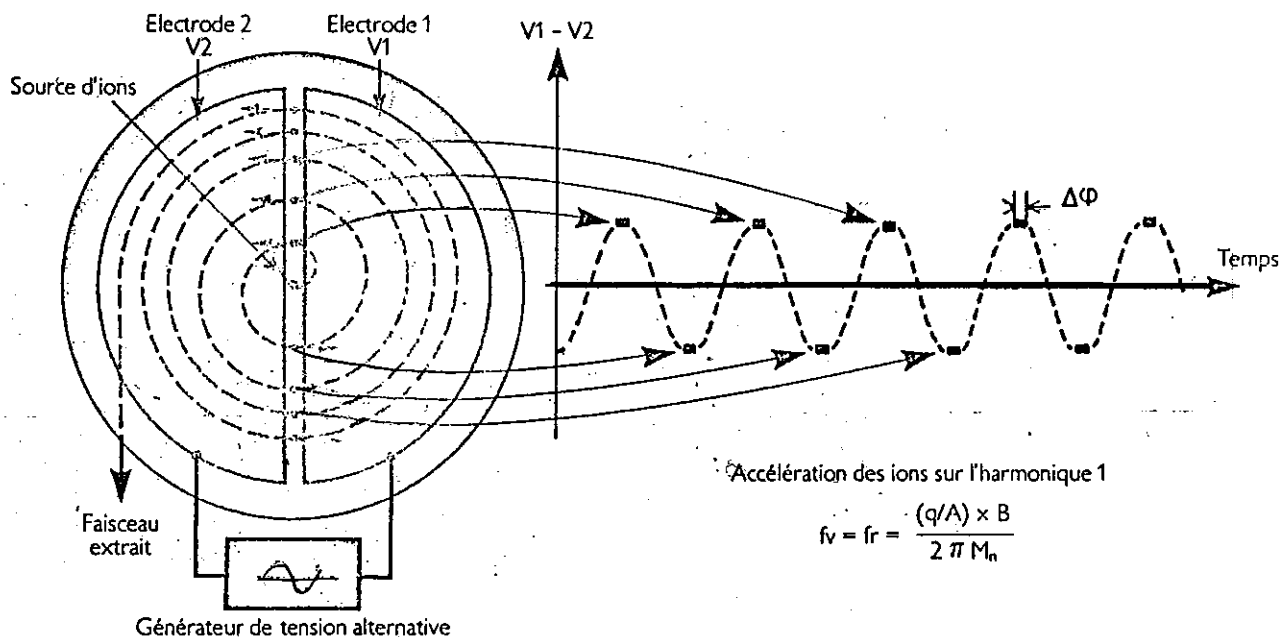


Figure 32 : schéma d'un cyclotron et de la tension sinusoïdale appliquée entre les deux parties de la machines appelées Dee et anti-Dee.

Un cyclotron est donc constitué de deux demi-boîtes de camembert séparées par un espace aux bornes duquel on applique la tension sinusoïdale de fréquence adaptée. L'ordre de grandeur de la tension appliquée est de 100 kV. Elle est facile à obtenir de façon fiable. Une particule de charge unité va acquérir une énergie de 50 MeV en 250 tours dans la machine. La fréquence de la tension sinusoïdale appliquée dépend bien sûr de la géométrie de la machine mais est typiquement de l'ordre de quelques MHz (domaine des hautes fréquences : on parle donc de la tension HF de la machine). L'extraction pourra se faire grâce à des plaques additionnelles électrostatiques permettant de sortir le faisceau du champ magnétique. Le faisceau délivré est pulsé avec

une période égale à la demi-période HF de la tension accélératrice. Deux paquets de faisceau sont donc séparés par des temps de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes. La durée d'un paquet dépend de l'acceptance en phase de la machine et est typiquement de l'ordre de la nanoseconde.

Les inconvénients du cyclotron sont sa résolution en énergie limitée (de l'ordre du pourcent) et sa limitation du côté des hautes énergies pour lesquelles les effets relativistes détruisent la non-dépendance établie ci-dessus entre ω et v .

Ganil est un ensemble constitué de deux cyclotrons. Ils diffèrent un peu du schéma décrit ci-dessus car la « boîte de camembert » a été plus découpée et Ganil comporte des cyclotrons dits « à secteurs séparés ». Ce choix a été fait pour tirer profit d'effets auto-focalisants du faisceau dans ce type de géométrie. Quant à l'existence de deux cyclotrons, elle tient au fait que le faisceau d'ions lourds est d'abord accéléré une première fois, puis il est envoyé dans une feuille mince ou de nombreux électrons sont arrachés (par exemple 44 sur un atome de

Xénon). Une seconde accélération est alors très efficace compte tenu de la charge élevée de l'ion accéléré.

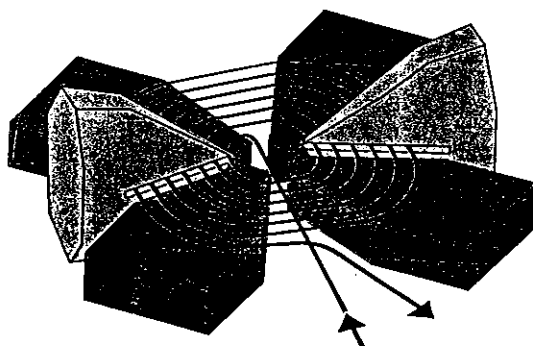


Figure 33 : une vue d'artiste de l'un des cyclotrons à secteurs séparés du Ganil.

Le prolongement du cyclotron à plus haute énergie : le synchrocyclotron.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la relation magique du cyclotron (le fait que la fréquence de rotation des particules est indépendante de leur vitesse) devient fautive lorsque l'on atteint les limites relativistes. Autrement dit, la période de rotation des particules accélérées augmente avec leur énergie car leur vitesse sature au voisinage de la vitesse de la lumière. Dans un synchrocyclotron, on va synchroniser la période de la tension sinusoïdale accélératrice sur la vitesse des particules accélérées. On va donc commencer à accélérer quelques paquets de particules, puis suivre ces paquets en adaptant la fréquence en fonction du degré d'accélération. Le faisceau final sera donc doublement pulsé. Il présentera la pulsation liée à la tension HF d'accélération, mais il aura aussi une « macrostructure » puisque l'accélération n'est pas continue mais s'adapte (en fréquence) aux paquets. La fréquence typique associée est de l'ordre du hertz.

Il y a un synchrocyclotron à Orsay qui accélère des protons à environ 150 MeV. Il est aujourd'hui utilisé pour traiter des patients cancéreux (prothérapie).

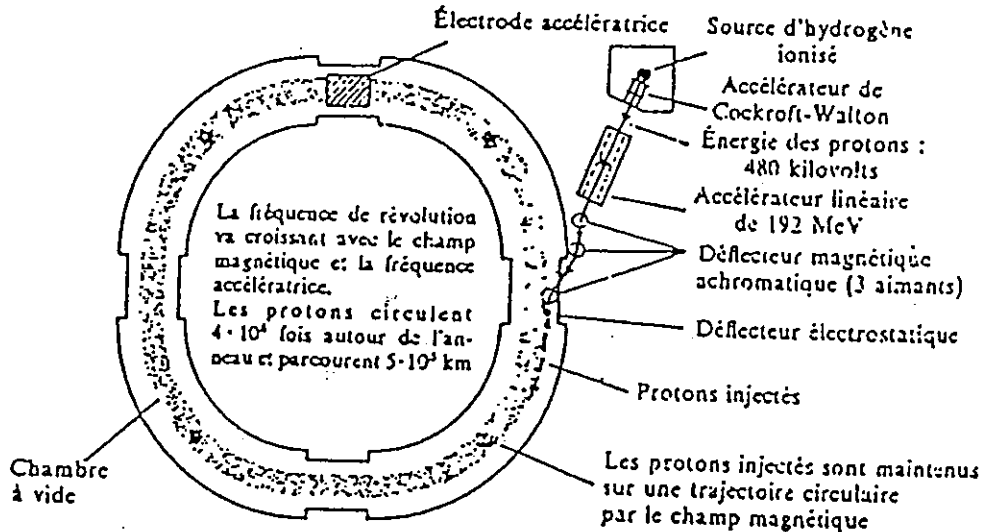
Le prolongement du synchrocyclotron : le synchrotron.

La limite du synchrocyclotron est sa taille lorsque l'énergie augmente trop. Alors la masse de fer pour assurer un champ magnétique sur l'ensemble de la machine devient trop grande. D'où l'idée de limiter ce champ magnétique à un rayon donné en synchronisant aussi le champ magnétique sur l'accélération : on synchronise donc maintenant à la fois la fréquence de la tension HF et le champ magnétique. En fait, sur les accélérateurs de très haute énergie, on peut ne synchroniser que le champ magnétique si on prend la précaution de pré-accélérer dans une autre machine afin

d'injecter des particules qui soient déjà quasiment à la vitesse de la lumière. Cet objectif est assez facile à atteindre pour les électrons qui sont déjà ultra-relativistes à 10MeV.

Le LEP puis le LHC sont des machines de ce type ; l'ESRF ou Soleil également.

Figure 34 : synchrotron à protons



Les accélérateurs linéaires.

La limitation des machines circulaires du côté des hautes énergies est le rayonnement synchrotron (voir section II). Pour des énergies très élevées, on ne peut accroître les champs magnétiques sous peine de perdre à chaque tour et par rayonnement synchrotron toute l'énergie que l'on a communiquée dans le tour. La seule façon de palier à ce problème est de « dérouler » la trajectoire et d'accélérer dans une structure linéaire. Un accélérateur linéaire est un tel objet. Son principe est donné sur la figure 35 : considérons un grand nombre d'électrodes alignées qui sont traversées par le faisceau. Les électrodes paires sont reliées entre elles et les électrodes impaires le sont aussi. Entre les deux jeux d'électrodes paires et impaires, on applique une différence de potentiel qui accélère les particules entre une électrode et sa suivante. Cette tension est sinusoïdale et la longueur d'une électrode est telle que la particule la traverse en une demi-période. Avec cet arrangement, de même que dans le cyclotron, on a accélération à chaque intervalle entre électrode puisque la tension accélératrice a changé de signe pendant le voyage des particules le long d'une électrode. Lorsque la vitesse de la lumière est atteinte par les particules, toutes les électrodes ont la même longueur. L'inconvénient majeur de cet arrangement est la longueur gigantesque (des kilomètres à Fermi-lab) qu'il faut atteindre si l'on veut accélérer à des énergies très grandes. En contre partie, les faisceaux obtenus sont de meilleure qualité que ceux des machines circulaires.

Sur un plan pratique, les machines ne sont pas constituées d'électrodes mais de cavités accélératrices qui résonnent à une fréquence choisie. On peut décomposer l'onde HF d'une telle cavité en deux ondes progressives circulant en sens inverse. Celle qui est dans la direction du faisceau l'accompagne et l'accélère continûment si ce faisceau a atteint la vitesse de la lumière. C'est cette technique qui est utilisée dans les accélérateurs linéaires actuels et d'une façon générale dans toutes les sections

accélérateurs des machines de haute énergie (par exemple Cebaf), y compris les synchrotrons (LHC).

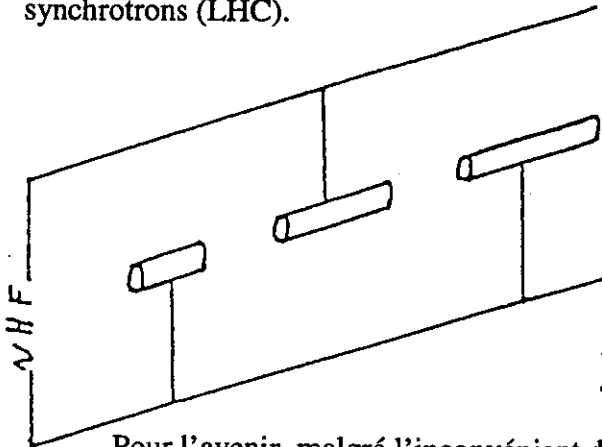


Figure 35 :
schéma de principe d'accélération linéaire

Pour l'avenir, malgré l'inconvénient de leur taille, les accélérateurs linéaires sont les seuls qui peuvent permettre d'aller au delà du LHC. Les énergies correspondantes (qui s'expriment en TeV !) nécessitent des accélérations gigantesques qui ne seront raisonnables que si l'on sait beaucoup accélérer sur chaque mètre. Des champs accélérateurs de plusieurs dizaines de MeV/m sont déjà réalisés. Il faut aller bien au delà pour prétendre atteindre raisonnablement des énergies de plusieurs TeV par cette méthode. La prochaine machine de physique des particules (au delà du LHC) sera un ensemble de deux accélérateurs linéaires envoyant leurs particules face à face (collisionneur). C'est un challenge technologique majeur qui impliquera aussi une luminosité exceptionnelle car les faisceaux ne pourront se croiser qu'une fois contrairement à ce qui se passe dans les machines circulaires dans lesquels les faisceaux peuvent être stockés (anneaux de stockage).

Pourquoi des collisionneurs?

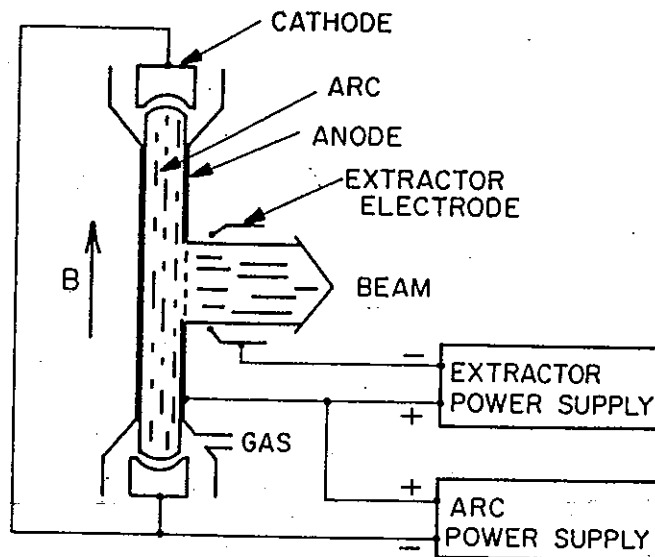
Les accélérateurs de particule de très haute énergie sont des collisionneurs: on provoque des collisions entre deux faisceaux et non pas des collisions entre un faisceau et une cible fixe. La raison de cette évolution technologique à haute énergie tient essentiellement au fait que l'énergie disponible dans une collision doit être évaluée dans le système du centre des masses, c'est à dire dans le système de référence dans lequel le centre de gravité des particules en présence est au repos. Dans tout autre système, une partie de l'énergie disponible ne sert pas à la collision elle même: c'est l'énergie qui correspond au recul du centre de gravité. Quand on envoie un faisceau sur une cible fixe, il y a toujours une telle énergie de recul. Par exemple quand on envoie des protons non relativistes (énergie de moins de 100 MeV) sur une cible d'hydrogène (d'autres protons), la moitié de l'énergie du faisceau sert à faire reculer le centre de gravité des deux protons et seulement l'autre moitié est utile pour la collision. La situation se dégrade encore bien plus quand les effets relativistes entrent en jeu. Dans les collisions à très haute énergie, ce gaspillage de l'énergie initiale est insupportable. Il est donc dans ces cas nécessaire de se placer directement dans le système du centre des masses. C'est ce que l'on a fait au LEP et ce que l'on fera par exemple au LHC en envoyant l'un sur l'autre un proton et un antiproton. Le choix d'une collision entre une particule et son antiparticule tient dans ce cas au fait qu'elles ont des charges de signe opposé et qu'elles peuvent donc naturellement être accélérées en même temps et en sens inverse dans le même anneau accélérateur. Le LCC sera le dernier collisionneur circulaire pour les raisons discutées dans la section sur les accélérateurs linéaires.

Les sources des accélérateurs.

Les particules accélérées dans un accélérateur (hors faisceaux exotiques: voir le paragraphe dédié à ce sujet) sont soit des électrons, soit des noyaux allant du proton à l'uranium. Il est facile de créer un faisceau d'électrons en chauffant un filament par effet joule. Pour accélérer des noyaux, il faut arracher des électrons aux atomes pour en faire des ions plus ou moins "épluchés": ce sont ces ions qu'on accélérera ensuite.

La fabrication des ions (ionisation des atomes) est réalisée dans une source d'ions. Il existe pour l'essentiel deux sortes de sources. Dans les deux cas, on réalise un plasma dans un gaz à faible pression dans lequel on injecte de l'énergie. La fuite de gaz par une fente dans l'enceinte qui le contient permettra de réaliser l'extraction des ions formés que l'on attire avec un champ électrique. Il est donc nécessaire qu'il y ait dans le gaz que l'on ionise l'espèce que l'on veut accélérer. Si cette espèce est gazeuse, elle constituera le gaz de la source. Si elle est solide, on choisira un gaz porteur (azote par exemple) et le matériau solide de l'espèce choisie sera placée par exemple sous forme d'un barreau « léché » par le plasma.

Figure 36 :
schéma d'une source d'ions



La première méthode d'ionisation utilisée dans les sources d'ions consiste à bombarder les atomes avec des électrons émis par un filament chauffé et accélérés par une tension. On maintient les électrons longtemps dans le gaz en leur faisant faire des allers et retours multiples. On y parvient en les freinant par une tension une fois qu'ils ont traversé une partie du gaz. Le gaz est pour cela maintenu dans un enceinte métallique portée à une tension positive (anode) et les deux extrémités de l'enceinte sont maintenues à la masse. Les électrons oscillent un grand nombre de fois de haut en bas et de bas en haut dans le plasma contenu dans l'enceinte car ils sont confinés par un champ magnétique qui leur impose une trajectoire spirales. La figure 36 illustre cette méthode qui présente l'inconvénient d'une usure rapide de la cathode et de l'anticathode par suite du bombardement électronique. Une telle source doit donc être remise en état après une dizaine d'heures de fonctionnement.

La seconde technique (celle dite des sources ECR) résout ce problème majeur et permet en plus une ionisation bien plus efficace, ce qui permet d'atteindre des états de charge bien plus élevés. Elle utilise à nouveau le principe du cyclotron, c'est à dire le fait que la fréquence de rotation d'une particule chargée dans un champ magnétique donné ne dépend que de sa nature, mais pas de sa vitesse. L'énergie injectée dans la

source le sera donc sous la forme d'une onde électromagnétique ayant une fréquence égale à la fréquence de résonance cyclotronique des électrons ($e B / 2 \pi m$: voir paragraphe sur le cyclotron). Les électrons ainsi mis en mouvement ionisent par collision les atomes du gaz présent. Les sources ECR (invention française de Geller sont maintenant partout répandues dans le monde.

L'avenir des accélérateurs.

Les accélérateurs du futur vont dans deux directions : très hautes énergies et très hautes intensités. Les très hautes énergies (plusieurs dizaines de TeV) concerneront des collisionneurs linéaires dédiés à la physique des particules. Les très fortes intensités sont nécessaires pour de nombreux projets impliquant des faisceaux secondaires : neutrons pour les réacteurs hybrides ou les sources intenses de neutrons ; noyaux radioactifs pour la physique nucléaire de la prochaine décennie.