Chapitre 1: Les particules et leurs interactions

Nous commencerons ce cours par un survol du sujet. Nous approfondirons plus tard, dans plusieurs chapitres, les différents points abordés dans cette introduction.

1 L'atome

La compréhension de la structure de la matière et des phénomènes naturels est un problème posé depuis des siècles. Ce sont des philosophes de la Grèce antique qui ont inventé le mot *atome*, qui désigne une particule insécable. L'atome fut donc le premier exemple de particule élémentaire, soit la plus petite partie d'une espèce chimique comme l'hydrogène, l'oxygène, le fer, le plomb, etc... Cette idée très spéculative de l'atome ne devint une réalité physique que longtemps plus tard, à la suite des mesures précises et soigneuses éxécutées par les chimistes. A la fin du siècle dernier on avait mis en évidence un peu moins d'une centaine d'espèces chimiques, donc autant de sortes d'atomes. La chose aurait pu en rester là, les atomes constituant les pièces ultimes du jeu de construction avec lesquelles on peut construire successivement les molécules, les cristaux, les cellules biologiques et par suite le règne minéral, le règne végétal, les êtres vivants, les planètes, les étoiles, les galaxies, tout l'univers. A ce stade, on pouvait regretter qu'il y ait un aussi grand nombre de particules élémentaires, mais après tout, quelle garantie avons nous que l'univers doive se plier à nos désirs de simplicité et d'élégance? La meilleure indication que les choses n'allaient pas en rester là est la classification périodique des éléments, établie par le chimiste russe Mendeleiev. L'existence de périodes dans cette classification est liée au fait que les propriétés chimiques se répètent pour certains éléments, ceux qui appartiennent à une même famille. Ainsi, il y a la famille des alcalins, Li, Na, K, Rb, Cs, etc..., celle des halogènes, F, Cl, Br, I, etc..., celle des gaz rares chimiquement inactifs, He, Ne, Ar, Kr, Xe, etc... Comment peut-on expliquer une telle périodicité? Invoquer le hasard n'est évidemment pas une solution satisfaisante. Il faut plutôt admettre qu'il existe une réalité plus profonde, provisoirement inconnue, et qui a pour origine la nature composite des atomes. Ainsi, les atomes ne seraient pas des particules élémentaires, mais des édifices complexes construits à partir d'éléments communs et obéissant à des règles restant à découvrir.

2 L'atome électrique

Vers la fin du siècle dernier il était prouvé que l'électricité devait jouer un rôle important dans la constitution de la matière. En soumettant la matière à diverses influences on peut en faire sortir des particules chargées d'électricité négative (effet photoélectrique, effet thermoélectronique, effet de champ). Ces particules sont caractérisées par des valeurs bien définies de charge électrique et de masse, soit:

$e = -1.602 \times 10^{-19}$ Coulomb

$$m = 9.110 \times 10^{-30} \text{ Kg}$$

Elles ont été nommées *électrons.* Les électrons sont très légers, la masse de l'électron étant environ 2000 fois plus petite que la masse de l'atome le plus léger, l'atome d'hydrogène.

Si l'on peut faire sortir des électrons de la matière il est tentant de conclure que ces électrons sont partie intégrante de la matière et donc sont des constituants des atomes. Il se trouve que cette conclusion est tout à fait correcte ici. Mais attention, on verra plus tard que ce genre de raisonnement ne marche pas toujours!

Comme la matière est d'une façon globale électriquement neutre dans son état normal, il faut en conclure que dans un atome il existe de l'électricité positive qui compense la charge négative des électrons. De plus, comme la masse des électrons est pratiquement négligeable la masse de l'atome est liée à cette charge positive. Il semble aussi que cette charge positive n'est pas fractionable comme la charge négative. On peut imaginer différents *modèles* de l'atome. Un modèle est une représentation plus ou moins imagée de l'objet auquel il s'applique. Le premier modèle de l'atome fut celui de J.J. Thomson. Les électrons négatifs baignent dans un nuage positif diffus qui remplit tout l'atome. La charge positive de ce nuage est égale (au signe près) à la charge négative des électrons. Ainsi l'atome est globalement neutre.

Comment peut-on confirmer ou infirmer un tel modèle? Evidemment, il faut aller voir à l'intérieur de l'atome ce qui s'y passe. Comme les dimensions d'un atome sont de l'ordre de 10^{-10} mètre il faut utiliser des sondes appropriées. Ce fut un coup de chance de découvrir à la fin du siècle dernier la *radioactivité*, une propriété alors bien mystérieuse qui consistait en l'émission spontanée par certains éléments chimiques de particules très rapides. Parmi ces particules il y a les particules α, dotées d'une charge électrique $+2e$ et d'une masse pratiquement égale à celle d'un atome d'hélium. Ces particules α ont des énergies cinétiques de quelques MeV (1 MeV= 10^6 eV; un électron-volt $= 1.602 \times 10^{-19}$ Joule). On peut leur appliquer la mécanique non-relativiste, puisque leur énergie cinétique est beaucoup plus petite que leur énergie de masse, qui pour une particule α est voisine de 4000 MeV.

$$T = \frac{1}{2}mc^2\left(\frac{v}{c}\right)^2$$

Supposons que $T = 4$ MeV. Avec $mc^2 = 4000$ MeV on trouve $v/c = -0.045$ et $pc = mc^2(v/c) = 180$ MeV. On peut alors calculer la longueur d'onde de de Broglie, soit

$$\lambda = \frac{hc}{pc}$$

avec $hc = 200$ MeV-fm (1 femtomètre $= 10^{-15}$ mètre). On trouve que λ est de l'ordre de 1 fm, ce qui est beaucoup plus petit que les dimensions atomiques (10^{-10} mètre). Les particules α sont donc idéales pour sonder l'atome. Une expérience célèbre à laquelle est attaché le nom de Rutherford a consisté à bombarder une mince feuille d'or avec des particules α émises par une source radioactive. Suivant le modèle de J.J. Thomson ces particules auraient du passer à travers les atomes sans être déviées de façon appréciable.

L'expérience donne un résultat surprenant. S'il est vrai que la plupart des particules α traversent la feuille d'or sans être fortement déviées, il y en a cependant qui subissent de fortes déviations, à tel point que certaines sont rétrodiffusées, c'est à dire qu'elles subissent des déviations voisines de 180°. Avec un nombre suffisant d'événements on peut étudier quantitativement la distribution angulaire de la diffusion, c'est à dire le nombre $n(\theta)$ de particules déviées d'un angle θ, en fonction de θ. La rétrodiffusion ne peut s'expliquer que si la charge positive de l'atome est concentrée dans un très petit volume appelé *noyau.*

Une étude précise de la distribution angulaire montre que le noyau est pratiquement ponctuel, ce qui veut dire que son rayon est beaucoup plus petit que celui de l'atome (par plusieurs ordres de grandeur). Quant à la masse de l'atome, elle est presque entièrement contenue dans le noyau. La diffusion Rutherford sera étudiée dans un chapitre spécial.

La théorie des quanta (déjà sous sa forme originelle énoncée par Bohr mais plus correctement en tant que mécanique quantique de Schrödinger) nous enseigne que les électrons ne peuvent se trouver que sur des orbites particulières autour du noyau. De plus, le principe d'exclusion de Pauli limite le nombre d'électrons pouvant se trouver sur une orbite déterminée. En allant de l'hydrogène à l'uranium il y a remplissage successif des orbites et c'est ainsi que l'on explique la classification périodique de Mendeleiev. Les gaz rares correspondent à des orbites (ou couches) électroniques complètes. On peut introduire le concept de *nombres magiques* pour l'atome. On obtient un nombre magique chaque fois qu'une couche est complète. Les nombres magiques pour les atomes sont donc: 2, 10, 18, ... La séquence des nombres magiques est déterminée par la forme du potentiel qui règne dans l'atome. Ce dernier résulte des interactions électriques (électromagnétiques pour être plus précis) entre noyau et électrons mais aussi entre les électrons. Ce potentiel est en principe calculable exactement puisque l'on connaît de façon très précise la forme de l'interaction électromagnétique. En fait, comme il s'agit d'un problème à N corps il n'existe pas de solution directe exacte. On doit utiliser des méthodes d'itérations successives. N'eanmoins, on parvient à expliquer la structure de l'atome uniquement à partir des interactions électromagnétiques. On peut se convaincre facilement, par un calcul très simple, que les interactions gravitationnelles ne jouent aucun rôle dans l'atome. Elles sont beaucoup trop faibles, par de nombreux ordres de grandeur.

Exercice

1. Comparer, pour l'atome d'hydrogène, l'interaction gravitationnelle à l'interaction électro- statique.
2. Quelle masse devraient avoir deux particules pour que leur interaction gravitationnelle soit égale à leur interaction électrostatique (masse de Planck)?

3 Le noyau atomique

Il est apparu très rapidement qu'il était difficile d'accepter que le noyau atomique soit une particule élémentaire. Faisant abstraction de la masse des électrons (négligeable) on trouve que les masses des noyaux sont pratiquement (à quelques exceptions près) des multiples de la masse du noyau le plus léger, celui de l'hydrogène. Il est donc naturel de considérer ce dernier comme une particule élémentaire, appelée *proton*, et les autres noyaux comme formés de protons. Cependant, un atome situé dans la case Z de la classification périodique contient Z électrons, donc la charge nucléaire est Ze. Si le noyau contient Z protons, sa masse devrait être Z fois la masse du proton. On constate plutôt que cette masse est A fois la masse du proton, avec $A \sim 2Z$ pour les noyaux les plus légers, et $A > 2Z$ pour les noyaux plus lourds. Si l'on suppose que le noyau contient A protons, la masse est correcte mais la charge ne l'est plus et l'atome ne peut plus être électriquement neutre. On peut retomber sur ses pieds en supposant que le noyau contient A protons et $A - Z$ électrons (de masse négligeable). La charge électrique est bien égale à Ze et la masse égale à A. Il y aurait donc des électrons dans le noyau et d'autres à l'extérieur, ce qui ne paraît pas bien satisfaisant. Èvidemment, on pourrait expliquer ainsi la radioactivité β^-, qui consiste en l'émission spontanée d'électrons par certains noyaux:

$$^{60}Co \rightarrow\ ^{60}Ni + e^-$$

Dans un tel processus il y aurait conservation du nombre de protons et du nombre d'électrons:

protons:	60	$\rightarrow$	60
électrons	33	$\rightarrow$	32 + 1

Par contre, il serait impossible d'expliquer la radioactivité β^+, qui consiste en l'émission spontanée de positrons (antiparticules des électrons) par certains noyaux:

$$^{11}C \rightarrow\ ^{11}B + e^+$$

puisqu'il n'y a pas de positrons dans les noyaux. Ceci jette un doute sur la valeur du modèle nucléaire construit sur protons et électrons. Mais il y a plus grave.

Si l'on veut confiner un électron dans un noyau (de rayon de l'ordre de 1 fm) on arrive à des difficultés. La mécanique quantique nous enseigne qu'il existe des *relations d'incertitude*, par exemple:

$$\Delta x \times \Delta p_x > \hbar$$

Si l'électron se trouve à l'intérieur du noyau, sa position est définie avec $\Delta x < 1$ fm. Il en résulte pour l'impulsion une incertitude:

$$\Delta p_x > \frac{\hbar}{\Delta x}$$

ou

$$c\Delta p_x > \frac{\hbar c}{\Delta x}$$

Comme $\hbar c = 200$ MeV-fm, $\Delta x = 1$ fm entraine $c\Delta p_x > 200$ MeV. Il y aurait donc pour les électrons de radioactivité β^- une distribution en énergie s'étendant sur plusieurs centaines de MeV. Ce n'est pas du tout ce que l'on observe. L'énergie maximale des électrons de radioactivité β est en général de l'ordre de quelques MeV. Il devient donc de plus en plus difficile d'accepter la présence d'électrons à l'intérieur des noyaux. Nous verrons un peu plus loin un argument décisif qui oblige à abandonner le modèle du noyau formé de protons et d'électrons. Pour l'instant, essayons de résoudre le paradoxe suivant: s'il n'y a pas d'électrons dans les noyaux, il y a quand même des électrons qui sortent des noyaux (et aussi des positrons)? C'est Fermi qui eut le mérite (en 1934) de donner l'explication correcte: l'électron (ou le positron) est créé au moment même de la transition. On sait d'ailleurs qu'une autre particule est aussi créée au moment de la transition, un antineutrino (accompagnant l'électron) ou un neutrino (accompagnant le positron):

$$^{60}Co \rightarrow \ ^{60}Ni + e^- + \overline{\nu}_e$$

$$^{11}C \rightarrow \ ^{11}B + e^+ + \nu_e$$

Finalement, il y a un argument de poids contre un modèle nucléaire à base de protons et d'électrons. Nous verrons par la suite que protons et électrons sont dotés d'un degré de liberté interne appelé *spin*. Ce dernier est en fait un moment angulaire de valeur $s = 1/2$, dont la composante s_z ne peut prendre que deux valeurs, $s_z = +1/2$ et $-1/2$. La règle de composition des moments angulaires montre qu'il y a deux cas possibles pour le spin d'un noyau, compte tenu du fait que tout moment angulaire *orbital* est entier:

- noyau contenant un nombre *pair* de particules; le spin est entier.
- noyau contenant un nombre *impair* de particules; le spin est de la forme n (entier)$+ 1/2$.

D'une manière générale les particules de spin entier sont appelées *bosons* et les autres *fermions*. La raison est que des ensembles de particules d'un certain type (bosons ou fermions) ont des comportements statistiques bien définis. Les bosons obéissent à la statistique de *Bose-Einstein* et les fermions à celle de *Fermi-Dirac*. Ces deux statistiques conduisent à des prédictions différentes et il est donc possible de décider expérimentalement si l'on a affaire à un boson ou à un fermion. Considérons alors le noyau ^{14}N. Il serait formé de 14 protons et 7 électrons, en tout 21 fermions (nombre impair). Ce noyau ^{14}N devrait donc être un fermion. Or l'expérience montre qu'un gaz de ^{14}N obéit à la statistique de Bose-Einstein. Le noyau ^{14}N est donc un boson, ce qui conduit à rejeter définitivement le modèle nucléaire construit sur protons et électrons.

Rutherford avait déjà émis l'idée qu'il pourrait y avoir une particule très semblable au proton (ayant la même masse) mais de charge électrique nulle. Un noyau pourrait donc être formé de Z protons et $N = A - Z$ neutrons.

Le neutron fut découvert en 1932. Neutron et proton peuvent se transformer l'un en l'autre, ce qui est confirmé par la radioactivité β^- du neutron libre:

$$n \rightarrow p\, e^-\, \overline{\nu}_e$$

La radioactivité β est donc décrite comme la conversion d'un neutron en un proton dans un noyau (β^-) ou d'un proton en un neutron (β^+). Dans un tel processus il y a conservation du nombre de particules lourdes, ou *baryons* (protons et neutrons) et aussi du nombre de particules légères, ou *leptons* (électrons et neutrinos, considérant positrons et antineutrinos comme des antileptons comptés négativement).

Cas de la radioactivité β^-:

$$^{60}Co \rightarrow \ ^{60}Ni\ e^-\ \overline{\nu}_e$$

protons	27	$\rightarrow$	28
neutrons	33	$\rightarrow$	32
baryons	60	$\rightarrow$	60
leptons	0	$\rightarrow$	$1-1$

Cas de la radioactivité β^+:

$$^{11}C \rightarrow^{11} B\ e^+\ \nu_e$$

protons	6	$\rightarrow$	5
neutrons	5	$\rightarrow$	6
baryons	11	$\rightarrow$	11
leptons	0	$\rightarrow$	$-1+1$

Neutrons et protons sont donc les constituants de base des noyaux Une chose remarquable est l'existence de *nombres magiques* dans les noyaux. Evidemment, il y a des nombres magiques pour les protons et des nombres magiques pour les neutrons (ce sont en fait les mêmes): 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Certains noyaux sont doublement magiques, par exemple: ^4He, ^{16}O, ^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{208}Pb. Il y a donc des couches de protons et des couches de neutrons dans les noyaux. Le *modèle des couches* est l'un des piliers de la physique nucléaire. Il fera l'objet d'une étude détaillée dans un cours de physique nucléaire.

L'existence de deux baryons de masses très voisines et qui peuvent se transformer l'un en l'autre a conduit à la notion de *nucléon*, une particule qui peut exister soit à l'état proton, soit à l'état neutron. Ceci rappelle la situation d'un fermion de spin 1/2 dont la composante s_z le long d'un axe de quantification peut prendre les valeurs $+1/2$ et $-1/2$. C'est pourquoi on a introduit l'*isospin*: un moment angulaire $I = 1/2$ dont la composante I_z peut prendre les valeurs $+1/2$ (proton) ou $-1/2$ (neutron). C'est seulement plus tard que nous pourrons apprécier l'intérêt de cette notion d'isospin, à laquelle un chapitre entier sera consacré.

4 Les forces nucléaires

Comment les protons et les neutrons peuvent-ils tenir ensemble pour former les noyaux? Dans l'atome ce sont les forces électromagnétiques qui assurent la cohésion. Dans le noyau, ce ne peut être le cas. Les protons se repoussent et les neutrons ne sont pas soumis aux forces électriques. Il faut donc admettre que nous sommes en présence d'un autre type de forces (on dira aussi *interactions*). On parlera de *forces nucléaires* ou encore d'*interactions fortes.* Cette dernière expresssion est justifiée par le fait que les forces nucléaires sont beaucoup plus fortes que les forces électromagnétiques. Par exemple, il faut fournir une énergie de 13.7 eV pour ioniser l'atome d'hydrogène, c'est à dire pour séparer le proton de l'électron. Par contre, il faut fournir 2.2 MeV pour séparer le neutron du proton dans un noyau de deutérium (noyau de l'hydrogène lourd). Une autre propriété des forces nucléaires est leur courte portée: elle n'agissent plus lorsque la distance entre particules dépasse quelques femtomètres, contrairement aux forces électromagnétiques que l'on observe à des distances macroscopiques. Finalement les forces nucléaires possèdent une propriété remarquable, l'*indépendance de charge.* On veut dire par là que ces forces sont les mêmes pour les paires proton-proton, proton-neutron et neutron-neutron, pourvu que les particules en interaction se trouvent dans le même état quantique. Ceci témoigne de la profonde symétrie qui existe entre proton et neutron, et qui s'exprime par le formalisme de l'isospin. Supposons que l'on débranche les interactions électromagnétiques, une opération qu'il est impossible de faire dans notre monde réel, mais que l'on peut imaginer et aussi faire dans les formules mathématiques (il suffit de faire tendre vers zéro la charge électrique). La symétrie de l'isospin devient alors parfaite. Il en résulte une invariance par rapport à un groupe continu de transformations désigné par $SU(2)$. Nous consacrerons un chapitre à l'étude de ce groupe. Remarquons que la symétrie $SU(2)$ est brisée dans le monde réel (par l'interaction électromagnétique). Elle est tout de même utile car elle constitue une bonne approximation et un bon point de départ pour effectuer des calculs où l'interaction électromagnétique est traitée comme une perturbation.

5 Les interactions de la nature

Nous venons tout juste d'introduire l'interaction forte, une troisième interaction, qui vient s'ajouter aux deux interactions très bien connues que sont les interactions gravitationnelles et électromagnétiques. Finalement, pour décrire la radioactivité β et de nombreuses désintégrations de particules, il faut introduire un quatrième type d'interactions, les *interactions faibles.* On connaît donc actuellement quatre types de forces que l'on peut classer par ordre décroissant de l'intensité (des plus fortes aux plus faibles):

l'interaction forte	courte portée, de l'ordre de 10^{-15} mètre
l'interaction électromagnétique	portée infinie
l'interaction faible	courte portée, inférieure à 10^{-18} mètre
l'interaction gravitationnelle	portée infinie

Il peut sembler paradoxal que l'interaction gravitationnelle soit la plus faible de toutes alors que c'est à elle que nous sommes le plus sensibles. Il y a des raisons évidentes à cela. D'abord, l'interaction gravitationnelle est à longue portée (le potentiel décroit comme $1/r$, donc très lentement. Ensuite, l'interaction gravitationnelle est toujours attractive et proportionnelle aux masses en présence. L'interaction électromagnétique est aussi à longue portée (décroissance en $1/r$) mais comme il existe des charges des deux signes il peut y avoir neutralisation. A l'intérieur d'un atome les forces entre particules sont très intenses, mais globalement l'atome est neutre. Deux atomes éloignés n'interagissent pas. C'est seulement quand ils se touchent que l'interaction dite *résiduelle* peut agir, causant la liaison chimique. Les forces entre atomes sont à courte portée et considérablement affaiblies. Les forces nucléaires, elles, ont une décroissance exponentielle en $\exp(-r/r_0)$ avec r_0 de l'ordre de 1 fm. Elles ont aussi le caractère de forces résiduelles, comme nous le verrons. Quant aux interactions faibles, leur portée est si courte que nous sommes encore incapables de la mesurer exactement. Elle est inférieure à 10^{-18} mètre. Peut-être les interactions faibles sont-elles aussi des interactions résiduelles.

6 Les véhicules des interactions

Comment se transmet une interaction entre deux particules? Autrefois, on a supposé qu'il pouvait y avoir action instantanée à distance (propagation de l'interaction à une vitesse infinie). Mais ce concept entre en conflit avec les idées reçues de la théorie de la relativité, suivant lesquelles tout signal se propage avec une vitesse finie. La physique moderne considère que pour transmettre une interaction il faut faire appel à une particule qui sert en quelque sorte de véhicule à cette interaction. Dans le cas des interactions électromagnétiques la particule médiatrice est un *boson intermédiaire* qui est bien connu puisqu'il s'agit du *photon*. On parle alors de photon *virtuel*. Pourquoi? Supposons que l'on veuille transmettre une interaction entre deux électrons au repos. Il n'y a pas d'énergie disponible pour créer un photon. La création du photon médiateur doit donc se faire en violant le principe de conservation de l'énergie. Le photon qui a été émis par l'un des électrons sera réabsorbé par l'autre électron, avec de nouveau une violation de la conservation de l'énergie. De telles violations ne sont pas en contradiction avec la mécanique quantique, à cause des relations d'incertitude. La quatrième relation:

$$\Delta E \times \Delta t > \hbar$$

nous enseigne que si l'on veut connaître l'énergie avec une précision ΔE il faut pouvoir observer le système physique pendant un temps au moins égal à

$$\Delta t > \frac{\hbar}{\Delta E}$$

Si le photon virtuel n'existe que pendant un temps inférieur à $\hbar/\Delta E$ il est impossible de mettre en évidence la violation de l'énergie et par suite le photon virtuel n'est pas observable.

Ceci nous conduit à une nouvelle conception d'une particule capable d'interaction. Considérons toujours le cas de l'électron. Il va continuellement émettre et réabsorber des photons virtuels. Comme le photon est une particule de masse nulle il sera possible d'émettre des photons de très faible énergie (photons mous) qui pourrons donc exister très longtemps à l'état virtuel et s'éloigner à de grandes distances (et même à l'infini). C'est pourquoi un boson intermédiaire de masse nulle est associé à une interaction de portée infinie. L'image que nous devons retenir d'un électron est donc une structure complexe.

Cet électron est entouré d'un nuage de photons virtuels et même de temps en temps ces photons pourront donner naissance à des paires virtuelles électron-positron. Une particule devient donc en fait un système contenant une infinité de particules virtuelles. Si deux électrons sont en présence ils pourront échanger un photon virtuel et il y aura alors interaction. On introduit les diagrammes de Feynman pour représenter de telles interactions. Donnons deux exemples: l'effet Möller, qui représente la diffusion électron-électron, et l'effet Bhabha, qui représente la diffusion électron-positron.

7 Le méson de Yukawa

Considérons maintenant les interactions nucléaires. Existe-t-il dans ce cas un boson intermédiaire responsable de la transmission de l'interaction entre deux nucléons? On peut facilement imaginer que lors de l'interaction les deux nucléons pourront échanger leur charge électrique, ce qui fait penser à un boson avec trois états de charge, positive, nulle et négative. C'est un théoricien japonais, Hideki Yukawa, qui émis en 1935 l'hypothèse d'un boson intermédiaire transmettant les interactions nucléaires. Comme les forces nucléaires ont une courte portée ce boson doit être massif, on peut même évaluer sa masse. La création d'un boson de masse m s'accompagne d'une violation de la conservation de l'énergie de l'ordre de $\Delta E = mc^2$, et cela est permis pendant un temps qui n'excède pas $\hbar/mc^2$. Le boson ne pouvant aller plus vite que la lumière son éloignement maximum est de l'ordre de $\hbar c/mc^2$. Avec $\hbar c = 200$ MeV-fm et une portée de l'ordre de 2 fm on prédit une masse de l'ordre de 100 MeV. Une telle masse est intermédiaire entre celle des leptons et celle des baryons, d'où le nom de *méson* donné à la particule de Yukawa.

Évidemment, on se mit à la recherche de la particule prédite par Yukawa. On ne disposait pas alors d'accélérateurs puissants comme aujourd'hui et ce n'est que dans le rayonnement cosmique qu'il y avait une chance de trouver le méson de Yukawa. Il faut s'attarder un peu sur un point d'histoire extrêmement intéressant. On trouva dans le rayonnement cosmique une particule de masse $m = 106$ MeV/c^2, qui fut accueillie comme étant le méson attendu. Mais très rapidement on démontra que cette particule n'avait aucune interaction forte. Ce n'était donc certainement pas le méson de Yukawa. On sait maintenant que cette particule de masse 106 MeV/c^2 est un fermion, avec deux états de charge comme l'électron. La particule négative a reçu le nom de muon (symbole μ^-), et son antiparticule est le muon positif (symbole μ^+). Le muon se comporte comme un électron, mises à part sa masse (environ 200 fois plus grande que celle de l'électron) et son instabilité (vie moyenne 2.2 μs). L'existence du muon fut pendant longtemps un mystère. On sait maintenant que le muon était le précurseur d'une nouvelle famille de particules.

Le méson de Yukawa fut finalement découvert et il reçut le nom de méson π ou encore *pion*. On lui connaît trois états de charge, π^-, π^0 et π^+. Les pions chargés ont une masse d'environ 140 MeV/c^2 et sont un peu plus lourds que le pion neutre dont la masse est environ 137 MeV/c^2. La vie moyenne des pions chargés est environ 26 ns (1 nanoseconde $= 10^{-9}$ s) et celle du pion neutre 0.83×10^{-16} s.

Le formalisme de l'isospin peut être appliqué au pion, la projection I_z prenant les valeurs -1, 0 et $+1$ pour π^-, π^0 et π^+ respectivement.

A ce stade, on peut donner la liste des particules connues. On observe une famille de quatre particules, deux leptons (électron et neutrino), deux baryons (proton et neutron). Le muon doit être placé au dessus de l'électron et ainsi on vient d'ouvrir une nouvelle famille, à compléter par la suite.

Voilà pour les fermions. Du côté des bosons on connaît le photon, véhicule des interactions électromagnétiques, et le pion (avec ses trois états de charge), véhicule des interactions fortes (ou nucléaires). Dans son élan, Yukawa aurait voulu que le pion soit aussi le véhicule des interactions faibles. Un neutron pourrait se dissocier en proton et π^- virtuel, ce dernier se désintégrant en électron et antineutrino. Nous savons aujourd'hui que cela n'est pas correct. Les bosons intermédiaires des interactions faibles ont été découverts il y a seulement quelques années ($W^\pm$ et Z^0). Ils ont des masses de l'ordre de 70 et 90 GeV/c^2.

8 Le pion, particule de laboratoire

Les expériences réalisées avec le rayonnement cosmique avaient permis la découverte du pion et l'étude de ses principales propriétés. Mais le rayonnement cosmique est une source de très faible intensité, et non controlable. L'impatience des physiciens les conduisit à tenter la production de pions au laboratoire. Pour cela, il faut disposer d'une énergie cinétique suffisante et la convertir en masse suivant la relation $E = mc^2$. On peut envisager de produire des pions par diverses réactions:

$$p + (p) \rightarrow p + n + \pi^+$$

$$p + (p) \rightarrow p + p + \pi^0$$

$$p + (n) \rightarrow p + p + \pi^-$$

Les particules mises entre parenthèses appartiennent à un noyau cible (par exemple béryllium).

Un accélérateur, le synchrocyclotron de 184 pouces du Lawrence Berkeley Laboratory (Californie) fut spécialement construit pour produire des pions. Des protons y sont accélérés à une énergie cinétique de 400 MeV et bombardent une cible de matière quelconque, ce qui produit les réactions indiquées plus haut. Plus tard, le SC (synchrocyclotron) du CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire, Genève, Suisse) fit une longue carrière qui permit une étude plus complète des pions et des muons. Mais ces machines sont aujourd'hui dépassées. Les années 70 ont vu l'avénement des *usines à pions*, machines beaucoup plus performantes, permettant de produire de grandes quantités de pions. On dispose actuellement dans le monde de trois installations de ce type:

- LAMPF (Los Alamos Meson and Proton Factory), Los Alamos, Nouveau-Mexique, Etats-Unis, accélérateur linéaire.

- TRIUMF (Tri-University Meson Factory), Vancouver, Colombie-Britannique, Canada, accélérateur circulaire (cyclotron) à ions hydrogène négatifs (H^-).
- PSI (Paul Scherrer Institut), Canton de Zürich, Suisse, accélérateur circulaire à protons.

Non seulement les pions sont devenues pour les physiciens des particules familières, mais leurs produits de désintégration, les muons, sont utilisés par les physiciens de la matière condensée et les chimistes. Les pions ont des applications médicales: ce sont des particules très intéressantes pour le traitement du cancer par radiothérapie.

9 Les particules étranges

Comme on l'a vu, il y avait au moment de la découverte du pion une intense activité dans l'étude du rayonnement cosmique. Ce dernier est intéressant car il fournit des particules avec des énergies encore irréalisables au laboratoire, en petite quantité, cependant. C'est encore du rayonnement cosmique que devait venir une deuxième surprise (la première étant la découverte du muon): l'observation des *particules étranges*. Un instrument de travail extrêmement utile à l'époque était la *chambre de Wilson*. Une enceinte contient de la vapeur d'eau qui est rendue sursaturante par une brusque compression. Si une particule chargée traverse la chambre, elle produit de l'ionisation qui sert à démarrer la condensation. On observe donc tout le long de la trajectoire des goutelettes que l'on peut photographier. C'est ainsi que l'on peut "voir" les particules. Plus tard, la chambre de Wilson fut remplacée par la *chambre à bulles* à hydrogène. Cette dernière agit à la fois comme cible et comme détecteur de traces. L'hydrogène fournit une cible de protons. L'hydrogène liquide contenu dans la chambre est brusquement décomprimé et se trouve dans un état métastable, prêt à entrer en ébullition. Cette dernière démarre autour des paires d'ions formées le long de la trajectoire d'une particule chargée. On observe donc cette fois des bulles, qui, photographiées, permettent une visualisation de le trajectoire. Dans les chambres à traces, un champ magnétique courbe les trajectoires et la mesure de la courbure détermine la quantité de mouvement. On peut faire un bilan de l'énergie-impulsion et établir la cinématique de l'événement.

<u>Exercice:</u>

1. L'existence d'une trajectoire dans une chambre à trace est-elle compatible avec les relations d'incertitude de la mécanique quantique?
2. Considérant des bulles avec des dimensions de l'ordre du micron, quelle est l'incertitude quantique sur la mesure de l'impulsion?
3. Peut-on alors utiliser la mécanique classique?

On observa alors des événements comprenant des traces en forme de V, révélateurs de la désintégration d'une particule neutre (invisible dans la chambre). On sait maintenant produire ces événements au laboratoire, en abondance. Il s'agit de la réaction:

$$\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$$

suivie des désintégrations

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$$

et

$$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$$

Pourquoi a-t-on parlé de particules *étranges*? C'est parce qu'il y avait apparemment une contradiction dans le comportement de ces particules Λ^0 et K^0. Elles sont produites copieusement dans les interactions $\pi^- p$, signe d'une interaction forte et d'un fort couplage entre Λ^0 et $p\pi^-$. Mais alors, le Λ^0 devrait se désintégrer rapidement en $p\pi^-$, c'est à dire avec une vie moyenne caractéristique des interactions fortes, de l'ordre de 10^{-22} s. Or, la vie moyenne du Λ^0 est de l'ordre de 10^{-10} s, ce qui est un temps caractéristique d'une interaction faible.

Après bien des discussions le problème fut résolu par l'introduction d'une nouvelle propriété des particules, une nouvelle charge en quelque sorte, appelée *étrangeté*. Les particules ordinaires (proton, neutron, pions) sont définies comme non-étranges et ayant une étrangeté $S = 0$. Les particules Λ^0 et K^0 sont *étranges* et se voient attribuer des étrangetés -1 et $+1$ respectivement. De plus, on fait l'hypothèse que l'étrangeté est conservée par les interactions fortes, mais non conservée par les interactions faibles. Avec ces règles du jeu, on peut "expliquer" ce qui est observé. La réaction de production se fait par interaction forte, elle conserve l'étrangeté, donc les particules étranges sont produites par paires (production associée) et c'est toujours ce que l'on observe. Par contre, Λ^0 et K^0 se désintègrent par interaction faible, l'étrangeté n'est pas conservée (on a en fait $\Delta S = 1$).

Naturellement, ce schéma de l'étrangeté n'est devenu crédible qu'avec la découverte d'autres particules étranges et des attributions d'étrangeté conduisant à des explications cohérentes pour les processus observés. On a pu établir que le Λ^0 a un spin $1/2$ (c'est donc un fermion), que sa masse est supérieure à celle des nucléons (on le range donc dans la catégorie des baryons), et qu'il est un singulet d'isospin. Plus tard, on mit en évidence d'autres baryons étranges. Un triplet d'isospin est formé du Σ^-, du Σ^0 et du Σ^+, également de spin $1/2$ et d'étrangeté $S = -1$ comme le Λ^0. Puis un doublet d'isospin formé du Ξ^- et du Ξ^0, particules de spin $1/2$ et d'étrangeté $S = -2$.

A toutes ces particules correspondent des antiparticules obtenues en changeant de signe charge électrique et étrangeté. Notons ici que le $\overline{\Lambda}^0$ est différent du Λ^0 car il a une étrangeté $+1$. De même pour les Σ: le $\overline{\Sigma}^0$ est différent du Σ^0 et le Σ^- n'est pas l'antiparticule du Σ^+, etc...

Du côé des mésons, on observe un doublet d'isospin formé du K^0 et du K^+, particules de spin 0 et d'étrangeté $+1$, dont les antiparticules sont le $\overline{K}^0$ et le K^- (étrangeté

-1). Il y a bien entendu de nombreuses autres particules étranges (voir Table of Particle Properties).

La découverte des particules étranges vient perturber notre vision simpliste de l'univers. Ces particules étranges ont bien l'air d'être aussi élémentaires que les autres. On assiste alors à une prolifération des particules dites "élémentaires". Mais ce n'est pas tout.

10 Les résonances baryoniques

La possibilité de disposer de faisceaux de pions conduisit à étudier sous tous les angles le système pion-nucléon, essentiellement en bombardant des cibles d'hydrogène (protons) avec des faisceaux de pions positifs ou négatifs. On observe ainsi les réactions suivantes:

$$\pi^+ p \to \pi^+ p \quad \text{(diffusion élastique)}$$

$$\pi^- p \to \pi^- p \quad \text{(diffusion élastique)}$$

$$\pi^- p \to \pi^0 n \quad \text{(échange de charge)}$$

En particulier, on étudie le rendement de ces réactions (nombre de réactions qui se produisent) en fonction de l'énergie cinétique des pions (on dit que l'on étudie la fonction d'excitation). Pour les diverses réactions pion-nucléon les fonctions d'excitation présentent des *résonances* très marquées à une certaine énergie. Qui dit résonance dit *état intermédiaire* avec une certaine durée de vie τ qui est reliée à la largeur Γ de la résonance par la relation

$$\tau \times \Gamma = \hbar$$

On voit que ces états intermédiaires ont des durées de vie très courtes, caractéristiques de processus par interaction forte. Néanmoins, ces états doivent être catalogués comme des particules. Les réactions précédentes peuvent donc s'écrire:

$$\pi^+ p \to \Delta^{++} \to \pi^+ p$$

$$\pi^- p \to \Delta^0 \to \pi^- p$$

$$\pi^- p \to \Delta^0 \to \pi^0 n$$

auxquelles on peut ajouter les réactions impliquant des neutrons ou des π^0 (elles sont plus difficiles à étudier expérimentalement, et même parfois impossibles):

$$\pi^+ n \to \Delta^+ \to \pi^+ n$$

$$\pi^+ n \to \Delta^+ \to \pi^0 p$$

$$\pi^0 p \to \Delta^+ \to \pi^0 p$$

$\pi^0 p \to \Delta^+ \to \pi^+ n$

$\pi^0 n \to \Delta^0 \to \pi^0 n$

$\pi^0 n \to \Delta^0 \to \pi^- p$

$\pi^- n \to \Delta^- \to \pi^- n$

On est en présence d'une résonance à quatre états de charge, formant un quartet d'isospin (Δ^-, Δ^0, Δ^+, Δ^{++}). On peut aussi établir que cette résonance a un spin $S = 3/2$, d'où le nom de résonance (3,3) souvent utilisé. Evidemment il s'agit d'une résonance non étrange ($S = 0$). En bombardant des protons avec des kaons (mésons K) on observe aussi des résonances étranges. On arrive de cette façon à cataloguer plusieurs centaines de particules et antiparticules "élémentaires".

Cela fait beaucoup de monde et il est temps de mettre de l'ordre dans ce monde des *hadrons*. Ce mot désigne toutes les particules qui ont des interactions fortes, soit les mésons et les baryons (ceux-ci comprenant les résonances baryoniques étudiées plus haut). Ouvrons une parenthèse sur le monde des leptons.

11 Deux familles de leptons

Remarquons que les leptons, eux, n'ont pas beaucoup proliféré. Nous avons toujours le neutrino et l'électron, et le muon. Il a été nécessaire d'introduire un deuxième neutrino ν_μ pour rendre compte de la non-observation de la désintégration $\mu \to e\gamma$.

En effet, cette désintégration devrait se produire, mais on ne l'observe pas. Qu'est ce qui l'interdit? Évidemment, il faut invoquer ici une loi de conservation. On fait l'hypothèse qu'il y a deux sortes de leptons, qui se distinguent par des valeurs différentes de leurs *charges leptoniques*. Ces dernières sont définies comme suit:

- les *leptons électroniques* e^- et ν_e ont $L_e = +1$ et $L_\mu = 0$
- les *leptons muoniques* μ^- et ν_μ ont $L_e = 0$ et $L_\mu = +1$

les antiparticules ont des valeurs opposées pour L_e et L_μ.

Enfin, on fait l'hypothèse qu'il y a une loi de conservation pour L_e et une autre pour L_μ. La désintégration normale du muon (prenons le muon positif comme exemple):

$\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu$

conserve L_e et L_μ alors que la désintégration:

$\mu^+ \to e^+ \gamma$

ne conserve ni L_e ni L_μ. Elle est donc interdite. Il en est de même pour plusieurs autres processus qui n'ont jamais été observés:

$\mu^+ \to e^+ \gamma\gamma$

$\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$

Cette *hypothèse des deux neutrinos* a été vérifiée expérimentalement en étudiant les réactions des neutrinos avec les nucléons. On sait produire des faisceaux intenses de neutrinos. On part de faisceaux de pions et on les laisse se désintégrer suivant:

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$

Pratiquement, un pion se désintègre seulement de cette façon. Cette désintégration fournit un neutrino muonique puisqu'il est produit en association avec un muon. Bombardons de la matière avec ces neutrinos, après filtrage pour éliminer les muons. On pourrait s'attendre à observer les deux réactions suivantes:

$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$

$\nu_\mu n \rightarrow e^- p$

Or, on n'observe que la première réaction (des muons, pas d'électrons). C'est donc bien la preuve qu'il existe deux neutrinos différents, l'un associé à l'électron et l'autre associé au muon. Cela est d'ailleurs beaucoup plus satisfaisant pour des raisons de symétrie. On se retrouve donc avec quatre leptons seulement (avec autant d'antileptons). Il n'y a donc pas eu prolifération des leptons comme pour les hadrons. Peut-être les leptons sont-ils plus "élémentaires" que les hadrons!

12 Une classification pour les hadrons

Nous avons déjà remarqué que les hadrons ont tendance à se grouper en multiplets d'isospin. Dans chaque famille on retrouve des particules de même spin (donc obéissant à la même statistique), de même étrangeté, et de masses très voisines. La seule variable qui distingue les particules d'un même multiplet est la composante I_z de l'isospin. Pour un isospin I il y a $2I+1$ états.

Nous allons maintenant utiliser des graphiques où nous porterons en abscisse la variable I_z et en ordonnée l'*hypercharge* Y définie par $Y = B + S$, où S est l'étrangeté et B la charge (ou nombre) baryonique. Par définition, $B = 1$ pour un baryon, $B = -1$ pour un antibaryon et $B = 0$ pour toute autre particule (méson, lepton). On constate que les baryons de spin 1/2 peuvent être rangés dans une famille de huit (octet). Les résonances baryoniques (les Δ, les Σ^* et les Ξ^*) entrent dans un décuplet qui fut complété par la découverte du Ω^- (ce n'est pas une résonance, mais une particule qui se désintègre par interaction faible). En passant, la découverte du Ξ^- fut un grand succès pour la classification des hadrons, car on avait même prédit la masse de cette particule. Toutes les particules du décuplet sont des baryons de spin 3/2.

Evidemment on a aussi un octet et un décuplet pour les antibaryons.

Du côté des mésons, les choses sont un peu différentes. Comme ces particules ont $B = 0$ rien ne s'oppose à ce que les particules et les antiparticules entrent dans les mêmes familles. On peut ainsi construire un octet avec les *mésons pseudoscalaires* (scalaires parce que de spin 0 et pseudo à cause de leur parité intrinsèque relative, une nouvelle propriété sur laquelle nous aurons à revenir). Mais il y a en fait neuf mésons pseudoscalaires. Le laissé pour compte sera donc placé dans un singulet. Même situation pour les *mésons pseudovectoriels* (spin 1 et parité négative): un octet et un singulet.

Ces graphiques peuvent être regardés de différentes façons. On peut grouper les particules par multiplets d'isospin, la variable conjuguée étant l'hypercharge Y. On remarque alors que les particules ayant la même charge électrique se groupent aussi en multiplets. On dira que ce sont des multiplets de U-spin (appelation venant de "spin unitaire"), la variable conjuguée du U-spin étant la charge électrique Q. On pourrait aussi définir un V-spin.

Il est évident qu'il doit exister une relation simple entre hypercharge, charge électrique et I_z. Cette relation est connue sous le nom de *relation de Gell-Mann et Nishijima*:

$$Q = I_z + \frac{Y}{2}$$

13 Le groupe SU(3)

Pour un mathématicien averti, ces graphiques sont associés à des représentations du groupe $SU(3)$, par exemple les représentations d'ordre 8 et 10. On reconnaît aussi facilement les multiplets d'isospin associés aux représentations de $SU(2)$, sous-groupe de $SU(3)$.

On sait que toutes les représentations de $SU(2)$ peuvent s'obtenir, de proche en proche, à partir de la représentation d'ordre 2, dite représentation fondamentale:

$$2 \otimes 2 = 3 \oplus 1$$

$$2 \otimes 3 = 4 \oplus 2$$

etc...

Qu'en est-il pour $SU(3)$? On sait que la représentation fondamentale de $SU(3)$ est la représentation d'ordre 3. Il existe aussi la représentation conjuguée $\overline{3}$, tout aussi fondamentale. Les règles de multiplication sont, pour $SU(3)$:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$

$$3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$$

ce qui permet d'obtenir octets et décuplet.

Mais que sont les objets qui figurent dans les représentations 3 et $\overline{3}$? On a désigné les états de la représentation 3 par *quarks* et ceux de la représentation $\overline{3}$ par *antiquarks*. Généralement, les quarks sont baptisés u (pour *up*), d (pour *down*) et s (pour *strange*). Les expressions *up* et *down* sont empruntées au formalisme du spin 1/2; l'état $S_z = 1/2$ est représenté par une flèche pointant vers le haut et l'état $S_z = -1/2$ par une flèche pointant vers le bas. On voit alors qu'il faut 3 quarks pour construire les baryons (représentations 8

	I	I_z	B	Y	Q
u	$1/2$	$+1/2$	$1/3$	$+1/3$	$+2/3$
d	$1/2$	$-1/2$	$1/3$	$+1/3$	$-1/3$
s	0	0	$1/3$	$-2/3$	$-1/3$

et 10) alors qu'il faut un quark et un antiquark pour construire les mésons (représentations 8 et 1). Parmi les quarks on reconnaît un doublet d'isospin non-étrange formé des quarks u et d, et un singulet étrange s ($S = -1$). Les quarks ont un nombre baryonique 1/3 et les antiquarks $-1/3$. Ainsi, les baryons ont bien $B = 1$ et les mésons $B = 0$. On peut lire sur le graphique les charges électriques des quarks: $+2/3$ pour u, $-1/3$ pour d et s. En résumé, on a le tableau suivant donnant les nombres quantiques des quarks:

Une chose étonnante est le fait que les quarks ont des charges électriques *fractionnaires*, c'est à dire qui ne sont pas des multiples entiers de la charge de l'électron (ou du proton), considérée jusqu'ici comme la charge élémentaire. Cela doit-il conduire au rejet des quarks en tant que particules physiques? Les quarks ne sont-ils que des entités mathématiques bien commodes pour classifier les hadrons?

Parallélement au développement du modèle des quarks, on discutait du *modèle des partons*. L'idée avait fait son chemin que les hadrons ne sont probablement pas élémentaires mais doivent être considérés comme des sacs à l'intérieur desquels se trouvent des particules très petites, les *partons*. De la même façon que les atomes sont constitués par des partons très petits, la majeure partie du volume de l'atome étant occupée par du vide. Cette idée des partons peut évidemment être testée expérimentalement: il suffit de reprendre l'expérience de Rutherford avec une sonde de longueur d'onde beaucoup plus courte que la dimension d'un hadron. Ceci conduit à utiliser des leptons (électrons, neutrinos) ayant des énergies de l'ordre du GeV. Un avantage des leptons est qu'ils n'ont pas d'interaction forte. Donc ils apportent peu de perturbation au système que l'on veut sonder. Des mesures réalisées à Stanford (Californie) avec des électrons de haute énergie se révélèrent en bon accord avec l'hypothèse des partons. On peut déterminer le nombre des partons prèsents dans un baryon et même déterminer leur spin. La conclusion est que l'on peut identifier les quarks avec les partons. Il ne fait plus de doute maintenant que les quarks ont bien une existence réelle et que ce sont les briques fondamentales avec lesquelles on construit les hadrons. Ceci est évidemment très attrayant car avec 3 quarks et autant d'antiquarks on peut former des centaines de hadrons. Nous arrivons donc à la conclusion que les particules élémentaires sont les quarks et les leptons.

14 Le confinement des quarks

L'existence des quarks ne fait maintenant plus de doute, mais il reste quand même un problème de taille. Jusqu'ici on n'a pas été capable d'observer un quark à l'état libre. Ce n'est pas faute d'avoir essayé. Alors qu'il est possible de décomposer un atome ou un noyau en leurs constituants élémentaires, il semble qu'il soit impossible de décomposer un hadron en ses constituants ou d'extraire un quark d'un hadron. On pense que les quarks sont soumis à une propriété particulière qu'on appelle le *confinement* et qui résulte du comportement de la force quark-quark en fonction de la distance. A très courte distance les quarks interagissent peu et se comportent comme s'ils étaient libres. C'est ce qu'on appelle la *liberté asymptotique.* Au contraire, à mesure que la distance entre quarks augmente, l'interaction devient de plus en plus forte. Il faut dépenser de plus en plus d'énergie pour augmenter la séparation et à un moment donné on a mis assez d'énergie dans le système pour créer une paire quark-antiquark.

Supposons que l'on essaie d'extraire le quark d contenu dans un proton. On va finir par créer une paire q-$\overline{q}$, par exemple une paire u-$\overline{u}$. L'antiquark $\overline{u}$ pourra former avec le quark d un méson π^- en laissant derrière lui un système de trois quarks u, une résonance Δ^{++}. Le résultat de l'opération aura été la transformation d'un proton en un système $\Delta^{++}\pi^-$ mais on n'aura pas réussi à isoler un quark.

Une telle réaction peut être produite par l'absorption d'un photon γ d'énergie suffisante:

$$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$$

On rencontre une situation semblable dans d'autres types de réactions. C'est le cas dans les collisions e^+-e^- qui sont réalisées par exemple au Laboratoire DeSY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) situé à Hambourg en République Fédérale Allemande. Le processus primaire est une annihilation électron-positron avec formation d'une paire quark-antiquark:

$$e^+ e^- \rightarrow q\overline{q}$$

Lorsque les quarks se séparent une partie de l'énergie cinétique qui leur a été transférée dans la réaction (initialement c'était l'énergie de l'électron et du positron) est convertie en masse et il apparaît un grand nombre de hadrons qui en gros sont émis dans la direction de la paire quark-antiquark initiale. On dit qu'il y a eu *hadronisation* et le résultat est la production de deux paquets de hadrons dans deux directions opposées et que l'on désigne par le nom de *jets.* Donc en général lors de l'annihilation e^+-e^- on observera l'émission de deux jets opposés. Cette observation maintenant quotidienne peut être considérée comme l'une des manifestations les plus évidentes des quarks.

Dans d'autres laboratoires on effectue des collisions proton-antiproton, ce fut le cas pendant plusieurs années aux ISR (Intersecting Storage Rings) du CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire). En première approximation trois quarks vont à la rencontre de trois antiquarks. On se trouve donc dans les conditions où il est possible de réaliser une collision quark-antiquark.

Différentes choses peuvent se passer. Un cas intéressant est celui où la paire quark-antiquark s'annihile pour donner un photon virtuel qui se matérialisera en une paire e^+-e^- ou μ^+-μ^-. Ce processus a reçu le nom d'*effet Drell-Yan.* Quant aux deux quarks et aux deux antiquarks qui n'ont pas participé à la réaction, ils doivent s'hadroniser et donner des jets. C'est bien ce que l'on observe.

Dans d'autres laboratoires comme le SLAC (Stanford Linear Accelerator) à Stanford (Californie) on bombarde des protons avec des électrons de haute énergie. L'électron céde une grande partie de son énergie au cours de la collision pour briser le proton. Là encore il y a formation de jets. Ce processus a reçu le nom de diffusion inélastique profonde, traduction plus ou moins heureuse de *deep inelastic scattering.*

15 La chromodynamique quantique

Nous venons de voir qu'on n'observe jamais de quarks à l'état libre. On n'observe jamais non plus de systèmes de deux quarks qq ou de deux antiquarks $\overline{qq}$ ou de systèmes $qqqq$, etc... Les seuls systèmes observés sont les baryons (qqq) ou les mésons $q\overline{q}$.

Qu'est ce que ces systèmes ont de particulier qui autorise leur existence? Pendant que nous y sommes, faisons l'inventaire des autres problèmes soulevés par le modèle des quarks.

- D'abord il faudra expliquer comment deux quarks interagissent. Fidèles à nos idées sur la transmission des interactions nous demanderons: quels sont les bosons intermédiaires qui servent de véhicules aux interactions entre quarks?

- Nous avons aussi une difficulté à appliquer le principe de Pauli dans le cadre du modèle des quarks. Cette difficulté apparaît le plus clairement dans le cas des résonances Δ^{++} (uuu) et Δ^{-} (ddd) et de la particule Ω^{-} (sss). Le principe de Pauli se formule de la manière suivante: la fonction d'onde globale d'un système physique est toujours antisymétrique. Cette fonction d'onde est un produit faisant intervenir: une fonction d'onde spatiale (définie dans l'espace ordinaire), une fonction d'onde de spin et une fonction d'onde d'isospin. Dans les trois cas cités plus haut, on a trois quarks identiques et le couplage des moments angulaires nous enseigne que la fonction d'onde d'isospin est symétrique. Comme le spin de ces états est $S = 3/2$ la fonction d'onde de spin est aussi symétrique. Quant à la fonction d'onde spatiale, s'agissant de l'état fondamental d'un système de trois quarks identiques, ce doit être un état de moment angulaire total égal à zéro, donc aussi un état symétrique. Suite à ces arguments, la fonction d'onde globale des trois états considérés est symétrique, ce qui contredit le principe de Pauli. On peut évidemment décider d'abandonner ce principe, mais cela conduit à de telles difficultés qu'on préfère essayer de le sauver. Et il y a une solution élégante qui permet de faire d'une pierre plusieurs coups.

Nous allons postuler que la source de la force entre quarks est la *couleur*, de la même façon que la source de la force entre électrons est l'electricité. Mais alors qu'il existe une seule sorte d'électricité, disons négative (la positive pouvant être qualifiée d'anti-électricité), nous postulerons l'existence de trois couleurs fondamentales. Evidemment cela n'a rien à voir avec les couleurs optiques, il s'agit seulement d'une analogie pratique mais qui a ses limites comme on le verra. Définissons arbitrairement ces couleurs qui seront portées par les quarks comme *bleu*, *rouge* et *vert*. Le mélange de ces trois couleurs donne du blanc. On peut aussi définir les anticouleurs qui seront portées par les antiquarks comme *cyan*, *magenta* et *jaune*. En mélangeant les trois anticouleurs on obtient aussi du blanc. On peut aussi obtenir du blanc par un mélange correct couleur-anticouleur. Introduisons maintenant un nouveau groupe $SU(3)$, soit $SU(3)_C$ dit de la couleur, à ne pas confondre avec le groupe $SU(3)_f$ dont on a parlé plus haut et qui est $SU(3)$ de la saveur (flavour en anglais d'où l'indice "f").

Les trois états de la représentation 3 de $SU(3)_C$ correspondent aux trois couleurs fondamentales et les trois états de la représentation $\overline{3}$ aux trois anticouleurs. Introduisons la règle suivante: les seules particules isolables sont incolores. Ou plus rigoureusement sur le plan mathématique les seules particules isolables sont des singulets de la couleur, appartenant donc à la représentation d'ordre 1 de $SU(3)_C$. En vertu de cette règle les quarks ne peuvent exister à l'état libre. Les systèmes de deux quarks non plus car:

$$3 \otimes 3 = 6 \oplus \overline{3}$$

et de même pour les systèmes de deux antiquarks. Les façons les plus simples d'obtenir la représentation 1 sont:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$

trois quarks donnant un baryon

$$3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$$

quark et antiquark donnant un méson.

On explique ainsi l'existence des baryons et des mésons. Il existe en fait d'autres possibilités pour obtenir des systèmes incolores, singulets de la couleur: $qqqqqq$, $q\bar{q}q\bar{q}$, etc... On n'a pas de preuves convaincantes de l'existence de telles particules, on ne peut pas exclure leur existence non plus.

Considérons maintenant les systèmes uuu, ddd et sss pour lesquels nous avions un problème avec le principe de Pauli. Il faut maintenant tenir compte de la fonction d'onde dans l'espace de la couleur. Pour obtenir un singulet de la couleur il faut faire le mélange suivant:

$$BRV + RVB + VBR - RBV - BVR - RBV$$

qui est manifestement antisymétrique. La fonction d'onde globale est donc bien antisymétrique et le principe de Pauli est respecté. En ce qui concerne les mésons, la combinaison incolore (singulet de couleur) s'écrit:

$$B\overline{B} + R\overline{R} + V\overline{V}$$

Les combinaisons $B\overline{B}$, $R\overline{R}$ et $V\overline{V}$ ne sont pas incolores au sens de $SU(3)_C$. C'est un exemple des limites de l'analogie avec les couleurs optiques.

Nous sommes maintenant en mesure de jeter les bases de la *chromodynamique quantique* ou théorie des interactions fortes fondée sur la couleur comme l'*électrodynamique quantique* est fondée sur l'électromagnétisme. On peut dire ici que la chromodynamique quantique sera construite sur le groupe $SU(3)_C$ alors que l'électrodynamique quantique est construite sur un groupe beaucoup plus simple, soit $U(1)_{\text{e.m.}}$. Le groupe $SU(3)$ posséde huit générateurs infinitésimaux (ce sont les analogues des trois opérateurs J_+, J_z et J_- de la théorie du moment angulaire, les trois générateurs du groupe SU(2)).

De la même façon que le photon est associé au seul générateur infinitésimal de $U(1)$, on définira les huit *gluons* comme associés aux huit générateurs infinitésimaux de $SU(3)$. Ce sont ces huit bosons intermédiaires qui transmettent les interactions fortes entre quarks. Le pion est détroné de son rôle de médiateur des interactions fortes fondamentales, il transmet seulement les interactions résiduelles entre nucléons.

Les gluons sont des particules de masse nulle, comme le photon. Ils n'ont pas de charge électrique. Par contre ils sont colorés et donc ne pourront jamais être observés à l'état libre. Leurs couleurs sont données par les combinaisons suivantes:

$$R\overline{B} \qquad R\overline{V} \qquad B\overline{R} \qquad B\overline{V} \qquad V\overline{R} \qquad V\overline{B}$$

et

$$B\overline{B} - R\overline{R} \qquad B\overline{B} + R\overline{R} - 2V\overline{V}$$

Quelle preuve avons nous de l'existence des gluons? De la même façon qu'en électrodynamique quantique un électron qui subit une accélération peut émettre un photon de freinage (on utilise traditionnellement le mot allemand de *Bremsstrahlung*) un quark pourra émettre un gluon de freinage. Ce gluon devra s'hadroniser et donc donner un jet. Dans l'annihilation e^+-e^- on devra donc de temps en temps observer des événements à trois jets. De tels événements ont bien été observés.

16 Trois générations de quarks et de leptons

A ce stade nous avons à notre disposition deux familles de leptons (e^-, ν_e) et (μ^-, ν_μ), une famille de quarks (u, d) et un quark tout seul (s).

Il est presque inévitable de postuler l'existence d'un quatrième quark afin de compléter une deuxième génération de quarks et de leptons, d'autant plus que nous trouvons attrayante l'idée d'une profonde symétrie entre quarks et leptons. Il y a d'autres raisons, beaucoup plus sérieuses, de souhaiter l'existence d'un quatrième quark, on peut même dire que ce quatrième quark s'impose d'une façon impérieuse aux théoriciens. Destiné en particulier à faire disparître un problème génant (la possibilité théorique pour le K^0 de se désintégrer en μ^+-μ^- alors que cette désintégration n'est pas observée) ce quark a été nommé *quark charmé* (il jette un charme et le problème disparaît).

C'est presque simultanément, à Brookhaven National Laboratory (Long Island, Etat de New York) et à SLAC (Stanford, Californie) que fut mis en évidence un méson qui fut interprété comme un état lié $c\bar{c}$ (charmonium) auquel on a attribué les symboles J (à Brookhaven) et Ψ (à Stanford), d'où le nom J/Ψ qui lui est resté.

Ainsi, on se trouvait en présence de deux générations de quarks et de leptons. L'introduction d'une nouvelle saveur de quarks, le charme, fait passer de $SU(3)_f$ à $SU(4)_f$ mais le groupe de la couleur reste toujours $SU(3)_C$. En plus des mésons étranges nous avons les mésons charmés comme $c\overline{u} = D^0$ et $c\overline{d} = D^+$ et un méson à la fois étrange et charmé $c\overline{s} = F^+$.

Bien entendu il existe aussi des baryons charmés: cud, cdd, etc... Il existe une très grande activité expérimentale pour trouver les particules charmées et établir leurs propriétés telles que spins, vies moyennes, etc...

Puis ce fut une nouvelle surprise: la découverte à Stanford d'un nouveau lepton, le τ^-, grand frère de l'électron et du muon. Ses modes de désintégration rappellent tellement ceux du muon qu'il ne fait aucun doute qu'il doive lui correspondre un neutrino associé ν_τ. Voilà complétée une troisième famille de leptons. Et voilà relancée la chasse au quark, en vue de compléter la troisième génération. Le résultat ne se fait pas attendre. C'est à Fermilab que l'on découvre le Υ (upsilon) qui doit être interprété comme un état lié $b\overline{b}$. La nouvelle saveur a reçu le *bottom* mais on utilise plus fréquemment *beauty (beauté)*. Il s'agit encore de la *beauté cachée* puisque le $b\overline{b}$ a une beauté égale à zéro. La chasse à la *beauté nue* conduit évidemment aux mésons $b\overline{u}$, $b\overline{d}$, etc... et aux baryons avec beauté, bud, bdd, etc... Evidemment il manquait encore une saveur pour compléter la troisième génération, conduisant à $SU(6)_f$. Elle a reçu le nom de *truth (vérité)* mais certains préfèrent *top*. La chasse au "top" a été ouverte à Genève par les chercheurs de l'expérience UA1 (Underground Area 1) au CERN. Il y a toujours eu de sérieuses indications en faveur de l'existence du "top", au point de donner lieu à des prédictions très précises pour sa masse. Il a finalement été découvert au laboratoire Fermi.

17 Bibliographie générale

References

[1] *Physique Subatomique: Noyaux et Particules*, L. Valentin, Hermann.

[2] *Le monde subatomique*, L. Valentin, Hermann.

[3] *Noyaux et particules: modèles et symétries*, L. Valentin, Hermann.

[4] *Introduction à la physique des particules*, R. Nataf, Masson.

[5] *Nuclei and Particles*, E. Segré, W.A. Benjamin, New York, 1964.

[6] *Introduction to High Energy Physics*, D.H. Perkins, Third Edition, Addison-Wesley Publishing Company, 1986.

[7] *Elementary Particles*, I.S. Hughes, Second Edition, Cambridge University Press, Cambridge.

[8] *Fearful Symmetry*, A. Zee, MacMillan Publishing Company.

[9] *The Particle Hunters*, Y. Ne'eman and Y. Kirsh, Cambridge University Press.

[10] *Physics of Nuclei and Particles*, Vol. I and II, P. Marmier and E. Sheldon, Academic Press.

[11] *Elementary Particle Physics*, G. Källén, Addison-Wesley Publishing Company.

[12] *High Energy Physics*, Vol. I and II, E.H.S. Burhop, editor, Academic Press.