

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Introduction à la physique subatomique

André Rougé

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE





Ce logo a pour objet d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, tout particulièrement dans le domaine universitaire, le développement massif du « photocopillage ».

Cette pratique qui s'est généralisée, notamment dans les établissements d'enseignement, provoque une baisse brutale des achats de livres, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que la production et la vente sans autorisation, ainsi que le recel, sont passibles de poursuites.

Les demandes d'autorisation de photocopier doivent être adressées à l'éditeur ou au Centre français d'exploitation du droit de copie :

20, rue des Grands-Augustins , 75006 Paris. Tél. : 01 44 07 47 70.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Table des matières

Avant-Propos	5
A Prologue	7
1 Panorama de la physique des particules	9
1.1 Historique	10
1.2 Résumé-lexique	18
1.3 Production et détection des particules	26
B Symétries	31
2 Symétries, invariances, lois de conservation	33
2.1 Symétries et lois de conservation en mécanique classique	34
2.2 Lois de symétrie en mécanique quantique	35
3 Moments cinétiques et rotations, addition des moments cinétiques	49
3.1 Quelques propriétés des rotations	50
3.2 Rotations en mécanique quantique	51
3.3 Rappels des propriétés des moments cinétiques	52
3.4 Transformation des observables, conservation du moment cinétique . . .	53

3.5	Spin, hélicité, le spin des particules de masse nulle	56
3.6	Application à l'étude d'une désintégration	61
3.7	Addition des moments cinétiques	65
4	Symétries discrètes, parité, conjugaison de charge	75
4.1	La parité	75
4.2	La conjugaison de charge	82
4.3	Autres symétries discrètes	86
4.4	La non-conservation de P et de C dans les interactions faibles	91
5	Le modèle non-relativiste des quarks	99
5.1	Introduction, les quarks, la couleur	99
5.2	Les baryons	112
5.3	Les mésons légers	122
5.4	Les quarks lourds, le quarkonium	126
C	Réactions	133
6	Collisions, sections efficaces	135
6.1	Définition de la section efficace	135
6.2	Calcul des sections efficaces	143
7	Désintégrations, durées de vie	159
7.1	Durées de vie, largeurs, rapports de branchement.	159
7.2	Calcul des vies moyennes en mécanique quantique	160
7.3	Ordres de grandeur	165
8	Oscillations	175
8.1	Désintégration et oscillations, $K^0 \bar{K}^0$ et $B^0 \bar{B}^0$	175

8.2	Oscillations des neutrinos	197
9	Processus fondamentaux	219
9.1	Amplitudes invariantes	220
9.2	Opérateurs d'annihilation et de création, hamiltoniens	223
9.3	Quelques propriétés des perturbations invariantes	233
	Exercices	237
	Exercices de la partie A	239
	Exercices de la partie B	243
	Exercices de la partie C	267
	Appendices	287
A	Nomenclature, coefficients, constantes	289
A.1	Nomenclature	289
A.2	Constantes	290
A.3	Harmoniques sphériques, matrices de rotation	290
A.4	Coefficients de Clebsch-Gordan	292
B	Distributions, distribution de Dirac, bases continues	295
B.1	Distributions	295
B.2	Bases continues	297
C	Applications de la théorie des groupes	299
C.1	Introduction	299
C.2	Vocabulaire	301

C.3	Le lemme de Schur, règles de sélection et dégénérescences	306
C.4	Les groupes de permutations et le principe de Pauli	308
C.5	Le groupe des rotations, $SU(2)$ et les spins demi-entiers	313
C.6	Le groupe de Poincaré et la définition relativiste du spin	317
C.7	Équation de Dirac et groupe de Lorentz	322
C.8	$SU(2)$, $SU(3)$, algèbres de Lie et symétries internes	338
	Index de l'Appendice C	386
D	Corrigés des exercices	389
	Index	439

Avant-Propos

La question de savoir de quoi est constituée la matière, à l'échelle la plus fondamentale, a toujours excité la curiosité. Le domaine de la Physique qui essaie de répondre à cette question porte le nom – plus ou moins bien adapté – de Physique des Particules Élémentaires. Depuis plus de vingt ans, il existe une description unifiée, relativement simple, de cette physique. Dans le jargon des physiciens, cette description porte le nom de “Modèle Standard”.

L'ambition de ce cours, donné dans le premier “enseignement de Majeure” de l'École Polytechnique, n'est pas de faire une présentation exhaustive de ce modèle mais seulement de décrire d'une façon simple les éléments qu'il utilise : constituants fondamentaux (quarks et leptons), symétries et lois de conservation, interactions entre particules. On verra à cette occasion comment les “outils” dont on a fait l'apprentissage dans le cours de Mécanique Quantique peuvent être utilisés dans ce domaine où toute description classique est inopérante.

Cet enseignement peut ainsi servir d'illustration au cours de Mécanique Quantique auquel il fait très fréquemment référence. Il est aussi une introduction à des présentations plus élaborées qui ont leur place dans des enseignements d'approfondissement ou la deuxième majeure.

Après un prologue qui décrit en termes non-techniques la compréhension actuelle de la Physique des Particules, le texte est organisé en deux parties, centrées respectivement, sur le rôle des symétries en Physique Subatomique et plus généralement en Physique Quantique, et l'étude des réactions entre particules. Chaque partie est accompagnée d'un recueil d'exercices et de problèmes dont les solutions sont données en appendice.

Plusieurs cours de l'École Polytechnique sont fréquemment cités. Ce sont essentiellement le cours, Introduction à la Relativité (École Polytechnique 2004), le cours, Mécanique Quantique, de Jean-Louis Basdevant et Jean Dalibard (École Polytech-

nique, 2002) et le cours, Introduction aux Lasers et à l'Optique Quantique, de Gilbert Grynberg, Alain Aspect et Claude Fabre (Ellipses, 1997). Ces références sont, le plus souvent, abrégées en "I.R.", "BD" et "GAF". Les citations plus rares du cours de Physique Statistique font référence à l'édition 1994 du cours de Roger Balian, abrégé en "RB".

Les enseignements de Majeure de l'École Polytechnique ont été conçus initialement dans un cadre interdisciplinaire et, sous la forme d'une mineure d'abord puis d'un approfondissement, un cours de Mathématiques a toujours été proposé dans la majeure de Physique. Son sujet, la théorie des groupes, a été choisi pour ses rapports avec la Physique Quantique. L'appendice C présente un certain nombre d'applications de ce cours de Mathématiques à la Physique Subatomique et à la Physique Quantique en général. Il est conçu comme un support pour l'actuel enseignement d'approfondissement. Il reprend, de façon plus approfondie et sous un éclairage différent, plusieurs des sujets abordés dans les chapitres précédents.

Certains passages sont imprimés en petits caractères. Il s'agit, soit de compléments, soit de présentations plus qualitatives de sujets difficiles, comme par exemple le rôle de la couleur dans la théorie de l'interaction forte, ou la théorie électrofaible. La lettre (G) en tête d'un complément indique sa relation avec l'appendice C.

Si l'on a essayé, dans cette édition, d'inclure les résultats expérimentaux les plus récents, en particulier sur la physique des neutrinos, les valeurs numériques données n'ont pas toutes été mises à jour. On trouvera cette mise à jour dans la Review of Particle Physics, accessible sur le site <http://pdg.web.cern.ch>.

L'enseignement de Majeure de Physique a débuté en 1989 sous la responsabilité de Jean-Louis Basdevant. Il doit beaucoup à l'impulsion qu'il lui a donnée. Que Jean-Louis Basdevant trouve ici tous mes remerciements. Je tiens aussi à remercier Constantin Bachas, Pierre Fayet, Michel Gonin, Jean Iliopoulos, François Jacquet, Eric Paré, Richard Schaeffer, Michel Spiro, Dominique Vautherin et Henri Videau qui ont participé à cet enseignement ainsi que mes collègues mathématiciens, Nicole Berline, Michel Broué et Alain Guichardet qui ont eu la responsabilité de l'enseignement de théorie des groupes sous ses différentes formes.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Partie A

Prologue

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Chapitre 1

Panorama de la physique des particules

Le titre de ce cours pourrait être physique subnucléaire plutôt que physique subatomique car la physique nucléaire n'y sera que très occasionnellement abordée.

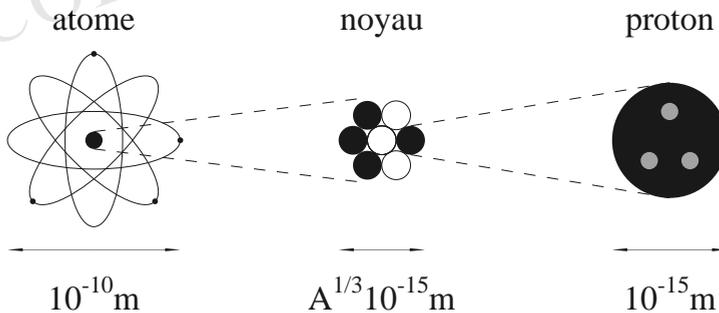


Figure 1.1 - Les échelles de la physique subatomique

La physique nucléaire étudie les noyaux des atomes, constitués de nucléons¹ (protons et neutrons). La physique subnucléaire s'intéresse aux objets plus petits que le proton (10^{-15} m). Son but est de mettre en évidence les constituants fondamentaux de la matière, que l'on appelle aussi particules élémentaires, et de découvrir les forces (ou interactions) auxquelles ils sont sensibles. Nous présentons dans ce chapitre une introduction non technique à ce domaine de la physique.

¹On note Z (nombre atomique) le nombre de protons d'un noyau, N le nombre de neutrons. $A=N+Z$ est le nombre de nucléons ou nombre de masse.

Nous commencerons par un bref historique de la découverte des constituants de la matière². Nous présenterons ensuite un résumé de la situation actuelle de la physique des particules. Ce résumé est surtout conçu comme un lexique où l'on a essayé d'introduire l'essentiel du vocabulaire qui sera utilisé dans la suite du cours. La plupart des notions présentées dans ces premiers paragraphes seront reprises et expliquées dans les chapitres suivants.

Pour terminer nous donnerons quelques notions très rudimentaires sur les techniques expérimentales d'observation des particules et de leurs interactions.

1.1 Historique

À toutes les époques de l'histoire, des hommes ont imaginé l'univers comme constitué d'un nombre limité de constituants fondamentaux. Le nombre et la nature de ces constituants ont cependant considérablement évolué au cours du temps.

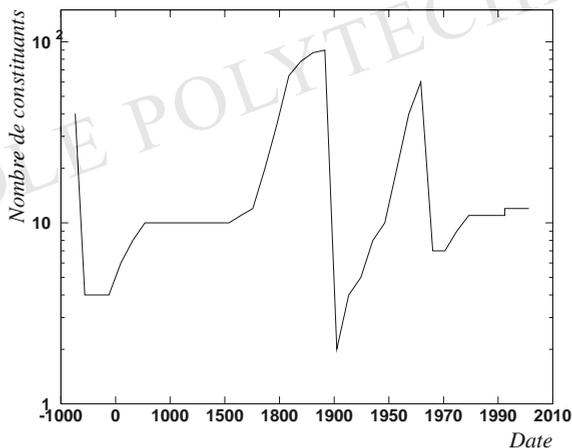


Figure 1.2 - Évolution du nombre de constituants au cours du temps.

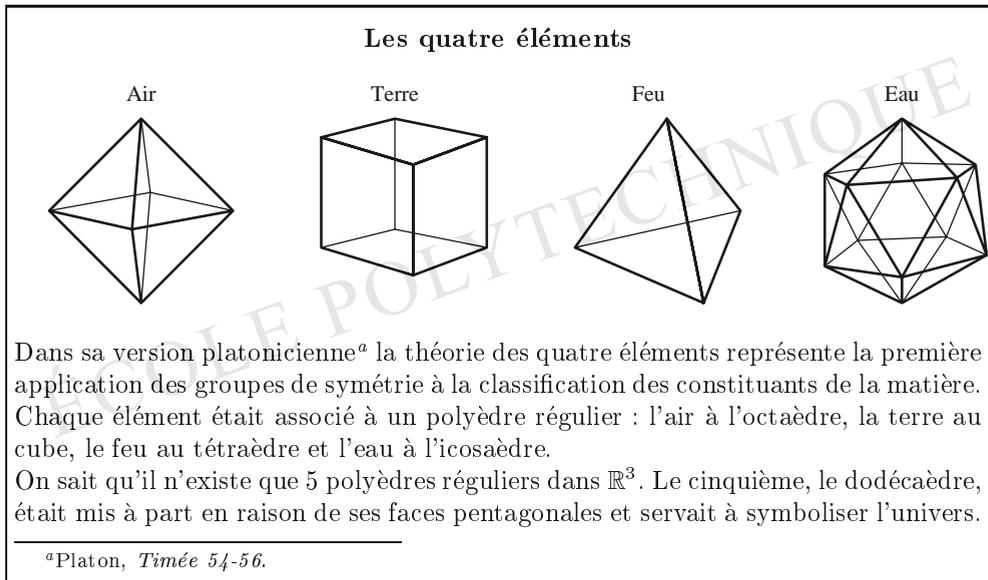
Le graphique ci-dessus retrace, sans prétendre à la vérité historique, l'évolution du nombre des constituants connus ou imaginés. On peut y reconnaître les quatre éléments de l'antiquité occidentale, classification très simple mais d'un pouvoir prédictif limité, puis, à la fin du 19^e siècle, les éléments de la classification de Mendeleev, classification dont les caractéristiques sont inverses de la précédente.

Aux environs de 1934, la situation est devenue simple. Avec trois constituants fondamentaux, le proton le neutron et l'électron, on est capable de reconstituer toute la classification de Mendeleev. Les quatre types d'interaction sont connus : gravitation, électromagnétisme qui lie les électrons aux noyaux pour former les atomes, interaction

²Il existe d'excellents ouvrages sur l'histoire de la physique des particules. En particulier : *The Discovery of Subatomic Particles* de S.Weinberg pour la période antérieure à 1934 et *The Experimental Foundations of Particle Physics* de R.N.Cahn et G.Goldhaber pour la période postérieure.

faible, responsable de la radioactivité β et interaction forte qui lie les protons et les neutrons dans les noyaux³. Fermi a proposé une théorie de l'interaction faible et Yukawa une théorie de l'interaction forte qui prédit l'existence d'une particule légère ($m \simeq 100 \text{ MeV}/c^2$), le méson π quantum du champ d'interaction forte.

C'est la recherche de cette particule dans le rayonnement cosmique, seule source de particules de haute énergie disponible à l'époque, qui apportera la première surprise. On observe en effet, en 1937, une particule qui a la masse prédite par Yukawa mais l'on s'aperçoit assez vite que cette particule n'interagit pas avec les protons et les neutrons. Il ne s'agit donc pas du méson de Yukawa dont le rôle était de transmettre l'interaction forte entre les protons et les neutrons, mais d'une sorte d'électron lourd, le lepton μ dans la terminologie moderne.



Le méson π de Yukawa sera découvert en 1947 mais, peu après, de nouvelles particules sont découvertes dans le rayonnement cosmique. On les appelle particules étranges⁴, et, avec la mise en service d'accélérateurs de particules en 1950, le nombre de nouvelles particules découvertes ne cesse de croître. Il approche la centaine en 1964.

Pour expliquer les réactions que l'on observe entre ces particules – et surtout l'absence de celles que l'on n'observe pas – on est amené à assigner à chaque particule un certain nombre de “charges” (ou nombres quantiques additifs) dont on postule la conservation dans les interactions. En plus de la charge électrique (Q), ce sont, en 1964, le nombre baryonique (N_B), caractéristique, à l'origine, du proton et du neutron, les nombres leptoniques (N_e, N_μ), caractéristiques de l'électron, du μ et de leurs neutrinos ainsi que l'étrangeté (S).

³On connaissait aussi l'existence des antiparticules. L'antiélectron prédit par Dirac en 1928 a été observé en 1932.

⁴La première particule étrange a été observée en 1943 par L. Leprince-Ringuet et M. Lhéritier, avant même la mise en évidence du méson π (voir I.R. page 78).

TRAITÉ D'OPTIQUE

Par Monsieur LE CHEVALIER NEWTON.

Au reste, c'est à l'aide de ces Principes qu'il semble que toutes les choses matérielles aient été composées de ces Particules dures & solides décrites * ci-dessus, diversement assemblées dans la première formation des Choses

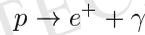
Or les plus petites particules de Matière peuvent être unies ensemble par les plus fortes Attractions, & composer de plus grosses particules dont la vertu attractive soit moins forte; & plusieurs de ces dernières peuvent tenir ensemble, & composer des particules encore plus grosses, dont la vertu attractive soit encore moins forte; & ainsi de suite durant plusieurs successions

Je n'emploie ici ce mot * d'*Attraction*, que pour signifier en général une force quelconque, par laquelle les Corps tendent réciproquement les uns vers les autres, quelle qu'en soit la cause:

Les Attractions de la Gravité, du Magnétisme, & de l'Électricité, s'étendent jusqu'à des distances fort sensibles; c'est pour cela qu'elles ont été observées par des Yeux vulgaires: il peut y avoir d'autres Attractions qui s'étendent à de si petites distances qu'elles ont échappé jusqu'ici à nos Observations; & peut-être que l'Attraction électrique peut s'étendre à ces sortes de petites distances, sans même être excitée par le frottement.

C'est à Newton que remonte l'image moderne de la matière comme une hiérarchie de systèmes de composants liés par des *attractions* d'intensités et de portées différentes. Newton ne possédait pas le concept de champ d'interaction mais il était conscient de l'impossibilité d'une interaction immédiate à distance comme en témoigne sa correspondance avec Bentley: "Tis unconceivable that inanimate brute matter should (without ye mediation of something else which is not material) operate upon & affect other matter without mutual contact."

La stabilité du proton, par exemple, suppose que la réaction



soit interdite. Cette interdiction est justifiée par la conservation du nombre baryonique, différent de zéro pour le seul proton (et aussi par celle du nombre leptonique⁵).

Une réaction entre particules s'équilibre comme une réaction chimique. Par exemple, pour la réaction de production de particules étranges $\pi^- p \rightarrow \Lambda K$, les conservations de la charge électrique du nombre baryonique et de l'étrangeté s'écrivent⁶

$$\begin{array}{rcccccccc} & \pi^- & + & p & \rightarrow & \Lambda & + & K^0 \\ Q & -1 & + & 1 & = & 0 & + & 0 \\ N_B & 0 & + & 1 & = & 1 & + & 0 \\ S & 0 & + & 0 & = & -1 & + & 1 \end{array}$$

Dans cet exemple nous avons écrit la conservation de la charge électrique et du nombre baryonique qui sont valables pour toutes les interactions⁷ et la conservation de l'étrangeté valable pour les interactions fortes et électromagnétiques seulement. Historiquement, c'est le fait que les "nouvelles" particules (K et Λ ici) étaient toujours produites par paires qui a conduit à introduire la notion d'étrangeté, nombre quantique conservé par l'interaction forte. Leurs désintégrations, par exemple $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ beaucoup plus "lentes" que leur production étaient expliquées par l'interaction faible qui, par conséquent, ne devait pas conserver l'étrangeté.

Ces nombres quantiques permettaient de classer les particules observées. La classification des hadrons – particules soumises aux interactions fortes – connus en 1964, utilisait seulement les trois nombres quantiques : nombre baryonique, étrangeté et charge électrique.

C'est pour interpréter cette classification que Gell-Mann a introduit le modèle des quarks en 1964. Dans ce modèle tous les hadrons connus étaient des états liés de trois particules fondamentales les quarks u , d et s . Le nombre de constituants fondamentaux était à nouveau raisonnable.

En 1969 l'étude de la diffusion des électrons par les protons a montré que les quarks, introduits comme outils d'une classification, se manifestaient comme des structures ponctuelles à l'intérieur du proton. Dans les collisions $e + p \rightarrow e + X$ très inélastiques, c'est à dire où la masse du système X est très grande, les distributions des énergies et des directions des électrons diffusés étaient en effet celles d'une collision élastique $e^- + q \rightarrow e^- + q$. Un exemple plus récent de ce type de réaction est présenté sur la figure 1.3 (les expériences de 1969 n'observaient que l'électron diffusé).

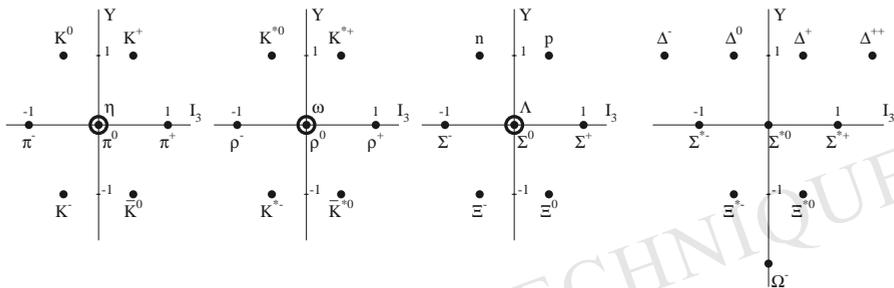
⁵On verra, au § 8.2, qu'en raison des propriétés très particulières des neutrinos et de l'interaction faible, la conservation des nombres leptoniques n'est pas essentielle.

⁶On trouvera des tables des noms et des propriétés des particules les plus légères pages 102 et 103.

⁷Les expériences qui essaient de mettre en évidence une non-conservation du nombre baryonique en observant la désintégration du proton ont été, jusqu'à présent, négatives.

Dans les expériences qui réalisent des collisions à très haute énergie, les quarks apparaissent comme des “jets” de hadrons confinés dans un petit angle solide. Un exemple particulièrement clair est l’annihilation e^+e^- (Figure 1.4). C’est dans cette réaction que ces “jets” caractéristiques de la production des quarks ont été observés pour la première fois en 1975.

La voie octuple



Classification de Gell-Mann Ne'eman des particules des tables 5.2 et 5.1. Le η' et le ϕ sont classés dans des représentations de dimension 1.

En 1961, Gell-Mann et Ne'eman^a ont proposé une classification des hadrons basée sur le groupe $SU(3)$ (plus précisément sur le quotient, $SU(3)/Z_3$, de ce groupe par son centre^b).

Il existe dans $SU(3)$ deux générateurs qui commutent. En leur associant les nombres quantiques $Y = N_B + S$ et $I_3 = Q - Y/2$, la théorie mathématique des représentations du groupe donne les combinaisons possibles des valeurs propres de ces observables. On prédit ainsi l'existence de familles de n particules ($n = 1, 8, 10, \dots$) de mêmes spins et parités et de masses voisines dont les valeurs de Y et I_3 sont données. Ces familles correspondent aux représentations irréductibles de $SU(3)$. Les découvertes du η et ensuite du Ω^- qui étaient prédits par cette classification ont assuré son succès.

La symétrie $SU(3)$ de Gell-Mann et Ne'eman est à l'origine du modèle des quarks. Elle est une symétrie de ce modèle à la limite où l'on néglige la différence de masse entre le quark s et les quarks u et d . L'introduction des quarks a permis d'expliquer pourquoi les mésons apparaissaient en familles de neuf et non pas huit particules et pourquoi il n'existait pas de hadron associé aux représentations de dimension supérieure à 10, 27 par exemple.

^aM. Gell-Mann and Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, Benjamin 1964.

^bAppendice C, pages 349 et 374.

Nous avons jusqu'à présent parlé surtout de particules soumises à l'interaction forte. Les particules insensibles à l'interaction forte (leptons⁸), observées en 1950, étaient l'électron et le μ . En 1930 Pauli avait postulé l'existence d'une particule neutre, très légère, ayant seulement des interactions faibles, le neutrino.

⁸Plus précisément, les leptons sont des fermions non soumis à l'interaction forte.

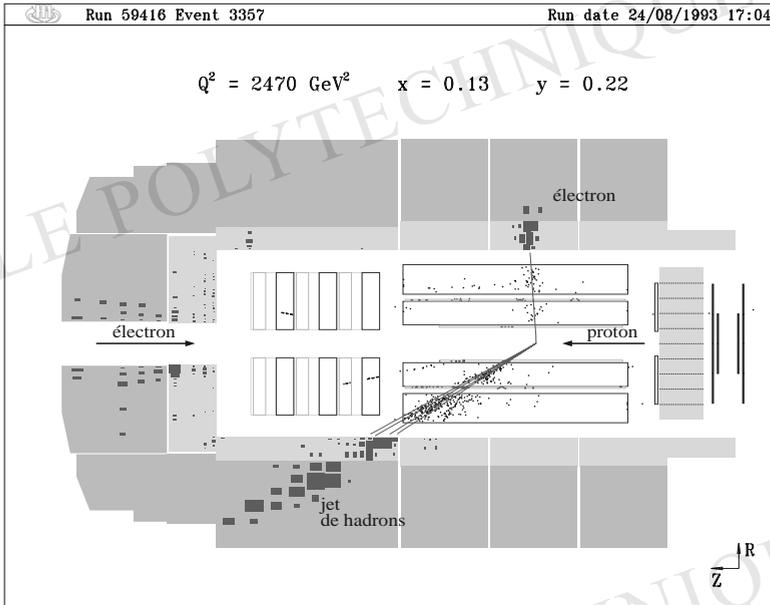


Figure 1.3 - Collision d'un électron de 27 GeV et d'un proton de 820 GeV, ce qui correspond à la collision d'un électron de 50000 GeV et d'un proton au repos. La réaction élémentaire est une diffusion $e^- + quark \rightarrow e^- + quark$. Le quark diffusé est observé sous la forme d'un jet de hadrons (Expérience H1 auprès du collisionneur HERA à Hambourg).

Ce neutrino était produit dans les désintégrations β :

$$n \rightarrow pe^- \bar{\nu} .$$

Son existence permettait d'expliquer le spectre continu⁹ de l'énergie des électrons produits dans ces désintégrations. Les $\bar{\nu}$ ont été détectés pour la première fois en 1956. En 1962, on a montré qu'il existait un deuxième neutrino, associé au lepton μ , différent du neutrino associé à l'électron qui est produit dans les désintégrations β . Il existe aussi deux lois de conservation distinctes : la conservation du nombre leptonique de l'électron (porté par e^- et ν_e) et celle du nombre leptonique du μ porté par μ^- et ν_μ). Ainsi la désintégration du lepton μ :

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu ,$$

conserve-t-elle les deux types de nombres leptoniques¹⁰.

Parmi les constituants fondamentaux connus en 1964, après l'introduction du modèle des quarks, on peut distinguer deux familles.

La première comprend l'électron, son neutrino et les quarks u et d dont sont composés les protons et les neutrons. Ce sont les constituants des atomes de la matière ordinaire.

⁹Dans une désintégration en deux corps, comme serait $n \rightarrow pe^-$, l'énergie de l'électron est complètement déterminée par la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

¹⁰On attribue $N_e = 1$ à e^- et ν_e , $N_e = -1$ à leurs antiparticules et $N_e = 0$ à toutes les autres particules. De même, N_μ est égal à 1 pour le muon et son neutrino et à -1 pour leurs antiparticules.

Les autres constituants, quark s qui se trouve dans les particules étranges, lepton μ et son neutrino n'apparaissent que dans des collisions de très haute énergie et, à l'exception du neutrino, sont instables.

On a découvert en 1974 un quatrième quark, le quark c , qui complète cette deuxième famille et en fait l'image exacte (aux différences de masse près) de la première.

Mais l'histoire ne s'arrête pas là. En 1975 on a mis en évidence un troisième lepton (électron lourd), le lepton τ , 3000 fois plus lourd que l'électron. En 1977 un cinquième quark, le quark b , a été découvert. Le sixième quark, le quark t , a été mis en évidence en 1994 (voir page 171). Avec le τ , le b et le ν_τ , observé directement pour la première fois en 2000, il forme une troisième famille de constituants analogue aux deux premières,

Pour mettre un point final à cet historique de la découverte des constituants de la matière, mentionnons que des expériences réalisées en 1989 ont montré qu'il ne pouvait pas exister plus de trois familles de ce type¹¹.

Parallèlement à la découverte des quarks et des leptons la compréhension des différentes interactions a été entièrement renouvelée entre 1964 et 1974. Des théories des interactions faibles et fortes ont été construites, sur le modèle de l'électromagnétisme. Elles permettent le calcul des phénomènes à haute énergie.

Les théories de l'électromagnétisme et de l'interaction faible ont été unifiées en une théorie "électro-faible" dont les prédictions sont remarquablement vérifiées expérimentalement¹².

De même que le photon est associé au champ électromagnétique, des particules de spin 1 (les quanta des champs) sont associés aux interactions faibles et fortes. Pour l'interaction faible, les quanta sont les W^\pm et le Z^0 , prédit par l'unification électro-faible, qui ont été observés en 1983; pour l'interaction forte, ce sont les gluons, mis en évidence en 1979.

Cet ensemble de théories est connu sous le nom de "Modèle Standard". Malgré ses succès, un certain nombre de problèmes sont encore sans solution.

La théorie électrofaible, dans sa version la plus simple, prévoit des masses nulles pour toutes les particules. Le mécanisme qui leur donne des masses est appelé "mécanisme de Higgs", du nom de l'un de ses inventeurs. Ce mécanisme prédit l'existence d'au moins une particule très lourde, le boson de Higgs, dont la mise en évidence est l'un des thèmes les plus importants des recherches expérimentales actuelles.

Parmi les autres problèmes ouverts, on peut citer le nombre de familles de constituants (pourquoi 3?), la nature et la masse des neutrinos, la symétrie matière anti-matière et la possibilité d'une théorie unifiée de toutes les interactions.

¹¹Le neutrino d'une famille supplémentaire devrait avoir une masse de plus de $45\text{GeV}/c^2$ alors que les masses des neutrinos connus sont inférieures à quelques eV/c^2 .

¹²Une de ses premières prédictions vérifiées était l'existence du quark c .

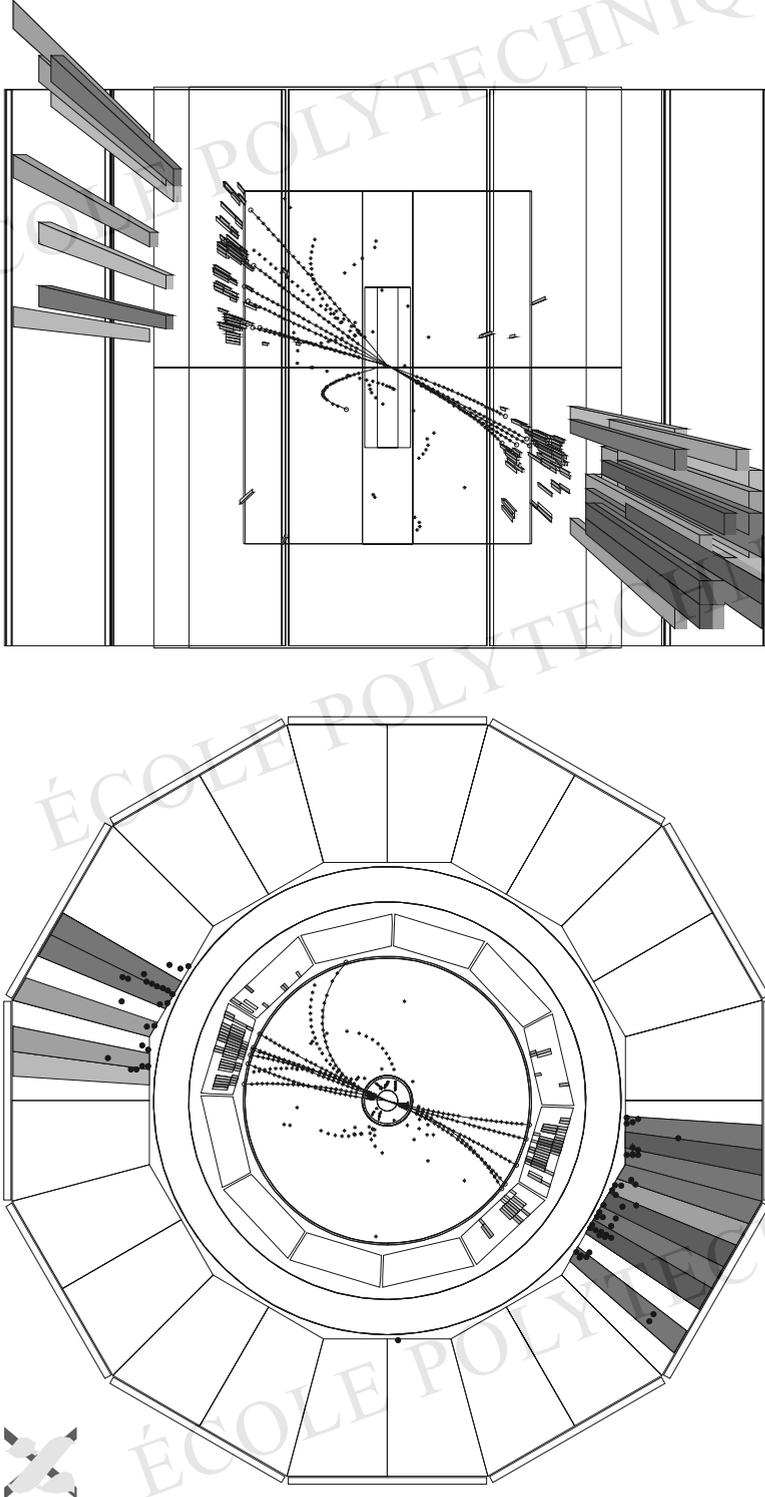


Figure 1.4 - La réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ observée au CERN dans le détecteur ALEPH. Chaque quark est matérialisé sous la forme d'un jet de hadrons. Vue dans la direction du champ magnétique et dans une direction perpendiculaire (échelle $\simeq 1/100$).

1.2 Résumé-lexique

On peut appeler **particule** tout objet de masse, spin, charge électrique ..., déterminés, mais le terme est généralement réservé à des objets de taille inférieure à 10^{-13} cm (1 fm, fermi ou femtomètre)

Une **particule élémentaire** est une particule qui n'est pas un état lié d'autres objets plus simples ; de toute évidence cette notion ne peut être que provisoire.

On distingue deux types de particules élémentaires : les constituants fondamentaux de la matière (particules de spin 1/2) et les quanta des champs d'interaction (particules de spin entier).

1.2.1 Constituants fondamentaux

La table suivante donne la liste des constituants fondamentaux, les leptons et les quarks (**fermions**¹³ de spin 1/2), actuellement connus ainsi que leurs charges électriques. Les quarks possèdent une caractéristique supplémentaire : la **couleur**¹⁴ qui est leur "charge" pour l'interaction forte et qui peut prendre 3 valeurs différentes.

	Q			
leptons	0	ν_e	ν_μ	ν_τ
	-1	e^-	μ^-	τ^-
quarks	2/3	u	c	t
	-1/3	d	s	b

La matière qui nous entoure est composée de protons (uud) de neutrons (ddu) qui constituent les noyaux atomiques et d'électrons c'est à dire d'éléments de la première colonne du tableau précédent ; de plus, les neutrinos des 3 colonnes pourraient jouer un rôle important dans la structure à grande échelle de l'univers. Les autres particules sont créées dans des collisions à haute énergie et se désintègrent rapidement.

- La masse de l'électron est $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$, celle du μ , $m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$ et celle du τ , $m_\tau = 1777 \text{ MeV}/c^2$.
- Les masses des **neutrinos** (ν) sont nulles en première approximation¹⁵.
- Les masses des quarks de charge 2/3 sont $m_u \simeq 6 \text{ MeV}/c^2$ pour le u , $m_c \simeq 1400 \text{ MeV}/c^2$ pour le c et $m_t \simeq 174000 \text{ MeV}/c^2$ pour le t .
- Les masses des quarks de charge -1/3 sont $m_d \simeq 10 \text{ MeV}/c^2$ pour le d , $m_s \simeq 200 \text{ MeV}/c^2$ pour le s et $m_b \simeq 5000 \text{ MeV}/c^2$ pour le b .

¹³Rappelons la définition (BD 16). Pour les fermions, le vecteur d'état de deux particules identiques est antisymétrique dans leur échange ; pour les bosons il est symétrique. Les particules de spin entier sont des bosons ; les particules de spin demi-entier des fermions.

¹⁴Il ne faut pas prendre le terme couleur littéralement. On a donné ce nom au degré de liberté supplémentaire des quarks parce qu'il peut prendre trois valeurs différentes.

¹⁵Voir le § 8.2.

La notion de masse des quarks est ambiguë dans la mesure où l'on ne peut pas les isoler. On utilisera au chapitre 5 des masses plus grandes d'environ $300 \text{ MeV}/c^2$ qui incorporent une partie de l'énergie d'interaction des quarks dans le proton. La différence n'est notable que pour les quarks légers. On a, avec cette définition, des masses, $m_q \simeq 330 \text{ MeV}/c^2$ pour les quarks u et d et $m_s \simeq 500 \text{ MeV}/c^2$ pour le s .

À titre de comparaison, la masse du proton est $m_p = 938,2 \text{ MeV}/c^2$, très proche de celle du neutron, $m_n = 939,6 \text{ MeV}/c^2$.

Les particules d'une même colonne de la table précédente sont généralement regroupées sous le nom de **génération**. La nature d'un quark (u, d, s, \dots) est également appelée **saveur**.

Antiparticules

À toute particule chargée est associée une particule de même masse et de charge électrique opposée que l'on appelle son **antiparticule**. Cette propriété est un fait d'expérience mais c'est aussi une conséquence inéluctable de la combinaison de la relativité et de la mécanique quantique.

La substitution $\hat{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla$, $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, qui donne l'équation de Schrödinger à partir de la relation non relativiste $E = \frac{\vec{p}^2}{2m}$, donne, dans une théorie quantique relativiste, l'équation

$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2})\psi = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi \quad (1.1)$$

(Équation de Klein-Gordon) à partir de la relation relativiste $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$. Comme l'équation de Schrödinger cette équation a des solutions de type onde plane :

$$\psi = e^{\frac{-i}{\hbar}(E t - \vec{p} \cdot \vec{x})}, \quad (1.2)$$

mais l'énergie E peut être négative ou positive : $E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$.

Les solutions d'énergie négative ne peuvent pas être éliminées et sont interprétées comme représentant (leurs complexes conjugués représentent¹⁶) des particules de même spin, même masse mais de charge électrique opposée que l'on appelle **antiparticules**.

¹⁶Cette expression ne doit pas être prise dans un sens trop littéral. La réconciliation complète de la relativité et de la mécanique quantique nécessite l'introduction des champs quantiques qui implique l'existence des antiparticules. Cependant, le fait que les fonctions d'onde des antiparticules se transforment, dans les opérations de symétrie, comme les complexes conjugués des fonctions d'onde des particules aura de nombreuses applications. Deux remarques aident à comprendre cette propriété : Le complexe conjugué de la fonction 1.2 est une fonction de même type où le signe de E est changé. On sait par ailleurs (BD 15 ou GAF II) que l'équation d'évolution dans un champ électromagnétique est obtenue par les substitutions $\frac{\hbar}{i} \nabla \rightarrow \frac{\hbar}{i} \nabla - q\vec{A}$ et $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - qU$. Une conjugaison complexe laissera l'équation d'onde invariante si l'on change simultanément le signe de la charge électrique q . Cette conjugaison, pour des particules de spin 1/2, est précisée dans l'appendice C.7.



Figure 1.5 - Un exemple d'antiparticule, la réaction $p\bar{p} \rightarrow \Xi^- \bar{\Xi}^+$, $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$.

Première observation d'un $\bar{\Xi}$. CERN, École Polytechnique, Saclay (1962)

Une particule de charge nulle comme le photon peut être sa propre antiparticule, mais ne l'est pas forcément. Par exemple, les neutrons sont différents des antineutrons. Le tableau de la page 18 doit être complété par un tableau symétrique d'**antileptons** et d'**antiquarks**.

	Q			
antileptons	0	$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_\tau$
	1	e^+	μ^+	τ^+
antiquarks	-2/3	\bar{u}	\bar{c}	\bar{t}
	1/3	\bar{d}	\bar{s}	\bar{b}

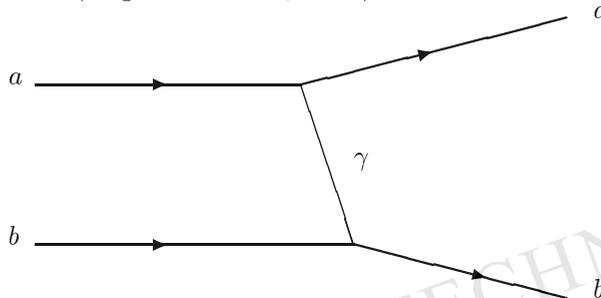
On note l'antiparticule par une barre : \bar{q} l'antiquark, $\bar{\nu}$ l'antineutrino, etc. L'antiélectron e^+ est nommé **positron**.

1.2.2 Interactions fondamentales, quanta des champs

Les particules élémentaires sont soumises à quatre types d'interactions : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, l'interaction forte et la gravitation.

L'expérience, en accord avec la théorie de la relativité, montre qu'il n'y a pas d'interaction à distance instantanée. Les interactions sont propagées par des champs d'interaction. Dans une théorie quantique, on associe à tout champ une particule, le **quantum** de ce champ.

L'interaction la plus simple entre deux particules chargées peut être schématisée par le diagramme suivant (diagramme de Feynman)



Une des particules émet un quantum du champ (le photon, noté γ , dans le cas du champ électromagnétique) qui est absorbé par la seconde particule. Ce quantum transporte une impulsion, ce qui explique la déflexion des particules dans l'interaction. En théorie quantique des champs, les diagrammes de Feynman représentent les termes d'un développement en perturbations (au sens du cours de mécanique quantique) de l'amplitude qui décrit la réaction. Si le "processus élémentaire" d'émission ou d'absorption d'un photon par une particule chargée apparaît n fois dans le diagramme

la probabilité de réaction est proportionnelle à α^n ($\alpha = e^2/\hbar c$ est la constante de structure fine).

Lorsque la masse M du quantum n'est pas nulle, la portée de l'interaction est $l = \hbar/Mc$. Une façon simple sinon rigoureuse de retrouver ce résultat est de considérer que la violation de la conservation de l'énergie $\Delta E = Mc^2$ nécessaire à la création du quantum ne peut durer qu'un temps $\Delta t = \hbar/\Delta E$ d'où une portée inférieure à $c\Delta t = \hbar/Mc$.

L'interaction électromagnétique

Du point de vue théorique comme du point de vue expérimental, c'est l'interaction la plus anciennement et la mieux connue. Les théories classiques et quantiques de l'électromagnétisme ont servi de modèles pour la construction des théories des autres interactions (théories de jauge). L'interaction électromagnétique s'exerce sur toutes les particules chargées : électron, μ , τ , quarks, et leurs antiparticules¹⁷.

Le champ électromagnétique est décrit en physique classique par les équations de Maxwell. La théorie quantique correspondante est l'électrodynamique quantique. Le quantum du champ électromagnétique est **le photon** γ , qui est une particule de masse nulle et de spin 1. C'est l'interaction électromagnétique qui explique la cohésion des édifices atomiques.

L'intensité de l'interaction électromagnétique est caractérisée par une constante sans dimension, la constante de structure fine, $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$.

L'interaction forte

Elle s'exerce sur les quarks et les antiquarks et est analogue (en plus compliqué) à l'interaction électromagnétique. La grandeur qui joue le rôle de la charge électrique est la couleur des quarks (d'où le nom de chromodynamique donné à la théorie). L'interaction forte ne dépend pas de la saveur (nature) des quarks. Les quanta du champ d'interaction forte sont des particules de spin 1 et de masse nulle les **gluons** (il en existe 8 différents). Contrairement aux photons les gluons interagissent entre eux. L'interaction forte explique la liaison des quarks qui constituent le proton et le neutron. La force nucléaire qui lie les protons et les neutrons dans les noyaux est à l'interaction forte entre quarks ce que la liaison chimique est à l'interaction électromagnétique.

À des distances de l'ordre de 10^{-17} m, l'intensité de l'interaction forte est caractérisée par une constante sans dimension $\alpha_S \simeq 0,1$. À des distances de l'ordre de 10^{-15} m (taille du proton), l'interaction entre quarks devient extrêmement intense ce qui cause leur confinement.

¹⁷Une particule neutre peut avoir des interactions électromagnétiques. C'est le cas du neutron qui possède un moment magnétique.

Confinement des quarks, les hadrons

On n'a jamais observé de quark à l'état libre et l'on pense qu'il faudrait pour cela une énergie infinie. On observe seulement des états liés de quarks et d'antiquarks, les **hadrons**¹⁸. Il en existe deux sortes : les **baryons**, de spin demi entier, états liés de trois quarks, comme le proton et le neutron; les **mésons**, de spin entier, états liés d'un quark et d'un antiquark. Les états liés de trois antiquarks sont les **antibaryons**. On dit que les quarks sont confinés à l'intérieur des hadrons.

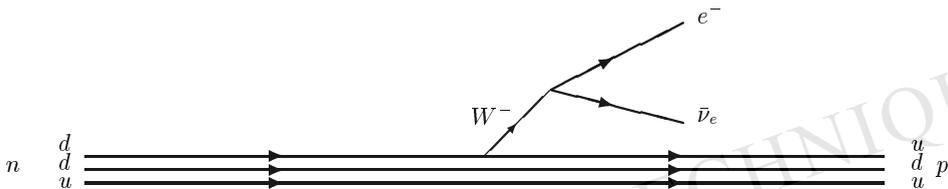
Lorsque des quarks sont créés par des collisions à très haute énergie, ils apparaissent sous forme de "jets" de hadrons émis dans un cône étroit autour de la direction du quark (figures 1.3 et 1.4).

Le seul hadron stable est le proton dont la durée de vie est supérieure à 10^{31} années. Le neutron libre est instable mais est stabilisé dans les noyaux par l'énergie de liaison. Les hadrons les plus importants du point de vue expérimental sont les états fondamentaux des systèmes de trois quarks (spin 1/2) ou d'un quark et d'un antiquark (spin 0) dont la durée de vie est suffisamment longue pour qu'ils puissent être observés dans un détecteur.

Les hadrons interagissent entre eux par des interactions fortes, résidus des interactions entre quarks. À basse énergie ces interactions sont décrites par des **potentiels de Yukawa** : $V(r) = g \frac{e^{-\mu r}}{r}$.

L'interaction faible

Les phénomènes naturels qui font intervenir l'interaction faible sont, à l'échelle nucléaire, des désintégrations (radioactivité β). C'est par exemple la désintégration du neutron $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ que l'on interprète aujourd'hui comme désintégration du quark d : $d \rightarrow ue^- \bar{\nu}_e$. Il s'agit de désintégrations caractérisées par des vies moyennes longues d'où le nom d'interaction faible donné à cette interaction qui est caractérisée par une constante dimensionnée, la constante de Fermi G_F .



Les quanta du champ faible responsables des désintégrations sont les W^\pm , particules de spin 1 très lourdes ($m_W = 80 \text{ GeV}/c^2$). La désintégration du quark d qui provoque celle du neutron s'interprète comme $d \rightarrow u + W^-$, $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$, que l'on peut représenter par le diagramme ci-dessus.

¹⁸On trouvera la liste et les propriétés des hadrons les plus légers dans les tables 5.2 et 5.1.

Malgré son rôle peu important dans les phénomènes courants, il ne faut pas oublier que l'interaction faible est essentielle pour la création d'énergie dans les étoiles¹⁹.

Une propriété importante de l'interaction faible est que, contrairement aux autres interactions, elle ne respecte pas la symétrie droite-gauche. On appelle **hélicité** d'une particule la projection de son spin sur la direction de son impulsion : $\lambda = \vec{p} \cdot \vec{S} / |\vec{p}|$. On peut l'imaginer comme un mouvement de rotation autour de cette direction ce qui entraîne que l'image dans un miroir d'une particule d'hélicité positive est une particule d'hélicité négative. L'interaction faible est différente pour des hélicités différentes. Il en résulte que l'image dans un miroir d'une réaction possible par interaction faible n'est pas toujours une réaction possible. On dit que l'interaction faible ne conserve pas la **parité**.

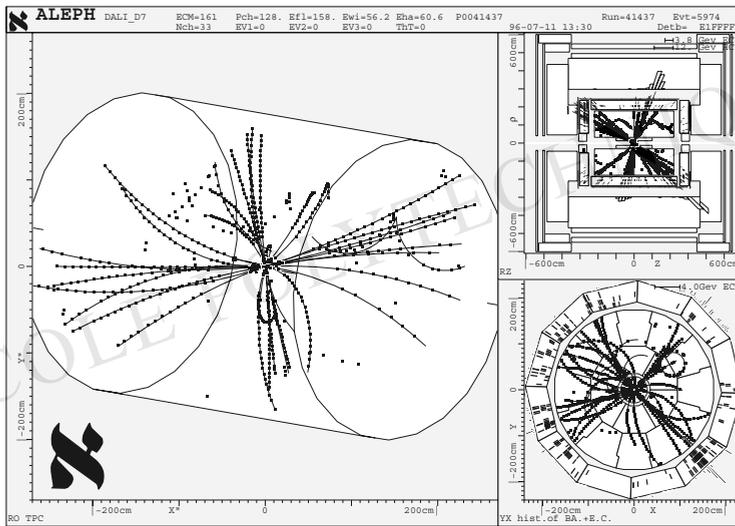


Figure 1.6 - La réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, suivie de la désintégration de chacun des W en une paire quark-antiquark. La production se faisant au seuil de la réaction, les deux W sont au repos dans le laboratoire et les deux jets de hadrons provenant de la désintégration de l'un d'eux sont émis dans des directions opposées (Expérience ALEPH, CERN).

L'interaction faible, contrairement aux autres interactions, ne respecte pas non plus la symétrie entre particules et antiparticules. On dit qu'elle ne conserve pas la **conjugaison de charge**.

Lorsque l'énergie des réactions est supérieure à la masse du W les propriétés de l'interaction faible deviennent analogues à celles de l'interaction électromagnétique. Il existe une théorie unifiée des interactions faibles et électromagnétiques qui a introduit un troisième quantum, le Z^0 dont la masse²⁰ est $m_Z = 91 \text{ GeV}/c^2$. Le Z^0 est une

¹⁹J.L. Basdevant et M. Spiro, *Énergie nucléaire*, École Polytechnique 1999.

²⁰La masse du Z est beaucoup mieux connue expérimentalement que celle du W : $m_Z = (91, 1876 \pm 0, 0021) \text{ GeV}/c^2$ et $m_W = (80, 425 \pm 0, 038) \text{ GeV}/c^2$.

sorte de photon très lourd. Son existence apporte des modifications, généralement très faibles mais caractérisées par la violation de la parité, dans tous les phénomènes électromagnétiques γ -compris en physique atomique où ces effets ont été observés. Le rôle du Z^0 est essentiel dans les interactions des neutrinos.

La Gravitation

Cette interaction qui est essentielle à l'échelle macroscopique est complètement négligeable aux échelles atomique, nucléaire et subnucléaire.

Elle est caractérisé par une constante dimensionnée $G_N = 6,673 \cdot 10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2} = 6,707 \cdot 10^{-39} \hbar c (\text{GeV}/c^2)^{-2}$, la constante de Newton. Pour illustrer la comparaison de la gravitation à l'électromagnétisme, on peut calculer le rayon de Bohr d'un atome d'hydrogène dont la cohésion serait assurée par l'interaction gravitationnelle. C'est $r = \frac{\hbar^2}{G_N m_p m_e^2} = 1,16 \cdot 10^{29} \text{m} \simeq 380000 \text{ megaparsec}$, à comparer à 0,5 angström.

Lois de conservation

Toutes les interactions conservent **l'énergie, l'impulsion, le moment cinétique et la charge électrique**.

Elles conservent aussi le nombre de quarks ou, plus exactement, la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'antiquarks; c'est l'interprétation, dans le cadre du modèle des quarks de la conservation du **nombre baryonique** qui a d'abord été introduit empiriquement. On le définit par $N_B = (N_q - N_{\bar{q}})/3$ qui est donc conservé.

De même les **nombre leptoniques** N_e, N_μ et N_τ : $N_e = N_{e^-} + N_{\nu_e} - N_{e^+} - N_{\bar{\nu}_e}$, $N_\mu = N_{\mu^-} + N_{\nu_\mu} - N_{\mu^+} - N_{\bar{\nu}_\mu}$, $N_\tau = N_{\tau^-} + N_{\nu_\tau} - N_{\tau^+} - N_{\bar{\nu}_\tau}$ sont conservés par toutes les interactions²¹.

À l'exception des interactions faibles, toutes les interactions conservent aussi le nombre de quarks ($N_q - N_{\bar{q}}$) de chaque espèce (u,d,s,c,b,t). Pour des raisons historiques on définit **l'étrangeté** $N_{\bar{s}} - N_s$, le **charme** $N_c - N_{\bar{c}}$ et la **beauté** $N_{\bar{b}} - N_b$ qui sont conservés dans les interactions fortes et électromagnétiques²².

Les tableaux suivants résument les interactions auxquelles sont soumises les différentes particules élémentaires et les lois de conservation que vérifient les interactions.

Particules	I. forte	I. E.-M.	I. faible
$e \mu \tau$	non	oui	oui
neutrinos	non	non	oui
quarks	oui	oui	oui

²¹ À l'exception du phénomène d'oscillation des neutrinos (cf. chapitre 8).

²² Par un jeu de mots difficile à traduire, le nombre de quarks t est parfois appelé **vérité** : b = bottom = beauty, t = top = truth.

Nombre Quantique conservé	I. forte	I. E.-M.	I. faible
Nombre Baryonique	oui	oui	oui
Nombres Leptoniques	oui	oui	oui
Saveurs (étrangereté, charme ...)	oui	oui	non
Parité	oui	oui	non
Conjugaison de charge	oui	oui	non

Chaque loi de conservation peut être associée à l'invariance dans une famille de transformations à qui l'on donne le nom générique de **symétries**.

1.3 Production et détection des particules

1.3.1 Les accélérateurs

La limite des détails que l'on peut distinguer avec un microscope est définie par la longueur d'onde de la lumière utilisée. La même limitation existe quand on étudie les phénomènes subnucléaires à l'aide de collisions de particules. C'est la longueur d'onde de de Broglie $\lambda = h/p$ des projectiles qui limite la dimension des structures observables. Pour cette raison, l'étude de la matière à de très courtes distances nécessite l'utilisation de faisceaux de particules de très haute énergie.

Machine	Faisceaux	Site	Date	Énergie GeV	Lum. $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Circonférence km
Tevatron	$p \bar{p}$	Batavia USA	1987	1000 + 1000	$2 \cdot 10^{32}$	6,3
LEP	$e^+ e^-$	CERN Suisse	1989	100 + 100	$5 \cdot 10^{31}$	27
HERA	$e^- p$	Hambourg Allemagne	1992	30 + 820 $e^- p$	$1,4 \cdot 10^{31}$	6,3

Pour réaliser ces faisceaux, il faut accélérer les particules chargées en les soumettant à des champs électriques. Dans un accélérateur linéaire la particule suit une trajectoire rectiligne et passe une seule fois dans chaque région d'accélération. Dans un accélérateur circulaire la trajectoire est courbée par un champ magnétique vertical et passe, à chaque tour, dans une ou plusieurs régions d'accélération. Une des limitations des accélérateurs circulaires est le rayonnement électromagnétique des particules accélérées (rayonnement synchrotron, voir I.R. page 103). La perte d'énergie à chaque tour est proportionnelle à $\frac{1}{R} \left(\frac{E}{m}\right)^4$ où R est le rayon de l'accélérateur, E l'énergie de la particule et m sa masse. Pour limiter ces pertes le rayon d'un accélérateur d'électrons doit être très grand (5 km pour 100 GeV).

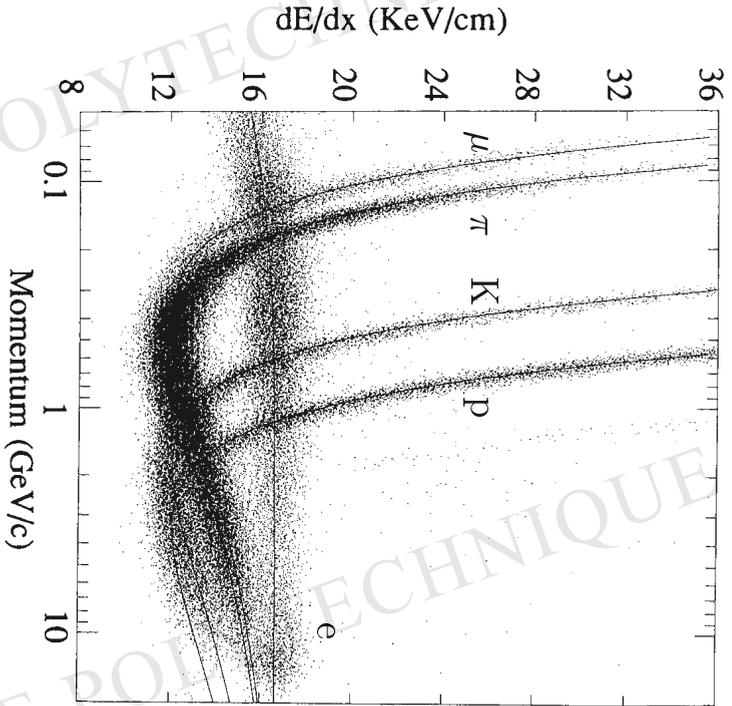


Figure 1.7 - Perte d'énergie par unité de longueur de particules chargées dans un mélange argon-méthane (Expérience TPC/2 γ au SLAC).

Les courbes représentent les valeurs attendues pour les électrons (ligne horizontale), les μ , les π , les K et les protons. D'après H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1263.

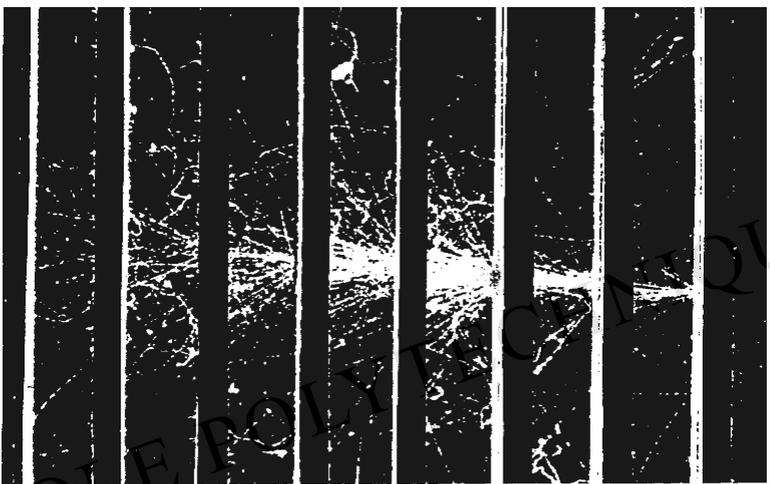


Figure 1.8 - Gerbe créée par un électron qui traverse une série de plaques de plomb. Il s'agit de la détection de rayons cosmiques dans une chambre de Wilson. Le même principe est utilisé, dans les détecteurs modernes, pour la mesure des électrons et des photons (d'après B. Rossi, High Energy Particles, 1952).

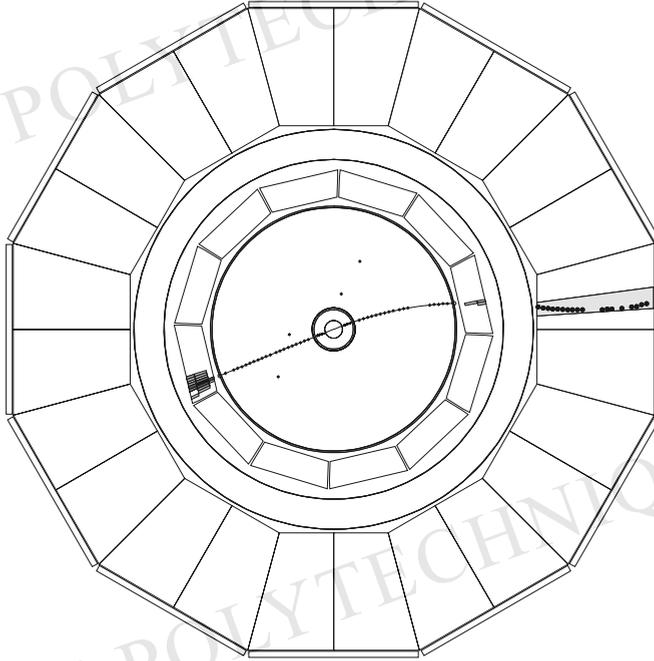


Figure 1.9 - La réaction $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ suivie des désintégrations $\tau^+ \rightarrow \mu^+\bar{\nu}_\tau\nu_\mu$ et $\tau^- \rightarrow e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$. L'observation de tels événements $e^-\mu^+$ qui apparemment ne conservent pas les nombres leptoniques a permis de mettre en évidence le lepton τ en 1975. Le μ (à droite) traverse, sans interagir, plusieurs mètres de plomb et de fer alors que l'électron (à gauche) dépose toute son énergie sous forme de gerbe dans un empilement de plaques de plomb et de détecteurs (expérience ALEPH, CERN).

On distingue deux types d'expériences de collisions :

- Les collisions d'un faisceau avec une cible fixe ; l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction est alors $\sqrt{2mc^2E}$ où m est la masse de la particule cible et E l'énergie d'une particule du faisceau.

- Les collisions de deux faisceaux d'impulsions opposées. L'énergie disponible est alors $2E$.

Il est clair que le deuxième type d'expérience permet d'accéder plus facilement aux très hautes énergies. Pour cette raison, les collisionneurs, machines où deux faisceaux entrent en collision ont tendance à supplanter les simples accélérateurs.

On a réalisé des collisionneurs proton-proton, proton-antiproton, électron-positron et électron-proton. Nous donnons ci-dessus les paramètres des machines les plus puissantes, actuellement en service, pour permettre d'apprécier la dimension des outils de la physique des particules contemporaine.

La fréquence d'une réaction est caractérisée par sa section efficace σ (chapitre 6). Les performances d'un collisionneur sont caractérisées par sa luminosité \mathcal{L} , telle que, pour une section efficace σ , le nombre de réactions par seconde soit $\mathcal{L}\sigma$. C'est une fonction du nombre de particules contenues dans le faisceau et de la taille de celui-ci au point de collision (exercice C.1).

1.3.2 Les principes de la détection des particules

Un détecteur moderne d'usage général, conçu pour l'étude des interactions à très haute énergie, comme celui qui est représenté sur les figures 1.4, 1.6 et 1.9, est organisé en un ensemble de sous-détecteurs concentriques qui, partant du point d'interaction et allant vers l'extérieur, mesurent successivement les particules chargées, les photons, les hadrons neutres.

Les particules chargées

Une particule de masse m , d'impulsion p et de vie moyenne τ parcourt avant de se désintégrer une distance $l = \frac{pc}{mc^2} c\tau$. On ne peut donc détecter directement que les particules stables (proton, antiproton, électron et positron) et les particules instables ayant un $c\tau$ suffisamment grand. Ce sont le lepton μ ($c\tau = 6.6 \cdot 10^4$ cm), les mésons π , états liés de quarks et antiquarks u et d , ($c\tau = 780$ cm) et les mésons \mathbf{K} , états liés contenant un quark (ou un antiquark) s et un antiquark (ou un quark) de la première colonne, ($c\tau = 371$ cm). Les autres particules chargées sont observées par la détection de leurs produits de désintégration.

Toutes les méthodes de détection sont basées sur l'excitation et/ou l'ionisation des atomes par le passage de la particule chargée. Les performances du détecteur varient considérablement avec la technique d'observation de cette ionisation.

Type de Détecteur	Précision spatiale	Résolution en temps	Temps mort
Chambre à bulles	10 à 150 μm	1 ms	> 50ms
Chambre à fils	> 300 μm	50 ns	200 ns
Scintillateur	—	150 ps	10 ns

Nous donnons ci-dessus les caractéristiques de trois détecteurs typiques : La chambre à bulles, où l'élévation locale de température, due à l'ionisation, est à l'origine de bulles dans un liquide en état métastable. La chambre à fils, où la charge électrique d'ionisation est amplifiée au moyen de la création d'une avalanche d'électrons dans le champ qui entoure un fil de faible diamètre porté à une haute tension. Le scintillateur, où l'on détecte la lumière de désexcitation des atomes.

La mesure de la courbure de la trajectoire d'une particule dans un champ

magnétique permet de déterminer son impulsion (voir I.R. paragraphe 6.2.1).

L'identification des particules utilise les interactions avec la matière. Quelques exemples en sont donnés dans les figures 1.7, 1.8 et 1.9. Un lepton μ qui n'a pas d'interaction forte peut traverser sans interagir plusieurs mètres de fer alors qu'un hadron interagira. Un électron perd rapidement son énergie en rayonnant dans le champ électrique des noyaux. Les photons rayonnés se matérialisent sous forme de paires e^+e^- dont les électrons rayonnent à leur tour, créant ainsi une "gerbe" caractéristique comme celle de la figure 1.8.

D'autres méthodes d'identification plus fines sont basées sur la mesure de grandeurs qui dépendent de la vitesse et non de l'impulsion, par exemple la perte d'énergie dans un milieu (figure 1.7), l'effet Cerenkov (émission de lumière par une excitation collective des atomes du milieu traversé lorsque la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de groupe de la lumière dans le milieu : $v > c/n$) ou encore le temps de vol pour les faibles vitesses.

Les particules neutres

Les neutrinos sont très difficilement détectables. Ils apparaissent en général comme une impulsion manquante dans le bilan d'impulsion d'une réaction. Dans des expériences spécialisées on observe leurs interactions mais avec une efficacité extrêmement faible (les ordres de grandeur sont donnés au chapitre 6).

Les techniques d'observation des photons dépendent beaucoup de leur énergie. À très haute énergie, les photons se matérialisent en une paire e^-e^+ dans le champ électrique des noyaux et créent une "gerbe" analogue à celle d'un électron. La mesure de la densité de cette gerbe permet de déterminer leur énergie.

Le méson π^0 se désintègre en deux photons ; leur mesure permet de reconstruire l'impulsion du π^0 . Les autres hadrons neutres sont détectés par leurs désintégrations (Λ , K) ou leurs interactions (neutron, antineutron).