

L'expérience ATLAS et le Modèle Standard

Nadir DACI

Atelier de physique subatomique

Contents

1	Introduction	3
2	Modèle Standard : découvertes et prédictions	5
2.1	Description du modèle standard	5
2.2	La QED et l'unification électrofaible	7
2.3	L'interaction forte	10
3	Le "Large Hadron Collider"	14
3.1	Le LHC et ses quatre expériences	14
3.2	La recherche du boson de Higgs	16
3.3	La SuperSymétrie	18
4	Le détecteur ATLAS	20
4.1	Structure du détecteur	20
4.2	Des signaux bruts à la reconstruction des évènements	22
4.3	Montage et calibration du détecteur	23
5	Conclusion	24

1 Introduction

Depuis le milieu du XX^{ème} siècle, la structure de la matière au niveau fondamental, ses constituants élémentaires et ses interactions sont décrits au sein du “Modèle Standard de la physique des particules”. Il est basé à la fois sur la mécanique quantique, qui régit le monde des petites échelles et donc des grandes énergies, et sur la relativité restreinte, description adaptée aux grandes vitesses. Accompagnées des principes d’invariance de jauge et de symétries, elles sont à la base de la théorie quantique des champs, qui sert de socle pour la description des interactions fondamentales : l’électromagnétisme, l’interaction faible, et l’interaction forte, à l’aide d’un unique lagrangien.

Un des plus grands succès en physique théorique fut la construction de l’électrodynamique quantique, dans les années 40 : théorie de jauge à portée infinie, elle est décrite par l’échange d’un boson non massif, le photon. Lorsque par la suite, des physiciens tentèrent de décrire l’interaction faible par une théorie de jauge, ils se heurtèrent à une difficulté : cette interaction est à courte portée, elle nécessite donc des bosons massifs, ce qui est incompatible avec la construction d’une théorie d’invariance de jauge.

A la fin des années 60, Brout, Englert et Higgs proposèrent un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, qui permet aux bosons de jauge de l’interaction faible d’acquérir une masse par couplage avec un nouveau boson, le boson de Higgs. C’est ce qui a permis l’unification électrofaible, effectuée par Glashow, Salam et Weinberg. Le mécanisme de Higgs décrit donc l’origine de la masse des bosons W et Z, mais aussi celle de toutes les autres particules du Modèle Standard. Celles-ci se répartissent en 3 générations de fermions, constituant la matière, et 4 types de bosons, porteurs des interactions fondamentales (voir figure 1).

Le modèle électrofaible, qui prédit l’existence des bosons W et Z et l’interaction faible par courant neutre, a été par la suite confirmé expérimentalement par deux expériences du CERN : l’expérience Gargamelle a découvert en 1973 les courants neutres faibles, et les bosons W et Z ont été découverts au SPS en 1983. Dans l’ensemble, les prédictions du Modèle Standard ont reçu d’excellentes confirmations expérimentales. Cependant, le boson de Higgs n’a toujours pas été découvert, bien que des indices aient été vus dans les collisions du LEP, qui a fourni un intervalle où doit se trouver sa masse avec une bonne probabilité : de 114 GeV à 185 GeV. Le Modèle Standard fournit une valeur maximale théorique de 1 TeV et de récentes études menées au TeVatron ont exclu l’intervalle de 160 GeV à 170 GeV (voir figure 11).

D’autre part, de nombreuses zones d’ombre subsistent : le Modèle Standard comporte 29 paramètres libres, n’explique pas le nombre de générations de fermions, ni la quantification de la charge électrique et n’inclut pas l’interaction gravitationnelle. Les interactions fondamentales ne sont pas unifiées, bien que leurs con-

stantes de couplage soient proches à haute énergie. La nature de la matière noire et de l'énergie noire, introduites en cosmologie, reste à ce jour un mystère, tout comme l'asymétrie matière-antimatière.

C'est pourquoi la recherche du boson de Higgs et d'une nouvelle physique à l'échelle du TeV, auprès du "Large Hadron Collider", représente un tournant dans la physique fondamentale. Le LHC accélérera des paquets d'environ 10^{11} protons à une énergie de 7 TeV, qui se croiseront tous les 25 ns au sein des détecteurs ATLAS, CMS, LHCb et ALICE. La plupart du temps, les protons n'interagiront quasiment pas et subiront des diffusions élastiques. Cependant, des systèmes de déclenchement propres à chacune des quatre expériences sélectionneront des collisions intéressantes : une cinquantaine par seconde pour ATLAS.

Parmi ces quatre expériences, ATLAS a été conçu pour la recherche du boson de Higgs, pour mesurer avec précision les masses des bosons W et du quark top, ainsi que l'étude de la violation de CP et la recherche de particules super-symétriques. Ces mesures de précision constitueront des tests importants du Modèle Standard, et l'éventuelle découverte du boson de Higgs permettrait de confirmer l'existence de la clé de voûte de ce modèle. L'étude de la violation de CP pourrait apporter une réponse à la question de l'asymétrie matière-antimatière. La SuperSymétrie est une théorie qui pourrait aider à résoudre les problèmes du Modèle Standard si elle était vérifiée expérimentalement : elle apporte une solution au problème de hiérarchie en annulant la divergence de la masse du boson de Higgs à haute énergie ; elle permet aux constantes de couplage des quatre interactions d'atteindre une valeur commune à une certaine échelle d'énergie, ce qui est nécessaire pour construire une "Théorie de Grande Unification" (avec les trois premières constantes de couplage) et combinée à la théorie des cordes, elle permettrait de décrire la gravité au sein d'une théorie regroupant mécanique quantique et relativité générale.

De manière générale, toutes les études expérimentales menées ces dernières années, ainsi que de nombreux arguments et nécessités théoriques, indiquent que l'échelle d'énergie du TeV prévue au LHC devrait permettre des découvertes d'envergure.

ATLAS, énorme détecteur cylindrique de 46 mètres de longueur, 25 mètres de hauteur, pesant 7000 tonnes, a été assemblé au cours des dernières années, à partir des pièces produites par les 164 laboratoires participant à cette collaboration mondiale regroupant 2000 physiciens. ATLAS est constitué de couches concentriques : la combinaison des informations de chaque sous-détecteur permet d'identifier les particules produites lors d'une collision.

Depuis la fin récente de cet assemblage, une phase de tests utilisant les rayons cosmiques a commencé. L'étude de la réponse des sous-détecteurs, ou du détecteur entier, aux passages de rayons cosmiques, permet de vérifier et de comprendre le comportement d'ATLAS, et de développer et tester en conditions réelles des outils

de contrôle. Le LHC a fonctionné en septembre 2008, fournissant des faisceaux qui ont été utilisés dans les expériences à des fins de calibration. Cependant, une fuite d'hélium a retardé le lancement des premières collisions ; les réparations sont en cours d'achèvement et la date officielle de redémarrage du LHC est fin novembre 2009.

Je présenterai dans ce manuscrit les pièces constitutives du Modèle Standard et les moyens mis en oeuvre, notamment via l'expérience ATLAS, pour le tester et tenter de le dépasser en découvrant les éventuels éléments d'une nouvelle physique.

2 Modèle Standard : découvertes et prédictions

2.1 Description du modèle standard

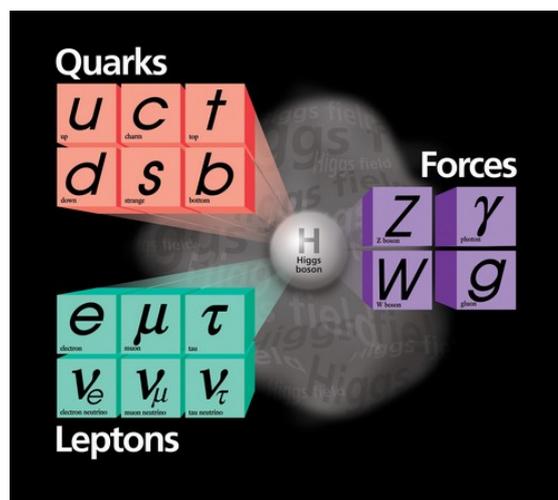


Figure 1: Les constituants élémentaires du modèle standard : à gauche les 12 fermions, répartis en 3 générations ; à droite, les 4 types de bosons de jauge.

Le modèle standard décrit la structure de la matière à des échelles de longueur inférieures au femtomètre (10^{-15}m) et les interactions entre constituants élémentaires : l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Les noms des types de particules de matière réfèrent à leur masse : les plus légères sont nommés "leptons", puis viennent les "mésons" et enfin les plus lourdes, les "baryons".

Plus précisément, les leptons sont des particules qui ne ressentent pas l'interaction forte, tandis que les mésons et baryons la ressentent : ils forment le groupe des "hadrons". Par la suite, les hadrons ont été décrits par l'association de quarks : un

méson est l'association d'un quark et d'un antiquark ; un baryon est l'association de trois quarks. Le modèle des quarks permet donc de décrire toute les particules "élémentaires" au moyen d'objets "encore plus élémentaires" : les six quarks connus à ce jour.

Les quarks se répartissent en 3 couples : up/down, charm/strange, up/bottom. Les leptons également se répartissent en trois couples : électron/neutrino électronique, muon/neutrino muonique, tau/neutrino tauique. Ainsi, toute la matière connue à ce jour est décrite par le modèle standard au moyen de trois générations de "fermions", c'est-à-dire d'objets de spin demi-entier, obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Ils respectent donc un principe d'exclusion, le *principe de Pauli* : deux fermions identiques ne peuvent être dans le même état quantique.

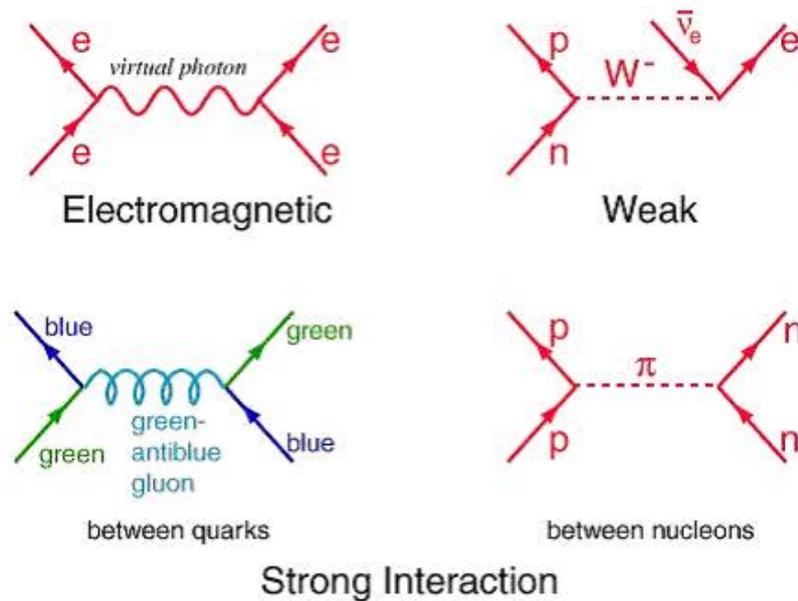


Figure 2: Interactions entre particules élémentaires par échange de bosons virtuels.

D'autre part, les interactions sont décrites par l'échange de particules virtuelles, des "bosons de jauge" : "bosons" car ils ont un spin entier, et obéissent donc à la statistique de Bose-Einstein (pas de principe d'exclusion dans ce cas) ; "de jauge" car ils sont à la base d'une théorie de jauge : le photon est le boson de jauge de l'électrodynamique quantique, les bosons W et Z ceux de l'interaction faible, et les huit gluons sont ceux de la chromodynamique quantique, qui décrit l'interaction forte.

Ainsi, douze fermions suffisent à décrire toute la matière connue, et toutes leurs interactions sont décrites par l'échange d'un des douze bosons de jauge.

2.2 La QED et l'unification électrofaible

Les équations de Klein-Gordon et de Dirac représentent des tentatives de construire une mécanique quantique relativiste.

L'équation de Klein-Gordon (1926) est une version relativiste de l'équation de Schrödinger qui décrit les particules de spin nul. En combinant l'équation donnant l'énergie d'une particule massive $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ et les règles de quantification issues de la mécanique quantique concernant E et p , on obtient l'équation de Klein-Gordon :

$$(\partial^\mu \partial_\mu + m^2)\psi$$

Cependant les solutions de cette équation présentent des difficultés d'interprétation, notamment la construction d'une densité de probabilité, qui n'est alors pas positive partout. Lorsqu'on remonte à la source de ce problème, on constate que sa cause est la présence d'une dérivée seconde par rapport au temps dans l'équation.

Lorsque Dirac comprend l'origine de ces difficultés d'interprétation, il se met à chercher une équation linéaire en énergie, donc du premier ordre en dérivée par rapport au temps. Cependant l'énergie étant la racine carrée de deux termes au carré, la difficulté centrale était celle de donner du sens à la racine carrée d'un opérateur. Dirac invente alors le concept de spineur, objet à quatre composantes solution de son équation :

$$(\bar{p} - m)\psi = 0$$

(écriture utilisant la notation de Feynman : $\bar{p} = p^\mu \gamma_\mu$).

Les deux premières composantes d'un spineur décrivent une particule de spin demi-entier, et les deux suivantes semblent décrire une particule de charge opposée et d'énergie négative, que Dirac interprète comme étant une "antiparticule". En 1932, Andersen découvre le positron, antiparticule de l'électron, ce qui confirme l'hypothèse de Dirac de l'existence des antiparticules.

Cependant cette "mécanique quantique relativiste", si elle résoud le problème de la densité de probabilité que l'équation de Klein-Gordon posait, comporte encore des incohérences, comme le paradoxe de Klein.

Au cours des années 30, des avancées permettent la construction de la première "théorie quantique des champs", l'électrodynamique quantique : c'est une théorie de jauge, basée sur le groupe de symétrie $U(1)$, dans laquelle le champ électromagnétique est quantifié ; c'est la "seconde quantification". Cette théorie est à la fois quantique et relativiste, et décrit l'interaction électromagnétique par l'échange de photons virtuels.

Grâce aux "diagrammes de Feynman", les sections efficaces de tous les processus possibles sont aisément calculables. Cependant, les contributions dues aux

échanges de plusieurs photons mènent à des probabilités infinies. Ce problème est résolu dans les années 40 par la procédure de “renormalisation”.

Puis, les physiciens tentent de décrire les interactions faible et forte par une théorie de jauge. Dans les années 50, ils se heurtent au problème de la portée de l’interaction faible, de l’ordre du millièème de femtomètre (10^{-18}m) : la mécanique quantique (via l’inégalité d’Heisenberg) implique un lien entre la portée d’une interaction et la masse de son/ses boson(s) de jauge : plus la portée est faible et plus la masse du boson est grande. L’électromagnétisme, interaction à portée infinie, possède un boson de jauge de masse nulle, le photon ; l’interaction faible, à courte portée, nécessite des bosons de jauge massifs. Cependant, dans une théorie de jauge, les bosons médiateurs de l’interaction décrite ne peuvent être massifs, ce qui signifie qu’à priori, aucune théorie de jauge ne peut décrire une interaction à courte portée.

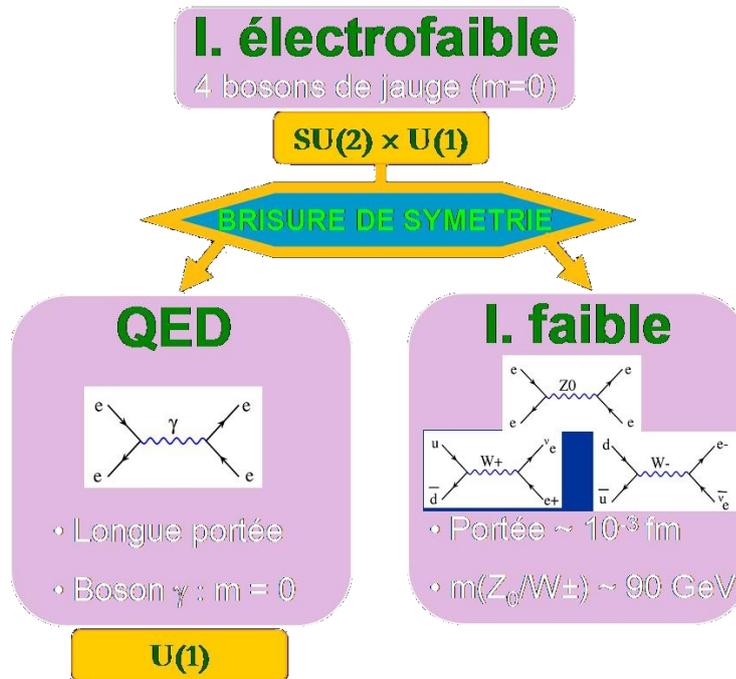


Figure 3: Mécanisme de Higgs (très) simplifié

En 1964, un mécanisme est proposé indépendamment par Brout et Englert d’une part, et Higgs d’autre part : il rend compte d’une brisure spontanée de symétrie au sein d’une théorie de jauge : ses bosons deviennent massifs en interagissant avec un champ scalaire, le champ de Higgs, porté par une nouvelle particule, le boson de Higgs. Ce mécanisme sert à unifier les interactions faible et électromagnétique : à haute énergie, leurs constantes de couplage deviennent com-

parables, et elles sont alors descriptibles au moyen d'une théorie de jauge commune basée sur 4 bosons de jauge non massifs et le groupe de symétrie $U(1) \times SU(2)$, c'est le modèle électrofaible. A des échelles d'énergie plus faibles, une brisure spontanée de symétrie intervient selon le mécanisme de Higgs : des 4 bosons de jauge non massifs initiaux émergent un boson de jauge non massif, le photon, et trois bosons de jauge massifs, les W^\pm et Z^0 . Cette unification a été effectuée en 1967 par Glashow, Salam et Weinberg, ce qui leur valut la décernation d'un prix Nobel en 1979.

Le mécanisme de Higgs apporte même plus au modèle standard : il explique non seulement la masse des bosons W et Z, mais aussi les masses de tous les fermions : ceux-ci acquièrent leur masse par interaction avec le champ de Higgs.

Ce modèle reçut une première confirmation expérimentale en 1973 dans l'expérience Gargamelle, une chambre à bulles construite au CERN. Elle mit en évidence l'existence de l'interaction faible par courant neutre, au cours de laquelle un lepton interagissant avec un autre objet conserve sa charge. Ceci confirma en partie le modèle électrofaible, puisque le courant neutre faible y était prédit par l'échange d'un boson Z.

En 1981, l'accélérateur SPS du CERN, utilisé pour des expériences sur cible fixe, fut transformé en collisionneur proton-antiproton, le $Spp\bar{p}S$, afin de rendre possible la recherche des bosons W et Z. En effet, étant des particules lourdes (de 80 à 90 GeV), leur découverte nécessitait une énergie disponible dans le centre de masse importante. Le $Spp\bar{p}S$ fournissant une énergie de l'ordre de 600 GeV, la production des bosons W et Z était alors possible ; ils furent découverts en 1983 dans les expériences UA1 et UA2.

Ces expériences ont observé, pour l'année 1983, une douzaine de désintégrations de Z et une centaine de désintégration de W. Avec la mise en service du LEP en 1989, ce sont plusieurs millions de bosons W et Z qui sont produits pendant 6 ans. Les quatre expériences construites auprès du LEP ont mesuré avec une précision extrême les propriétés de ces bosons : masse, largeur, temps de vie, modes de désintégration. Des effets fins comme le passage du TGV ou les forces de marées ont même été pris en compte. Ainsi, la masse du boson Z a été mesurée : $M_Z = 91,1875 \pm 0,0021$ GeV, soit une précision relative de 0.02 pour mille.

Une des conséquences de cette découverte, hormis la confirmation du modèle électrofaible, est l'estimation de la masse du quark top avant sa découverte effective : en effet, dans l'étude des désintégrations du boson Z, la contribution du quark top doit être prise en compte pour comparer les prédictions théoriques aux mesures effectuées. Une autre conséquence est le calcul du nombre de familles de neutrinos : plus une particule possède de modes de désintégrations, plus son temps de vie est court et donc sa largeur naturelle grande. En effet, l'inégalité d'Heisenberg implique qu'alors, l'indétermination sur la valeur de la masse du boson Z augmente.

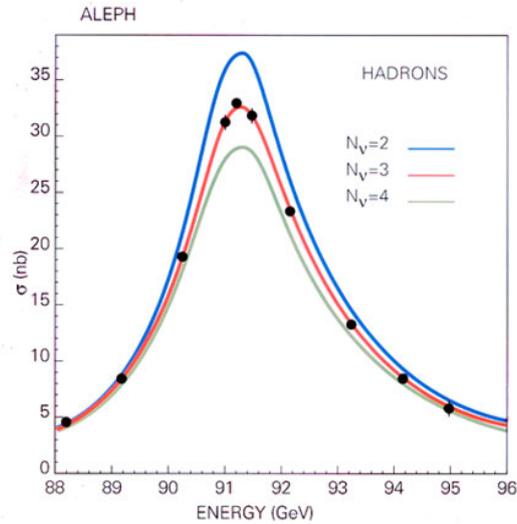


Figure 4: Section efficace de la désintégration du boson Z en fonction de sa masse.

La figure 4 montre trois courbes représentant la section efficace de désintégration du Z en fonction de sa masse, chaque courbe correspondant à un certain nombre de types de neutrinos. Cette étude, menée sur les quatre expériences du LEP, montre qu'il n'existe que trois familles de neutrinos légers.

2.3 L'interaction forte

Lorsque Rutherford effectue son expérience fameuse de la diffusion de particules α sur une feuille d'or en 1909, il découvre qu'un atome est composé d'un noyau chargé positivement, et d'un nuage d'électrons chargés négativement, ce qui assure la neutralité de l'atome. Il appelle proton le noyau de l'atome d'hydrogène et énonce que tout noyau est composé d'un certain nombre de protons. Cependant les noyaux d'Hélium, possédant la charge $2e$, ont pourtant une masse égale à quatre fois celle du proton. Après la découverte par Chadwick en 1932 du neutron, sous la forme d'un rayonnement très pénétrant, il devient clair que le noyau de l'atome était composé de deux types de nucléons, le proton et le neutron, ce qui expliquait cet excès de masse : le noyau d'Hélium est composé de deux protons, deux neutrons et deux électrons.

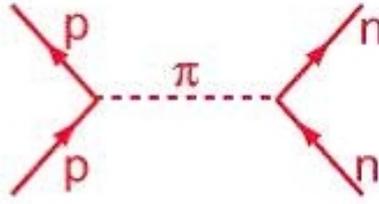


Figure 5: Interaction entre un proton et un neutron via l'échange d'un méson π

Cependant se posa alors la question de la stabilité d'une telle structure. Le noyau possédant des protons qui se repoussent par interaction électromagnétique, il fallait donc introduire une nouvelle interaction liant les nucléons entre eux : l'interaction nucléaire. En 1935, Yukawa décrit cette interaction par l'échange d'un quantum d'interaction, le méson π , en prédisant sa masse aux alentours de 100 MeV, rendant compte de la courte portée de cette interaction (de l'ordre du femtomètre). En fait, il existait plusieurs mésons π : les π^\pm furent découverts en 1947 par Powell dans le rayonnement cosmique, au moyen de ballons envoyés à très hautes altitudes. Le méson π^0 fut découvert quant à lui en 1950 au cyclotron de Berkeley.

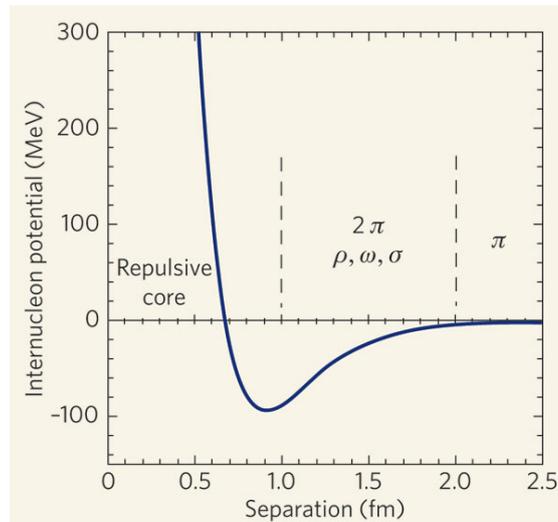


Figure 6: Potentiel de Yukawa en fonction de la distance

De plus Yukawa définit un potentiel pour sa théorie de l'interaction nucléaire, en le dérivant de l'équation de Klein-Gordon représenté sur la figure 6 :

$$V(r) = -g^2 \frac{e^{-mr}}{r}$$

Cependant, la découverte d'une structure électromagnétique complexe des nucléons menèrent alors à un modèle plus en profondeur. La valeur mesurée du moment magnétique du proton dépassait d'un facteur trois la valeur obtenue via l'équation de Dirac ; de plus, contre toute attente, le neutron possédait un moment magnétique non-nul, égal à environ deux tiers de celui du proton. Les premières expériences de diffusion élastique d'électrons sur des nucléons révélèrent alors une distribution de charge non régulière, suggérant que les nucléons étaient composés de particules "encore plus" élémentaires. D'autre part, la diffusion de mésons π sur des nucléons montra l'existence de résonances, correspondant à des états excités du nucléon.

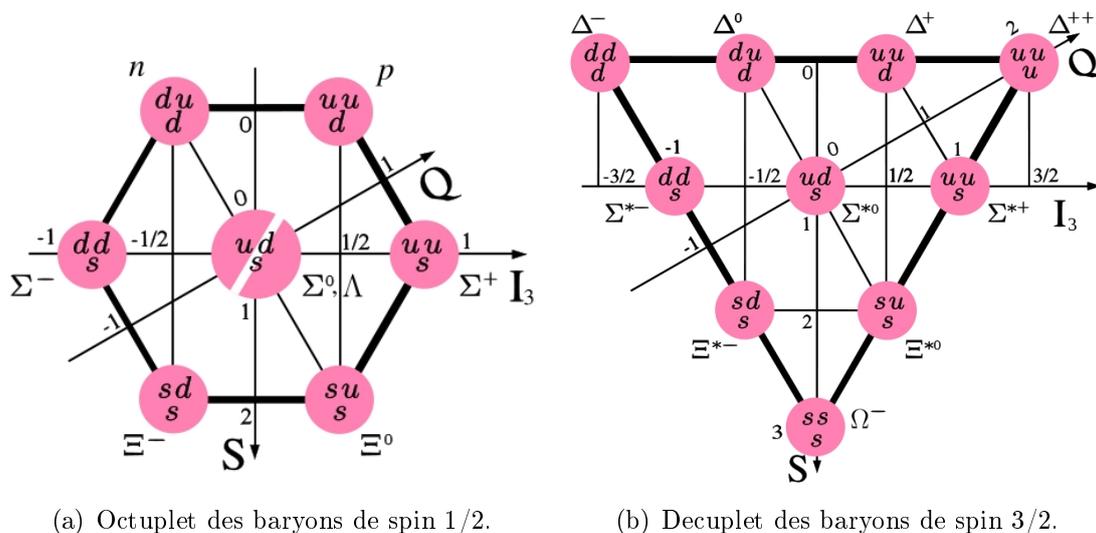


Figure 7: Deux exemples de classement de particules selon le modèle de Gell-Mann.

Ces phénomènes trouvèrent une description grâce au "modèle des quarks" de Gell-Mann et Zweig. Ceux-ci classaient les centaines de hadrons découverts dans les années 50 et 60 en tableaux résumant leurs propriétés (voir les exemples des figures 7(a) et 7(b)). La réussite de ce classement n'était d'après eux que le reflet de l'existence de particules effectivement "élémentaires" : les "quarks". Ce modèle suffisait alors à décrire tous les hadrons connus à l'aide de trois quarks de spin 1/2, tout en introduisant un nouveau nombre quantique, le "nombre d'étrangeté", pour rendre compte des particules dites "étranges" :

- "up" de charge électrique $+2/3$;
- "down" de charge $-1/3$;
- "strange" de charge $-1/3$ et possédant un nombre d'étrangeté égal à -1 .

Dans ce modèle, les baryons sont composés de trois quarks, et les mésons d'un quark et d'un antiquark. A ces trois quarks initiaux sont venus s'ajouter trois nouveaux quarks au cours des décennies suivantes, chacun portant un nouveau nombre quantique, une "saveur", qui lui est propre. L'interaction entre quarks est décrite au sein d'une théorie de jauge, la chromodynamique quantique, basée sur le groupe de symétrie $SU(3)$: deux quarks interagissent en échangeant un des huit bosons de jauge de cette théorie, les gluons. Dans cette théorie, les quarks forment trois doublets : (u,d), (c,s) et (t,b), tout comme les leptons forment trois doublets lepton/neutrino : (e^-, ν_e) , (μ^-, ν_μ) et (τ^-, ν_τ) .

La notion-clé de cette description de l'interaction forte est la notion de "couleur", introduite à l'origine pour sauver le principe de Pauli. En effet, lorsqu'on étudie par exemple le décuplet des baryons de spin $3/2$ (figure 7(b)), on constate l'existence de particules possédant trois quarks identiques : le Δ^{++} , le Δ^- et le Ω^- (qui avait été prédit par Gell-Mann et effectivement découvert en 1964). Or les quarks sont des fermions ; ils ne peuvent donc être dans le même état quantique, ce qui nécessite d'introduire un nouveau nombre quantique, appelé "charge de couleur". Ainsi, les trois quarks d'un baryon ont chacun une couleur différente, rouge/vert/bleu, et l'antiquark d'un méson possède une anti-couleur : anti-rouge/anti-vert/anti-bleu. Lorsque deux quarks interagissent, ils échangent leur couleur au moyen d'un gluon portant une couleur et une anti-couleur (voir exemple de la figure 8).

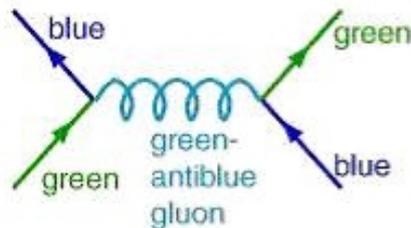


Figure 8: Interaction entre un quark vert et un quark bleu par l'échange d'un gluon vert-antibleu.

Cette notion de couleur permet non seulement de sauver le principe de Pauli au sein du modèle des quarks, mais en plus de rendre compte du confinement et de la liberté asymptotique. En effet, on n'a jamais observé de quark seul, ce qui suggère une interaction qui augmente suffisamment avec la distance pour astreindre les quarks à rester confinés à l'intérieur de hadrons, d'où le nom "gluon". Les charges de couleur des quarks sont contenues dans le nuage de gluons virtuels qui les entoure. Ainsi, à mesure que deux quarks s'éloignent, ils intègrent de plus en plus de couleur dans leur volume d'interaction, et donc interagissent de plus en plus. De plus, malgré le fait que la masse des gluons soit nulle, cet effet

rend courte la portée de l'interaction forte, au lieu d'être infinie, comme celle de l'électromagnétisme (dans ce cas, les photons ne portent pas de charge électrique). Cet effet justifie également l'hypothèse de liberté asymptotique, selon laquelle les quarks interagissent moins lorsqu'ils se rapprochent.

On peut en fait rendre compte du confinement en formulant l'hypothèse suivante : les seuls objets observables à l'état libre sont neutres de couleur, ou "blancs", ce qui signifie que les particules observables libres font intervenir des quarks des trois couleurs/anti-couleurs en proportions égales, c'est-à-dire des singulets du groupe $SU(3)$ de couleur. Les sommes rouge+bleu+vert, rouge+anti-rouge,... sont ainsi neutres de couleur.

Dans ce cadre, l'interaction nucléaire entre deux nucléons neutres de couleur peut être considérée comme un résidu des interactions quark-quark moyennées sur les six quarks colorés des deux nucléons. Ce phénomène est analogue à l'interaction entre deux atomes neutres, issue de l'interaction électromagnétique entre tous les constituants chargés des deux atomes.

Ainsi, le modèle standard regroupe trois groupes de symétrie : $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ et les trois théories de jauge associées, décrivant respectivement l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Bien que les deux premières soient unifiées à haute énergie grâce au modèle électrofaible, celui-ci s'appuie sur des paramètres libres qu'aucune théorie ne prédit, et on ne sait pas pourquoi la brisure de symétrie qui les sépare se produit autour d'une centaine de GeV.

3 Le "Large Hadron Collider"

Parmi les 29 paramètres libres du Modèle Standard, on trouve les masses des fermions et les constantes de couplage des trois interactions décrites. Or les masses des fermions pourraient être expliqués au moyen du mécanisme de Higgs, si le boson de Higgs existe effectivement. Ainsi, sa découverte confirmerait le mécanisme-clé du modèle électrofaible, et diminuerait drastiquement le nombre de paramètres libres du Modèle Standard. D'autre part, des études précédentes et des arguments théoriques suggèrent des découvertes importantes à l'échelle du TeV. C'est dans ce but que le LHC a été construit.

3.1 Le LHC et ses quatre expériences

Le LHC est un collisionneur de hadrons : conçu pour accélérer des paquets de protons, puis d'ions de plomb, il a été construit dans l'ancien tunnel circulaire du LEP de 27 km de circonférence. Le LEP accélérât des faisceaux d'électrons-positrons ; cependant, pour atteindre l'échelle du TeV, il était nécessaire d'accélérer plutôt

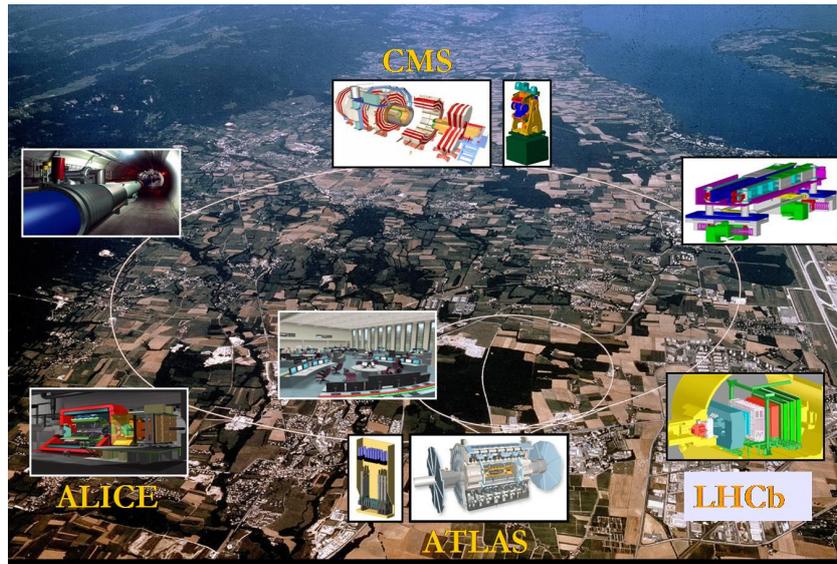


Figure 9: Le LHC et ses quatre expériences.

des hadrons, car les électrons perdraient beaucoup trop d'énergie par rayonnement synchrotron.

Le LHC accélérera 10^{11} paquets de protons, qui se rencontreront toutes les 25 ns au sein des quatre détecteurs principaux construits auprès du LHC : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb. La plupart du temps, les protons interagissent peu : ils ne subiront qu'une diffusion élastique. Cependant, lorsque deux protons interagissent, cela impliquera un parton (quark ou gluon) de chaque proton. Des milliers de particules peuvent être produites au total par une telle interaction, les détecteurs étant construits pour identifier particules individuelles, gerbes électromagnétiques et jets hadroniques.

Cependant, seule une fraction de ces collisions est réellement intéressante, et chaque expérience définit sa propre zone d'intérêt, donc son propre système de déclenchement de prise de données. Les expériences ATLAS et CMS sont généralistes, conçues pour la recherche du boson de Higgs mais aussi pour observer tout événement de physique intéressant, afin d'effectuer de nouvelles mesures de précision sur les particules déjà connues (quark top, bosons W), mais aussi détecter d'éventuelles nouvelles particules. Les expériences ALICE et LHCb sont plus spécialisées. La première étudiera les collisions d'ions lourds afin de tenter d'observer un plasma quark-gluon, l'état dans lequel, selon la théorie du Big Bang, la matière était 20 à 30 μs après le Big Bang. La seconde étudiera le quark b au travers des mésons "beaux", notamment afin de mesurer avec précision les paramètres de la violation de CP.

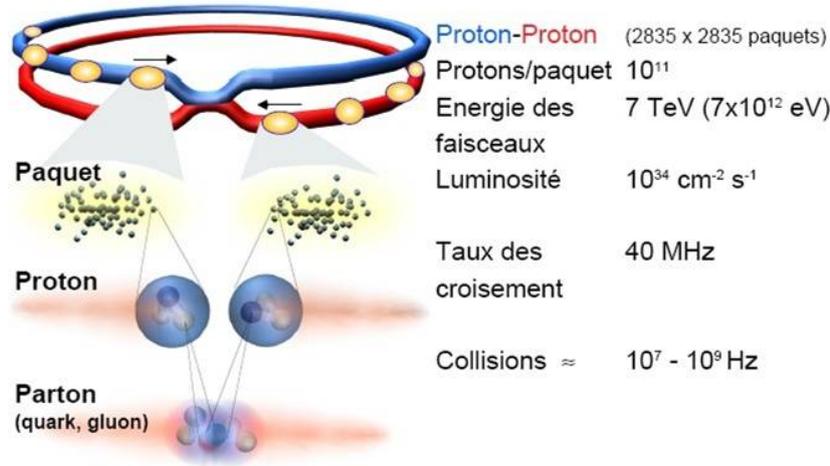


Figure 10: Les différents paramètres de fonctionnement du LHC.

3.2 La recherche du boson de Higgs

Afin de mener à bien la recherche du boson de Higgs, il faut au préalable connaître un maximum d'informations sur lui. Les études précédentes effectuées au LEP et au Tevatron ont exclu certaines bandes de masse (bandes jaunes sur la figure 11) : jusqu'à 114 GeV et entre 160 GeV et 170 GeV. Les courbes sur la figure montrent la cohérence du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs : plus le $\Delta\chi^2$ est faible, plus le Modèle Standard est cohérent. Ces études suggèrent donc la recherche d'un boson de Higgs de faible masse, aux alentours de 130 GeV.

D'autre part, il faut pouvoir identifier les événements correspondant à sa production et sa désintégration, puisqu'un détecteur ne peut identifier que des particules à longue durée de vie (photons, électrons/positrons, muons, hadrons). Le boson de Higgs est attendu dans certains événements, dont les exemples de la figure 12.

La détection du boson de Higgs nécessite donc la reconstruction de toutes les particules d'un événement, et leur identification à des particules produites en même temps que le boson de Higgs, ou par sa désintégration. La figure 13 montre les rapports de branchement des canaux de désintégration du Higgs. Pour des faibles masses du Higgs, le canal privilégié est $H \rightarrow \gamma\gamma$ (les autres canaux sont beaucoup plus difficiles à identifier). Pour des masses plus élevées, les canaux privilégiés sont plutôt $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow WW$.

Les bosons W et Z se désintègrent ensuite en leptons (par exemple $Z \rightarrow e^+e^-$). Ces canaux confèrent notamment une grande importance à la reconstruction et l'identification des photons, électrons et positrons par un calorimètre électromagnétique, et la mesure de leur impulsion au moyen d'un détecteur de traces chargées,

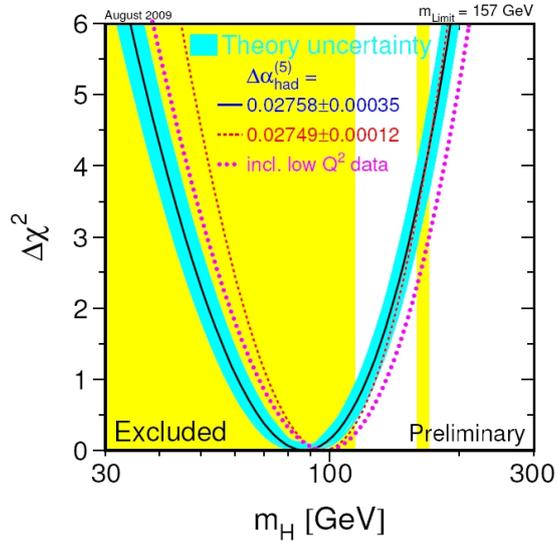


Figure 11: Cohérence du Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs. Les bandes jaunes sont les bandes exclues par le LEP et le TeVatron.

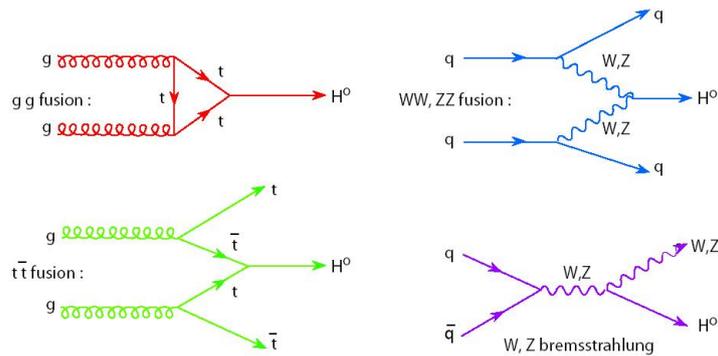


Figure 12: Exemples de canaux de production du boson de Higgs au LHC

mais toutes les parties du détecteur sont bien sûr importantes. Une des signatures typiquement recherchées sera la production de deux paires de leptons (e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ par exemple).

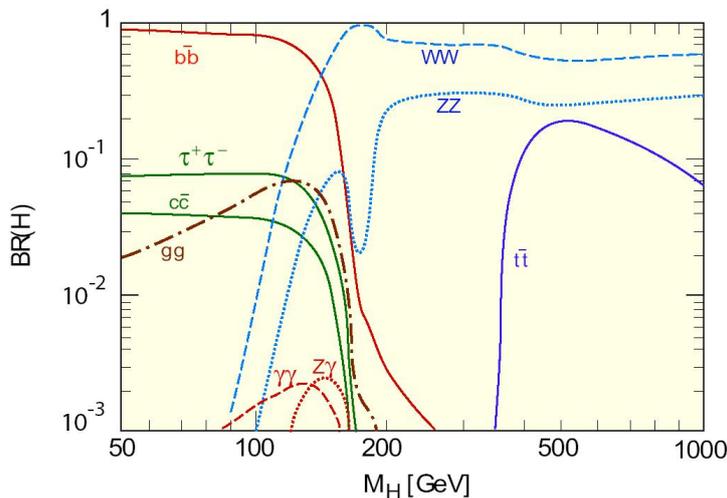


Figure 13: Rapports de branchement des canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse

3.3 La SuperSymétrie

La SuperSymétrie est une théorie qui postule une relation de symétrie entre bosons et fermions : à chaque particule du modèle standard est associée un “super-partenaire” (voir figure 14). Ces super-partenaires n’ayant à ce jour pas été observés, ils doivent avoir des masses différentes de celles des particules standard, ce qui fait de cette symétrie une symétrie brisée sans que l’on sache pourquoi elle l’est.

La SuperSymétrie apporte une solution au problème de hiérarchie des masses des particules élémentaires : dans le Modèle Standard, la masse du boson de Higgs diverge quadratiquement avec l’échelle d’énergie, mais elle est stabilisée grâce aux partenaires super-symétriques. En associant à chaque fermion un boson scalaire de même masse, cette divergence est annulée par les contributions dues aux partenaires ainsi introduits.

De plus elle rend possible une unification des interactions fondamentales en définissant une échelle d’énergie à laquelle les constantes de couplage atteignent une valeur commune (voir figure 15) : l’échelle de “grande unification”. Enfin, la SuperSymétrie propose des candidats à la matière noire, les neutralinos, et pourrait expliquer la faiblesse de la constante cosmologique.

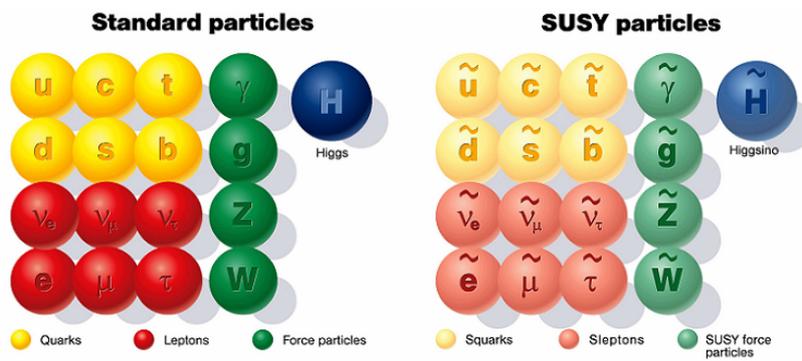


Figure 14: Particules du Modèle Standard et leurs partenaires SuperSymétriques.

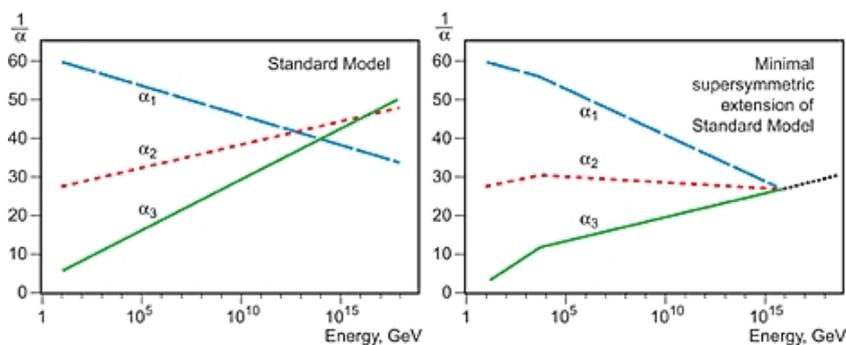


Figure 15: Constantes de couplage des interactions fondamentales sans et avec SuperSymétrie. Les consantes correspondent, de haut en bas, à : l'électromagnétisme, l'interaction faible, l'interaction forte.

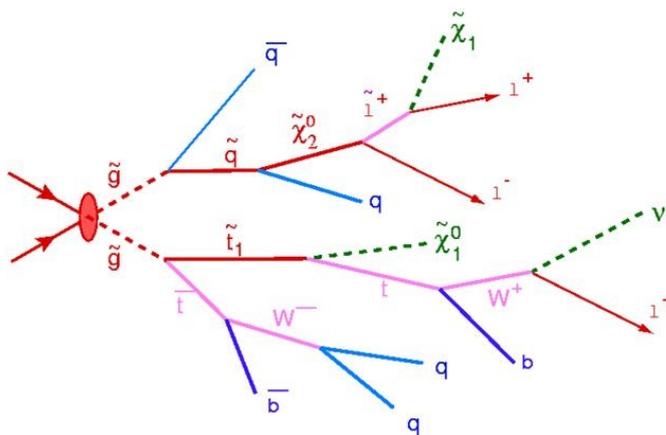


Figure 16: Exemple de production de particules super-symétriques dans les collisions du LHC.

4 Le détecteur ATLAS

4.1 Structure du détecteur

Afin d'identifier les particules de différentes natures, mesurer leur impulsion et leur énergie, ATLAS comporte quatre sous-détecteurs cylindriques emboîtés.

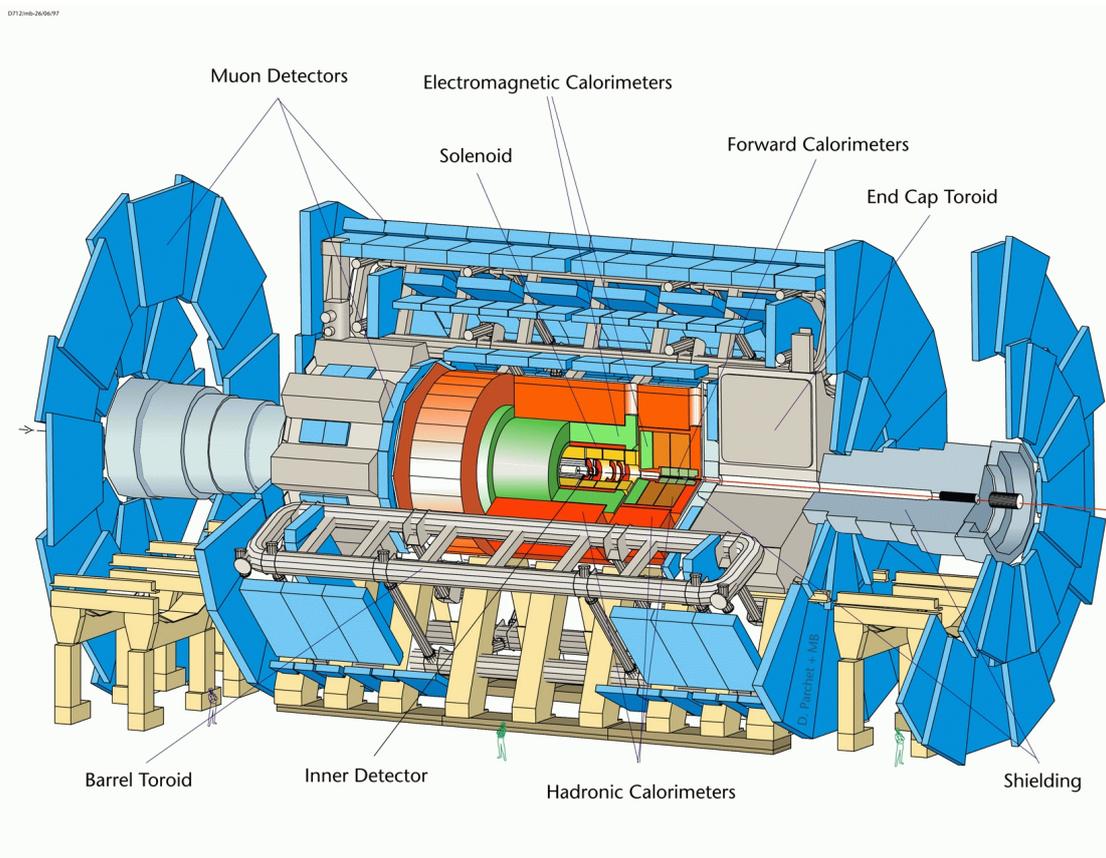


Figure 17: Schéma du détecteur ATLAS

Un aimant entourant le **détecteur interne** (figure 18) fournit un champ magnétique axial de 2 Teslas, afin de courber la trajectoire des particules chargées produites lors de la collision. Ceci permet à ce détecteur de mesurer la trajectoire des particules chargées, et de déduire de sa courbure leur impulsion. Le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs. Le **détecteur à pixels** fournit les mesures de précision à proximité du faisceau nécessaires pour identifier les vertex primaire (interaction principale) et secondaires (désintégration des particules à longue durée de vie) de l'évènement. Le **détecteur à pistes** effectue des mesures de précision sur les trajectoires au moyen de pistes de silicium, permettant

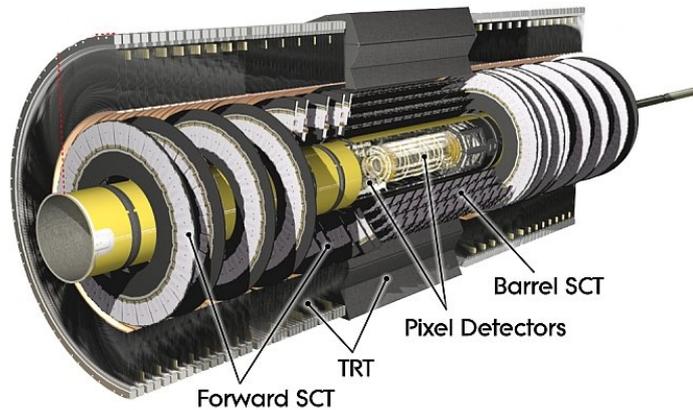


Figure 18: Détecteur interne : Pixels + SCT + TRT

un détecteur de plus grande taille autour du détecteur à pixels. Le **détecteur à radiation de transition** donne accès à la trajectoire complète et à l'identification des électrons en les différenciant des pions.

Les calorimètres (figure 19) sont des calorimètres à échantillonnage : une alternance d'un milieu absorbeur et d'un milieu instrumenté permet l'échantillonnage de la mesure de l'énergie des particules. Le **calorimètre électromagnétique** identifie les électrons/positrons et les photons, et mesure leur énergie. Ces particules déclenchent des gerbes électromagnétiques, dont les particules secondaires ionisent l'argon liquide du milieu instrumenté. Le courant engendré par la dérive des charges d'ionisation est mesuré par une électrode en cuivre. Le **calorimètre hadronique** effectue les mêmes mesures sur les hadrons, qui déclenchent des jets hadroniques plus loin que les e^\pm/γ ne déclenchent leurs gerbes électromagnétiques. C'est cette différence de distance qui permet de discriminer entre les deux lors de la détection et qui justifie que le calorimètre hadronique entoure l'électromagnétique. Des absorbeurs en fer font perdre aux hadrons leur énergie, ce qui permet l'échantillonnage de la mesure. Les particules secondaires des jets hadroniques excitent les atomes de tuiles scintillantes qui émettent une lumière captée par des fibres optiques. De même, la mesure d'un courant permet de déduire une énergie.

Un aimant toroïdal courbe la trajectoire des muons, ce qui permet au **spectromètre à muons** (figure 20) de mesurer les impulsions des muons produits

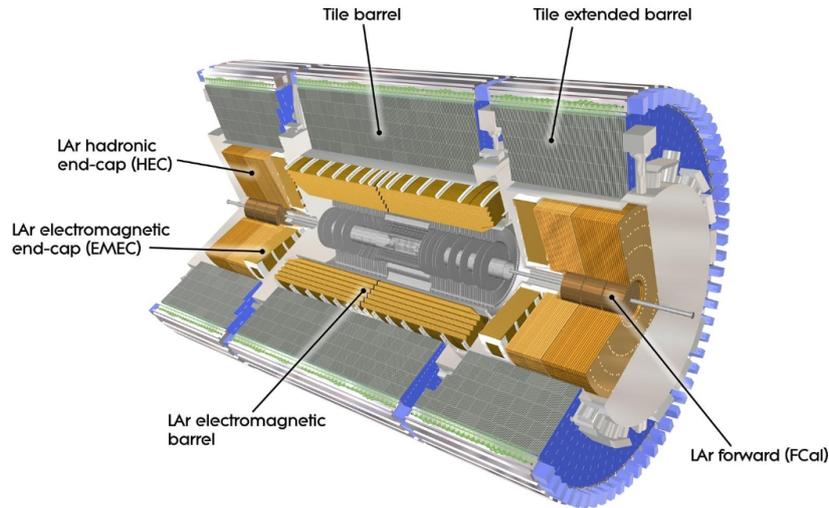


Figure 19: Système calorimétrique : calorimètres électromagnétique, hadronique et avancé.

dans les collisions : ce sont les seules particules à longue durée de vie qui passent à travers les autres couches sans se désintégrer, puisque les autres se désintègrent soit très près du faisceau, soit en gerbes électromagnétiques dans le premier calorimètre, soit en jets hadroniques dans le deuxième calorimètre. Le spectromètre à muons utilise trois technologies : des tubes à dérives contenant un gaz, des chambres à fils et des plaques résistives. Chacune de ces techniques permet de détecter le courant engendré par le passage d'un muon, celui-ci étant la seule particule chargée traversant le spectromètre.

4.2 Des signaux bruts à la reconstruction des évènements

La combinaison des mesures effectuées dans ces couches permet de reconstruire les éléments produits au cours d'une collision : électrons/positrons, photons, jets hadroniques, muons et neutrinos. En effet, en associant les positions des dépôts d'énergie dans les calorimètres, avec les mesures de traces effectuées au centre, on peut à la fois déduire la nature de la particule, son impulsion et son énergie. La donnée de toutes les énergies des objets reconstruits permet également de déterminer l'énergie transverse manquante : l'énergie dans le plan transverse est conservée lors de l'interaction, ce qui permet d'évaluer une énergie manquante et donc d'identifier des neutrinos.

Les rencontres entre paquets de protons ont lieu toutes les 25 ns, mais seul une cinquantaine d'évènements par seconde est enregistré. Lorsque le système de déclenchement détecte une signature intéressante (dépôts dans les calorimètres, dé-

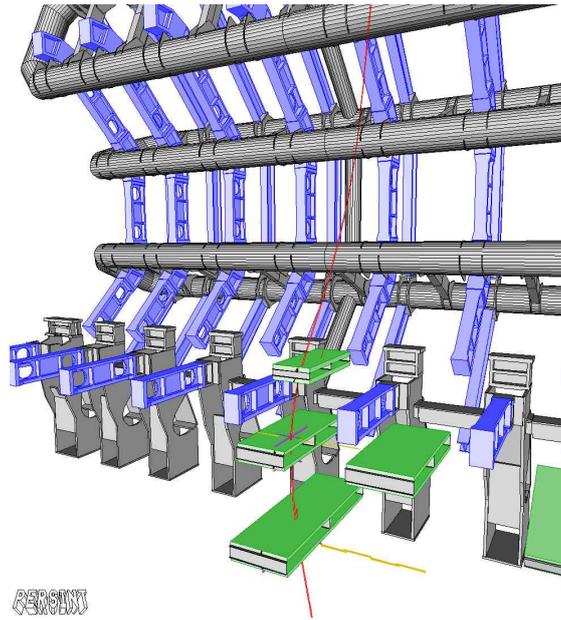


Figure 20: Aimant toroïdal et spectromètre à muons.

tection d'un muon), toutes les données en provenance des différents sous-détecteurs sont alors collectées pour une première reconstruction des objets dans les régions de ces signatures. Puis, si l'évènement respecte certains critères de sélection plus élaborés, comme un seuil sur la masse invariante d'une paire de leptons, ou sur l'énergie transverse manquante (signature d'un neutrino), il est entièrement reconstruit. Après une dernière sélection sur la nature de l'évènement, le système de déclenchement autorise son enregistrement.

Même en utilisant de telles techniques de sélection, la quantité d'information produite par ATLAS sera gigantesque : environ un Po de données sera produit chaque année. Une telle quantité de données ne peut évidemment pas être traitée en un unique endroit : la nouvelle innovation informatique du CERN, la Grille de Calcul, permettra de partager cette information entre une soixantaine de centres de calcul répartis entre les différents laboratoires de la collaboration.

4.3 Montage et calibration du détecteur

ATLAS a été monté de 2003 à 2007. Depuis l'achèvement de son montage, il a pu être testé par deux moyens différents : début septembre 2008, les premiers faisceaux ont circulé dans le LHC, et grâce à un collimateur placé à l'entrée d'ATLAS, des évènements ont pu être observés, ce qui a constitué une première étude de la réponse du détecteur à un passage de vraies particules. Cependant, une fuite

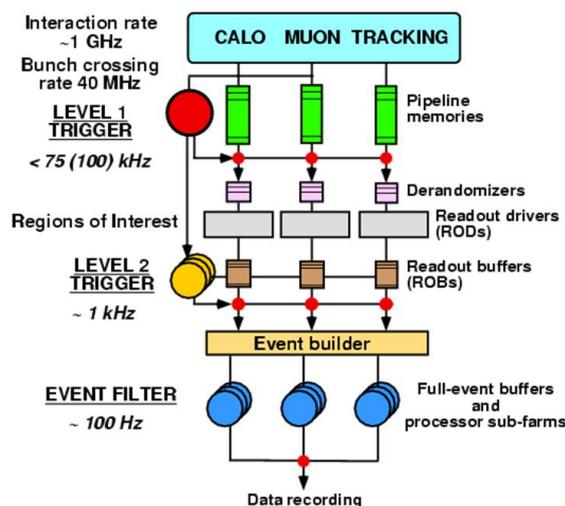


Figure 21: Système de déclenchement du détecteur ATLAS.

d'hélium a retardé le programme du LHC.

En attendant le redémarrage du LHC et les premières collisions, des données provenant de rayons cosmiques ont été enregistrées, à la fois en utilisant des sous-détecteurs séparés et en les combinant. Lorsqu'un muon cosmique est détecté par un des sous-détecteurs (spectromètre à muons, calorimètres, détecteur interne), il déclenche l'enregistrement de l'évènement. Entre chaque prise de données physiques a lieu une prise de données de calibration pour recalculer les paramètres de calibration des sous-détecteurs. L'étude de la réponse du détecteur au passage de muons cosmiques a permis entre autres de détecter des pièces défectueuses et d'effectuer leur remplacement en attendant le lancement du LHC. Ainsi, depuis 2008 et jusqu'à ce que les collisions commencent, ATLAS est testé en conditions réelles grâce aux rayons cosmiques. Désormais ATLAS est refermé et n'attend plus que les premières collisions.

5 Conclusion

Le XXème siècle a vu se produire d'importants bouleversements dans la physique fondamentale : la mécanique quantique et la relativité restreinte puis générale ont amené de grands changements dans notre vision physique du monde. La structure de la matière a été explorée de plus en plus profondément : de l'échelle de l'atome (10^{-10}m) à l'échelle des quarks et des électrons (10^{-18}m). Des théories de jauge décrivant ses interactions fondamentales ont vu le jour : l'électrodynamique quantique, le modèle électrofaible, et la chromodynamique quantique, regroupées au sein du Modèle Standard, théorie quantique des champs basée sur le produit des

groupes de symétries associés à chacune de ces interactions : $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$. Ces théories sont en excellent accord avec les observations : moment magnétique du muon, existence de diverses particules prédites comme les bosons W et Z, succès du modèle des quarks...

Cependant, le Modèle Standard comporte 29 paramètres libres dont 10 propres aux neutrinos. Une des bases du modèle électrofaible, le boson de Higgs, reste encore à découvrir, ce qui permettrait de réduire le nombre des paramètres libres en justifiant la valeur des masses des fermions.

De grandioses efforts ont été mis en oeuvre au CERN pour aller de l'avant en physique fondamentale : découvrir enfin le (ou les) boson(s) de Higgs, et obtenir des débuts de réponse aux questions telles que :

- pourquoi trois familles de fermion ?
- pourquoi la charge électrique est-elle quantifiée ?
- où est passée l'antimatière ?
- comment unifier les interactions fondamentales au sein d'un modèle unique de "grande unification" ?
- comment y inclure la gravité ?
- quelle est la nature de la matière et de l'énergie noires ?
- ...

La date officielle de redémarrage du LHC est fin novembre 2009. Les premières données à haute énergie devraient être recueillies quelques semaines après l'injection du premier faisceau de 2009. Le LHC fonctionnera à 3,5 TeV par faisceau jusqu'à ce qu'un échantillon de données suffisamment conséquent ait été recueilli. Après cette première phase d'utilisation du LHC, une montée en énergie sera effectuée pour atteindre 5 TeV par faisceau. Fin 2010, le LHC fonctionnera avec des ions de plomb pour la première fois (surtout utile pour l'expérience ALICE qui vise à créer un plasma de quark-gluons). Après cela, le LHC sera arrêté et la montée en énergie vers 7 TeV sera préparée.