



Particules élémentaires et interactions fondamentales

Vanina Ruhlmann-Kleider

CEA/DSM/Dapnia/SPP, CE Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex

ruhlmann@hep.saclay.cea.fr

Résumé

La physique des particules cherche à décrire la matière à l'échelle microscopique à partir d'un petit nombre de constituants élémentaires et de trois interactions fondamentales. Ce sont les fulgurants progrès accomplis au début du vingtième siècle par les recherches sur la structure de l'atome qui ont permis l'émergence de cette branche de la physique. Après un bref survol historique des développements de cette discipline, un aperçu des moyens expérimentaux actuels sera donné sur l'exemple du collisionneur LEP du CERN, dont les douze années de fonctionnement ont marqué une étape importante en physique des particules. Le bilan de nos connaissances sur le monde de l'infiniment petit sera alors retracé et illustré par les résultats les plus marquants obtenus au cours de la décennie écoulée. Les perspectives futures termineront ce tour d'horizon.

Cours donné à l'école d'été de physique e2φ 2005 (Ecole Supélec, 23 au 26 août 2005)

1) La préhistoire

La physique des particules trouve ses débuts dans les premières recherches sur la structure de l'atome menées au tournant du XX^e siècle. En une trentaine d'années, un pas de géant est franchi. En 1897, J.J. Thomson découvre l'électron, grain de matière de charge négative entrant dans la constitution de l'atome. En 1911, E. Rutherford et ses collaborateurs, H. Geiger et E. Marsden mettent en évidence l'existence d'une charge positive concentrée au cœur des atomes, le noyau atomique. En 1913, la théorie quantique de l'atome voit le jour sous l'impulsion de N. Bohr. En 1919, E. Rutherford identifie un élément constitutif de tous les noyaux atomiques, le proton, et quelques années plus tard, en 1932, J. Chadwick découvre un second élément constitutif des noyaux, proche du proton en masse mais neutre électriquement, le neutron. Les grandes lignes de la structure des atomes sont connues.

A la même époque, de nouveaux horizons s'ouvrent grâce aux progrès de la théorie et de l'investigation expérimentale. En 1931, P. Dirac, travaillant à la théorie quantique de l'électron, prédit l'existence du positron, particule ayant les mêmes caractéristiques que l'électron à l'exception de la charge électrique qui est de signe opposé. Le positron, anti-particule de l'électron est découverte expérimentalement un an plus tard, par C. Anderson à l'aide d'une chambre à brouillard exposée aux rayons cosmiques (Fig. 1).

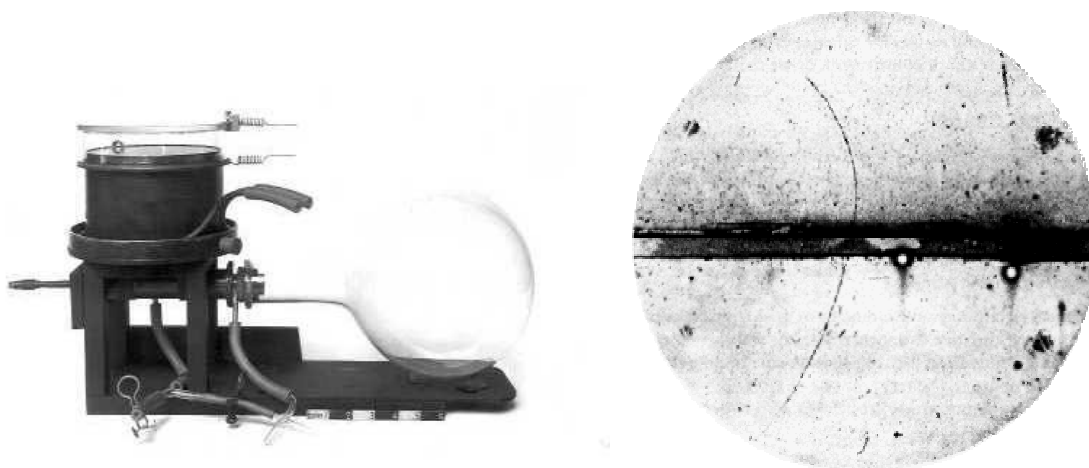


Fig. 1 : à gauche, l'une des premières chambres à brouillard : la chambre contient un gaz saturé en vapeur ; une particule chargée traversant le milieu ionise le gaz, ce qui provoque la condensation de gouttelettes le long de la trajectoire. A droite, cliché de chambre à brouillard obtenu par C. Anderson : une particule chargée a traversé la chambre de bas en haut, car la trajectoire est plus courbée au-dessus de la plaque de plomb centrale ; vu le sens du champ magnétique, la particule est de charge positive, et sa masse est plus faible que celle d'un proton, qui aurait été arrêté plus tôt. Cette particule est identifiée au positron, e^+ , anti-particule de l'électron.

Dans les années qui suivent, les rayons cosmiques permettent de découvrir de nombreuses autres particules qui ne rentrent pas dans la composition de la matière ordinaire : le muon, aux caractéristiques proches de celles de l'électron, excepté sa masse plus élevée, est trouvé par C. Anderson et S. Neddermeyer en 1937. Dix ans plus tard, le pion est découvert par C. Powell, et les kaons neutres et chargés par G. Rochester et C. Butler (Fig. 2).

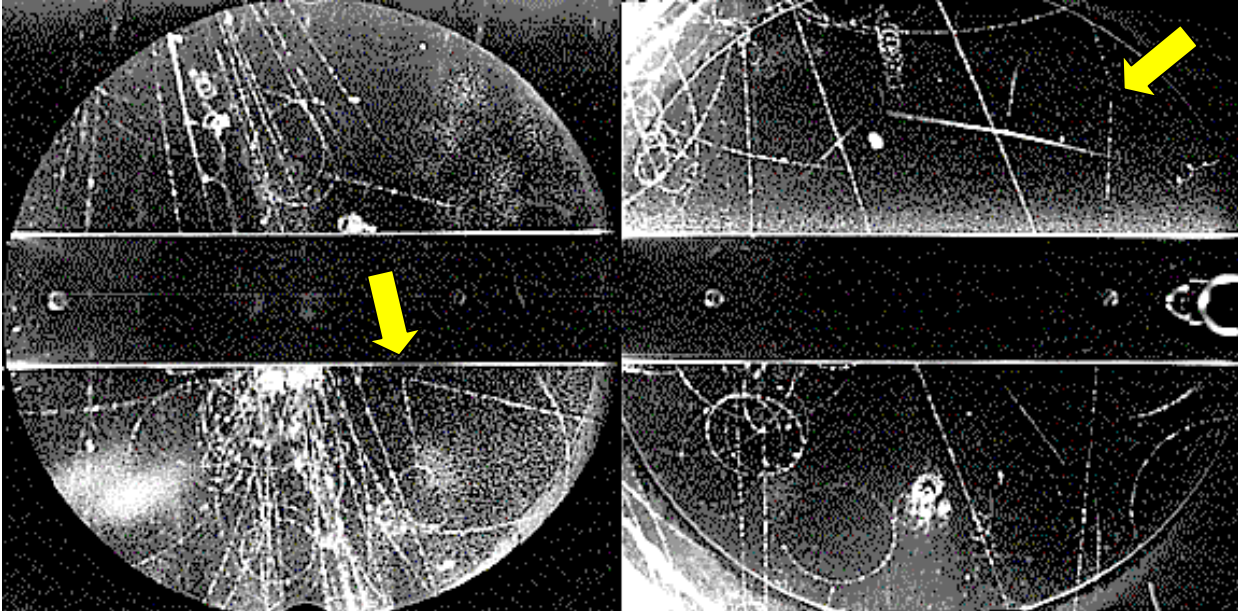


Fig. 2 : clichés de chambre à brouillard exposée aux rayons cosmiques. A gauche, désintégration d'un kaon neutre en deux pions chargés, $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (signée par l'apparition de deux traces en V en-dessous de la plaque centrale). A droite, désintégration d'un kaon chargé en un muon et un neutrino, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ (signée par une rupture de pente dans la trace en haut et à droite du cliché) .

C'est à la fin des années 40 que le premier accélérateur de particules de haute énergie entre en scène : il s'agit du cyclotron de Berkeley, à 95 MeV/nucléon¹ qui permet en 1948 de produire des pions en laboratoire ! Les progrès techniques aidant, les accélérateurs suivants permettent d'aller toujours plus haut en énergie et de révéler des myriades d'autres particules. En parallèle, les détecteurs eux-mêmes deviennent plus performants, passant des chambres à brouillard aux chambres à bulles, de taille de plus en plus grande, puis aux détecteurs entièrement électroniques au début des années 1980, permettant d'affiner les mesures faites sur les particules nouvellement trouvées.

La Fig.3 résume les découvertes de particules faites au cours du temps : l'explosion à l'avènement des accélérateurs est clairement visible. La majeure partie de ces particules devait par la suite s'avérer composites et seuls 12 constituants de matière peuvent être déclarés élémentaires dans l'état actuel des moyens d'investigation expérimentaux. Il s'agit de six **leptons**, l'électron, le muon, le tau et les trois neutrinos qui leur sont associés, et de six **quarks**, appelés up, down, strange, charm, bottom et top. Toutes les autres particules de matière sont des assemblages de quarks (c'est le cas par exemple du proton et du neutron) ou des assemblages de quarks et d'antiquarks (par exemple, les kaons ou les pions).

Au-delà d'une compréhension précise de la structure de la matière, les nouvelles particules révélées par les accélérateurs allaient également permettre de progresser dans la compréhension des interactions fondamentales qui existent à l'échelle microscopique : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte.

¹ 1 MeV = 10⁶ eV, 1 GeV = 10⁹ eV ; la masse d'un proton est équivalente à une énergie de 1 GeV. Les nucléons sont les constituants du noyau, protons et neutrons.

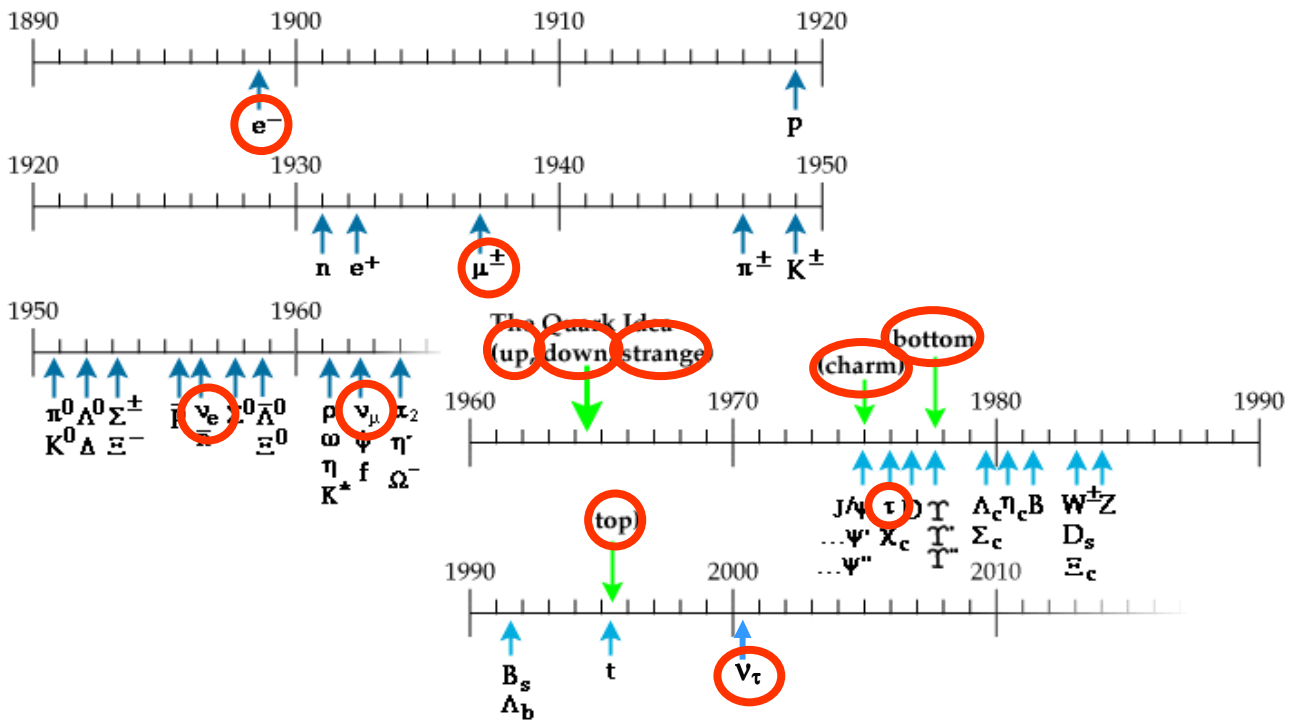


Fig. 3 : charte des découvertes de particules au cours du temps. Seules les 12 particules dont les noms sont entourés sont des constituants élémentaires de la matière. Les autres particules sont dans leur grande majorité des particules de matière composites ou des particules messagères de forces (W,Z).

Les progrès dans la compréhension des interactions fondamentales sont allés de pair avec les découvertes de nouvelles particules : en 1930, la théorie quantique de l'électromagnétisme est établie et les tests expérimentaux précis des aspects les plus fins de cette théorie sont réalisés une vingtaine d'années plus tard avec la mise en évidence des déplacements de Lamb et les mesures des moments anormaux pour l'électron et le muon. Bâties sur le même principe, les théories quantiques de l'interaction électrofaible et de l'interaction forte apparaissent dans les années 1970 et 1980, respectivement. Le début des années 1980 voit une première confirmation expérimentale du fait que les trois interactions peuvent être décrites de manière similaire, pas la mise en évidence des messagers des interactions faible et forte. La décennie écoulée aura été l'ère des tests précis des aspects les plus fins de la théorie quantique de l'interaction électrofaible, qui ont conduit à une confirmation expérimentale éclatante de notre description du monde microscopique. Ce sont les résultats les plus marquants de cette période qui seront décrits dans les pages qui suivent.

2) Accélérateurs, détecteurs et collisions

Les accélérateurs et détecteurs utilisés de nos jours n'ont plus grand chose à voir avec ceux des débuts de la physique des particules. Nous l'illustrerons sur l'exemple du LEP et de ses quatre détecteurs. Le LEP (pour Large Electron Positron), a été dans les années 90 le plus grand accélérateur du CERN, le centre européen pour la recherche nucléaire. Installé dans un tunnel souterrain quasi-circulaire de 27 km de circonférence, l'accélérateur permettait d'établir des collisions frontales de haute

énergie entre électrons et positrons, anti-particules des électrons (voir Fig. 4 et 5). Les produits issus des collisions étaient enregistrés par quatre détecteurs, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

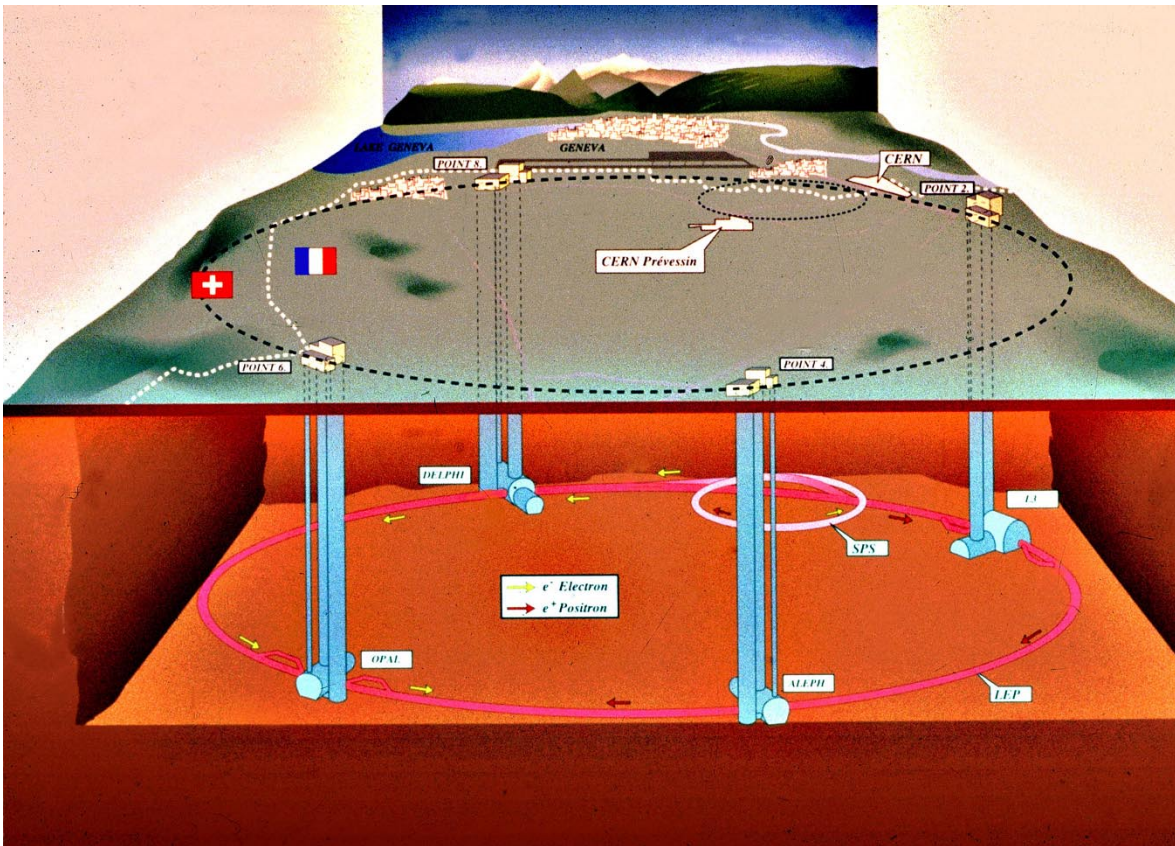


Fig. 4 : vue en perspective de l'anneau de collisions LEP et des quatre sites expérimentaux, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

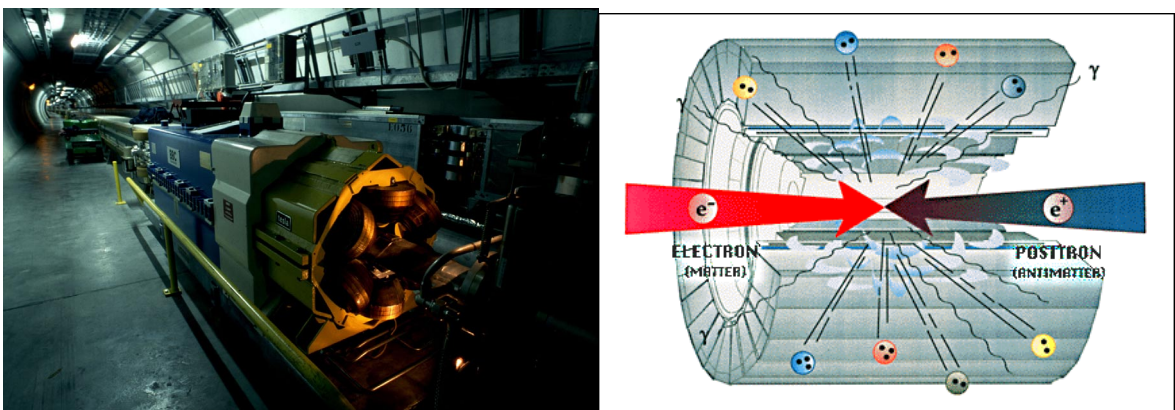


Fig. 5 : vue d'un segment de la ligne de faisceau du LEP (à gauche) et représentation d'une collision électron positron au centre d'un détecteur (à droite).

Le fonctionnement du LEP a connu deux phases. De 1989 à 1995 (phase LEP 1), l'énergie des collisions était d'environ 91 GeV. De 1995 à 2000, durant la phase LEP 2, l'énergie a été graduellement augmentée de 130 à 209 GeV. L'environnement expérimental au LEP est illustré sur la Fig. 8 qui représente la « section efficace » de

collision (liée à la probabilité d'interaction) en fonction de l'énergie du LEP, pour les processus physiques les plus importants mis en jeu au cours des collisions. Contrairement au cas classique, ces processus aboutissent le plus souvent à des états finals différents de l'état initial de la collision.

On retiendra plus particulièrement deux des courbes. La première, donnée par les carrés pleins, correspond à la production d'une paire quark anti-quark dans l'état final et a une forme caractéristique de **courbe de résonance** dont le maximum se situe aux énergies de LEP 1. Cette forme est révélatrice du processus de collision qui s'effectue par l'annihilation de la paire électron positron initiale pour former un boson Z, particule caractéristique de l'interaction faible, dont la masse est proche de 91 GeV. Après un temps très bref, le Z se désintègre à son tour et ce sont ses produits de désintégration qui sont reconstruits dans les appareillages. Une représentation schématique de ce processus est donnée par le diagramme de la Fig. 6. Si l'on traduit la section efficace en nombre de collisions, ce processus a fourni 17 millions d'états finals de désintégration du Z enregistrés par les quatre détecteurs durant la phase LEP 1.

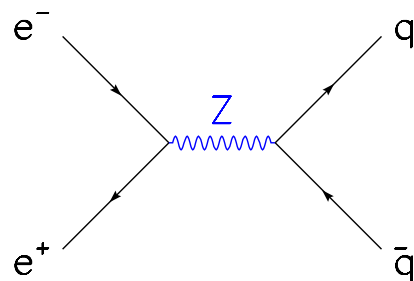


Fig. 6 : diagramme d'une collision électron positron conduisant à la création d'un boson Z par annihilation de la paire électron positron. Le Z se désintègre à son tour en paire de fermions, ici une paire quark anti-quark.

La seconde courbe de section efficace digne d'intérêt est donnée par les points noirs. Cette section efficace prend naissance aux énergies de LEP 2, croît puis atteint un plateau. Elle correspond à la production d'une paire de bosons W^+W^- , qui, comme le boson Z, sont des particules caractéristiques de l'interaction faible de masse proche de 80 GeV. Une représentation schématique des processus de production est donnée par les diagrammes de la Fig. 7. Traduit en nombre de collisions, ce sont 50 mille paires W^+W^- que les quatre détecteurs ont enregistrées durant la phase LEP 2.

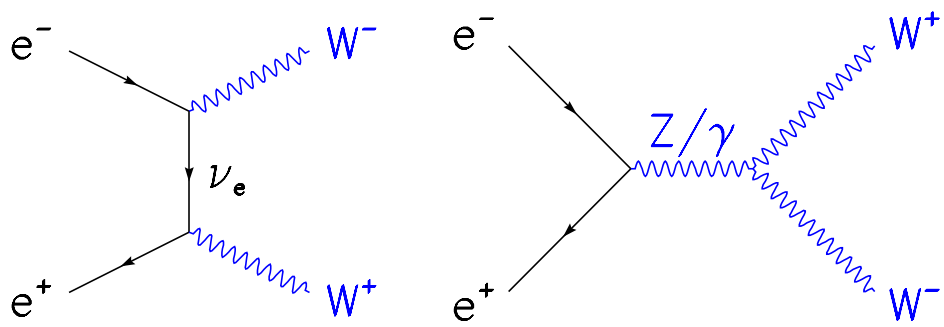


Fig. 7 : diagramme d'une collision électron positron conduisant à la création d'une paire W^+W^- par deux processus physiques possibles.

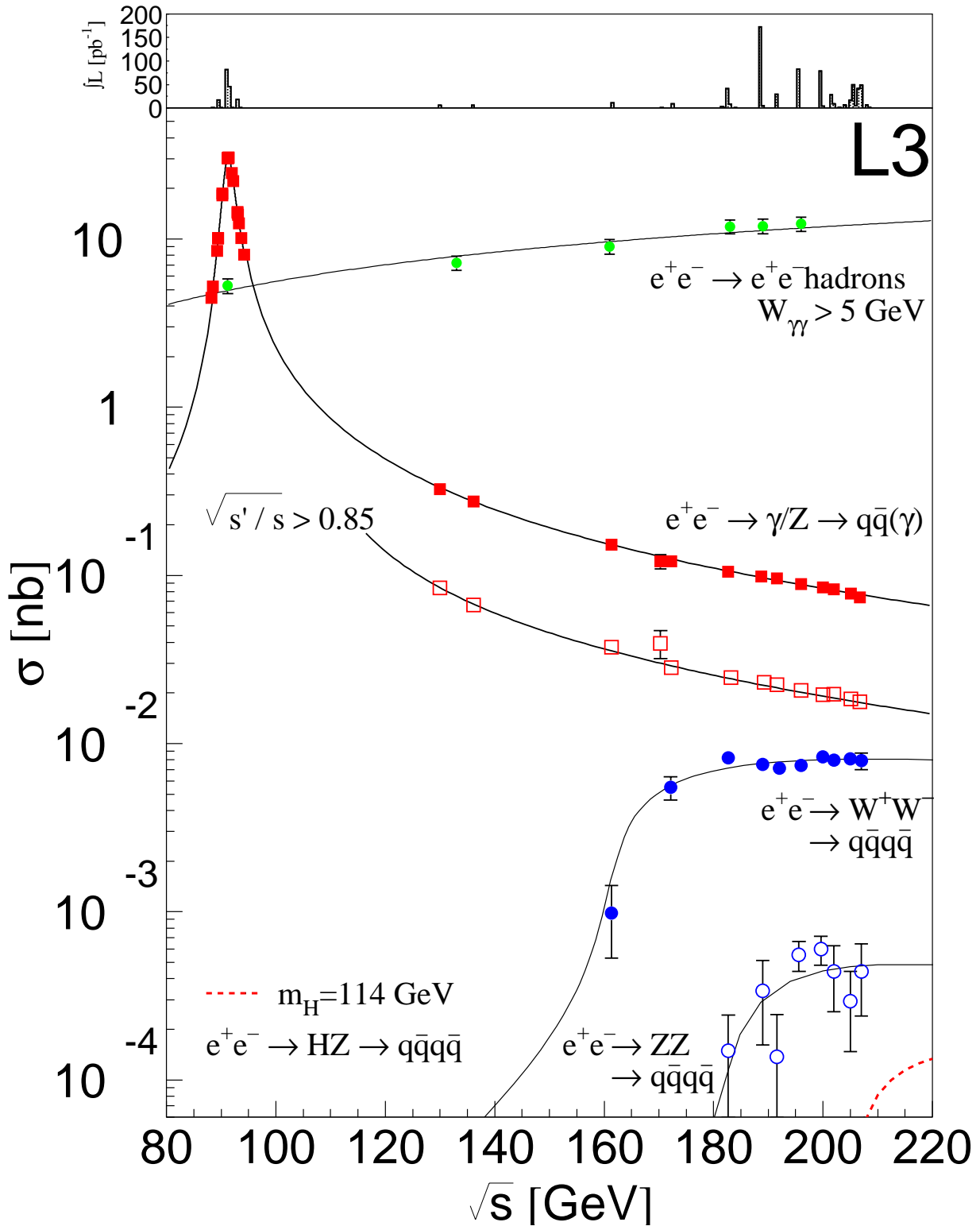


Fig. 8 : section efficace de collision en fonction de l'énergie du LEP pour différents processus de collision. Les points expérimentaux proviennent de l'expérience L3 et couvrent l'ensemble des points de fonctionnement en énergie de l'accélérateur. Les lignes pleines correspondent aux prédictions théoriques. Le graphique situé au-dessus des courbes de section efficace donne le nombre de collisions enregistrées à chaque point d'énergie exprimé en pb^{-1} .

Les nombres de collisions réalisées au LEP sont importants (17 millions de Z, 50 mille paires de W), du fait de la multiplicité des états finals à étudier et de la précision de mesure souhaitée qui requiert de répéter les mesures un grand nombre de fois. Pour illustrer le travail expérimental plus avant, rappelons que les états finals de collision étaient enregistrés par les détecteurs (voir Fig. 9) sous forme de signaux électroniques numérisés qui ont été reconstruits puis traduits en information physique par des logiciels informatiques.

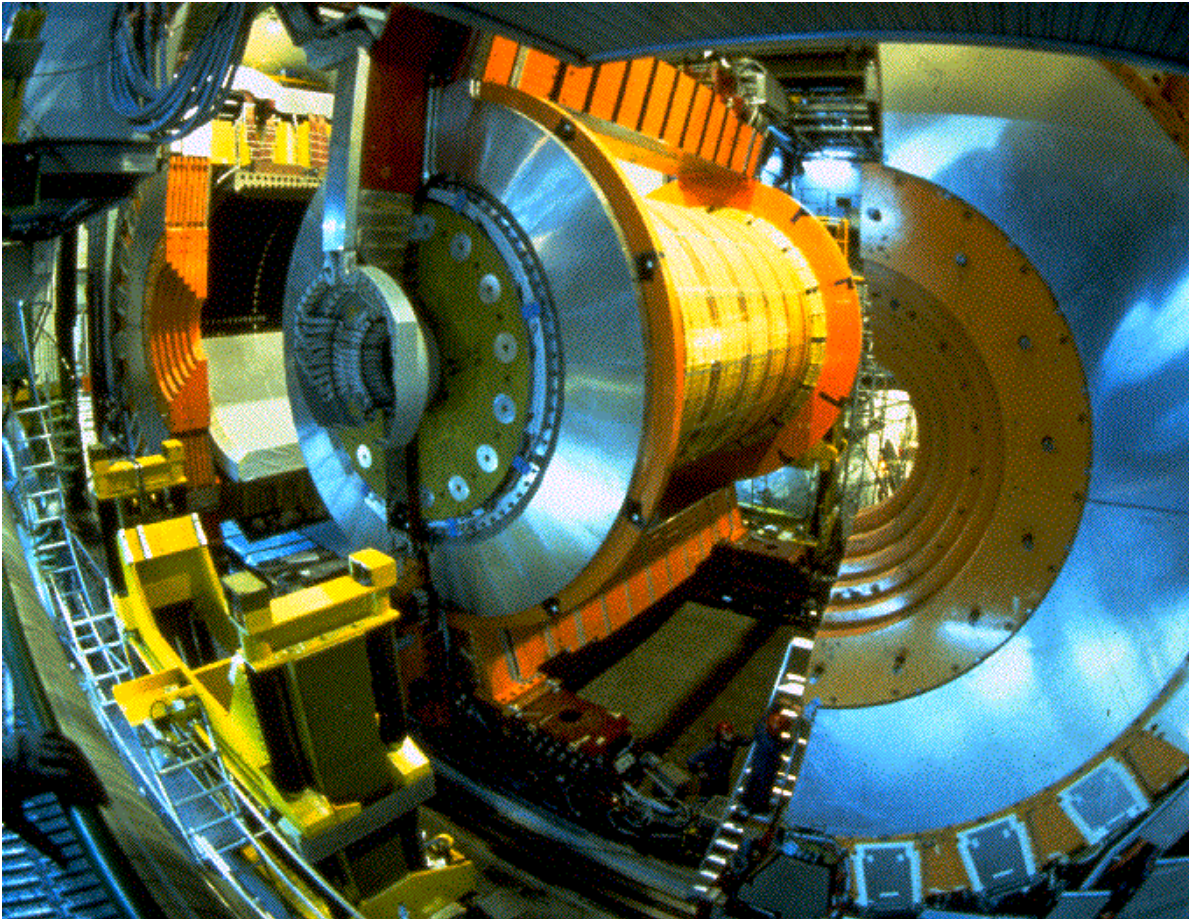
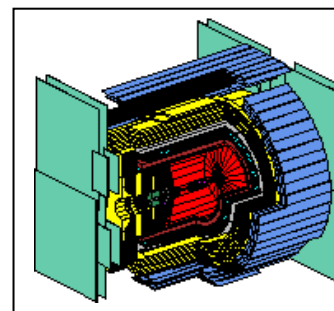


Fig. 9 : photo du détecteur OPAL en cours de montage : la partie centrale est séparée des deux demi coques du détecteur externe. A droite : vue schématique du détecteur complet révélant sa forme cylindrique dont l'axe est celui des faisceaux.



Un exemple d'état final de collision à LEP 1 est présenté sur la Fig. 10. Il s'agit de la désintégration d'un Z en paire quark anti-quark, qui ont la particularité de se matérialiser quasi instantanément en jets de particules qui sont détectées par l'appareillage. Ce mode de désintégration représente 70 % des possibilités de désintégration, ou taux de branchement, du Z. Les autres désintégrations possibles sont en paires formées d'un lepton chargé et de son anti-particule (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$), ce qui représente 10 % de taux de branchement, et en paires neutrino anti-neutrino,

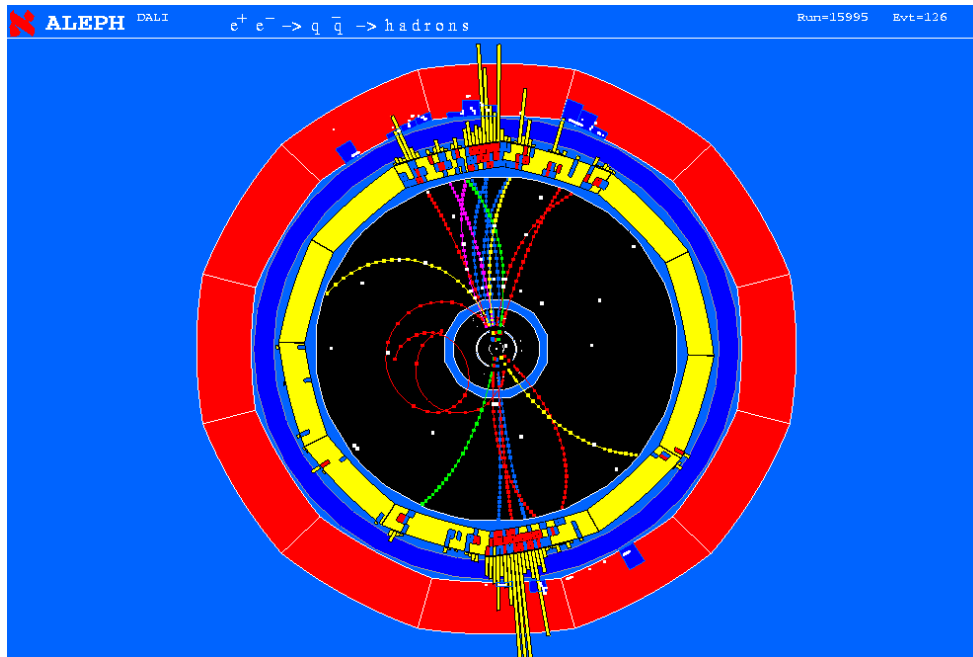


Fig. 10 : reconstitution graphique dans le détecteur ALEPH de la désintégration d'un Z en paire quark anti-quark qui se sont matérialisés en jets de particules. Les trajectoires des particules chargées sont reconstituées à partir des points de mesure enregistrés par les couches internes du détecteur (cf. carrés et lignes joignant ces derniers). Les particules neutres sont reconstruites par leurs dépôts d'énergie dans les couches externes denses de l'appareillage (cf. histogrammes clairs de hauteur proportionnelle au dépôt d'énergie).

pour 20 % de taux de branchement. Les paires de particules chargées donnent des signatures très claires (essentiellement deux trajectoires), tandis que les neutrinos interagissent si faiblement qu'ils traversent le détecteur sans laisser de trace, échappant donc à la détection (sauf si le Z a été produit avec une autre particule détectable, comme un photon).

Un exemple d'état final de collision à LEP 2 est donné sur la Fig. 11. Il s'agit de la production d'une paire W^+W^- suivie de la désintégration du W^+ en positron et neutrino ($e^+ \nu_e$) et de celle du W^- en muon et anti-neutrino ($\mu^- \bar{\nu}_\mu$). Les neutrinos étant indétectables, seules les trajectoires des particules chargées apparaissent. Ce type de désintégration représente 10 % des désintégrations possibles des paires de W. Les autres désintégrations sont soit de type mixte en un lepton chargé, un neutrino et une paire quark anti-quark pour 43 % de taux de branchement, soit en deux paires quark anti-quark pour 47 % de taux de branchement.

Les caractéristiques des différents états finals de collision permettent de classifier les différentes voies de désintégration des particules produites au cours de la collision et donc d'effectuer des mesures indépendantes d'une même observable, voire des mesures spécifiques à tel ou tel état final. Ces mesures utilisent la reconstitution de la cinématique de la collision à partir des énergies, impulsions et masses des particules de l'état final mesurées dans l'appareillage. Une fois la cinématique acquise, des observables sont construites et leurs distributions (i.e. leur répartition statistique sur l'ensemble des données accumulées) comparées à la théorie.

DELPHI	Run: 103279	Evt: 20825	TD	TE	TS	TK	TY	ST	PA
Beam: 98.1 GeV	Proc: 27-Jun-1999		Act	1	18	0	2	0	0
DAS: 27-Jun-1999	Scan: 2-Jul-1999			(64	X	63	I	0	I
08:03:15	Tan+DST		Deact	0	0	0	0	0	0
				(0	X	0	X	0	X
				0	X	0	X	0	X

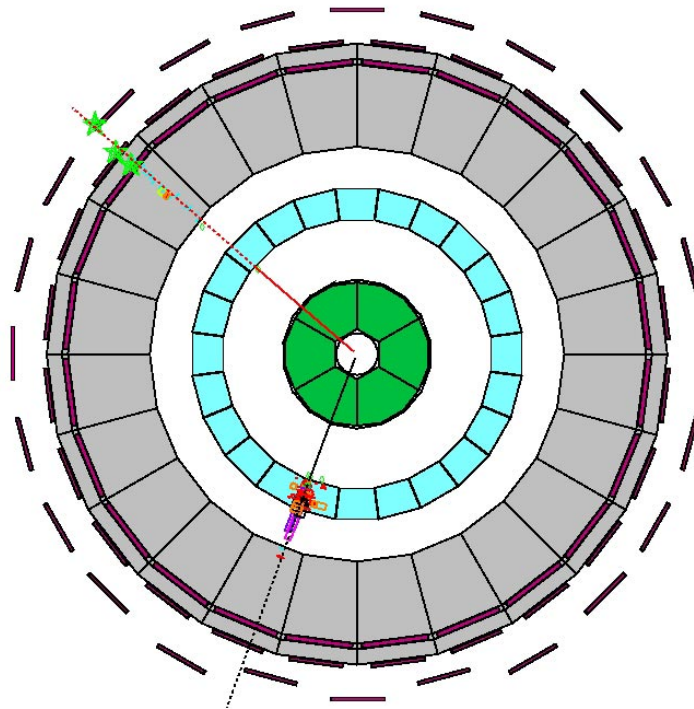


Fig. 11 : reconstitution graphique dans le détecteur DELPHI de la désintégration d'une paire W^+W^- en deux leptons chargés (un positron et un muon) et une paire neutrino anti-neutrino indétectable : seules sont reconstruites les trajectoires des leptons chargés.

3) Le modèle standard de la physique des particules

Le cadre théorique de la physique des particules élémentaires est appelé modèle standard des interactions électromagnétique, faible et forte. Etabli au cours des années 60, le modèle standard rend compte de toutes les observations expérimentales accumulées jusqu'à ce jour. Comme nous le verrons par la suite, son contenu prédictif est fort, ce qui en fait une véritable théorie et non pas un modèle phénoménologique.

Les ingrédients du modèle standard sont en premier lieu les constituants élémentaires, c'est-à-dire non sécables (du moins avec nos moyens d'investigation actuels), de la matière. Au nombre de douze, les constituants élémentaires sont tous des fermions et se regroupent en trois familles, représentées sur la Fig. 12. La première famille permet de reconstituer toute la matière ordinaire : elle contient deux leptons, l'électron et son neutrino associé ν_e , et deux quarks, u et d, qui forment les nucléons au sein des noyaux des atomes. Rappelons que le ν_e est émis lors de la désintégration de certains noyaux radioactifs. Les deux autres familles ont la même structure en leptons et quarks, mais les constituants sont plus lourds d'une famille à la suivante. On ne les trouve que dans les rayons cosmiques ou dans les états finals des collisions produites dans les accélérateurs. La seconde famille est

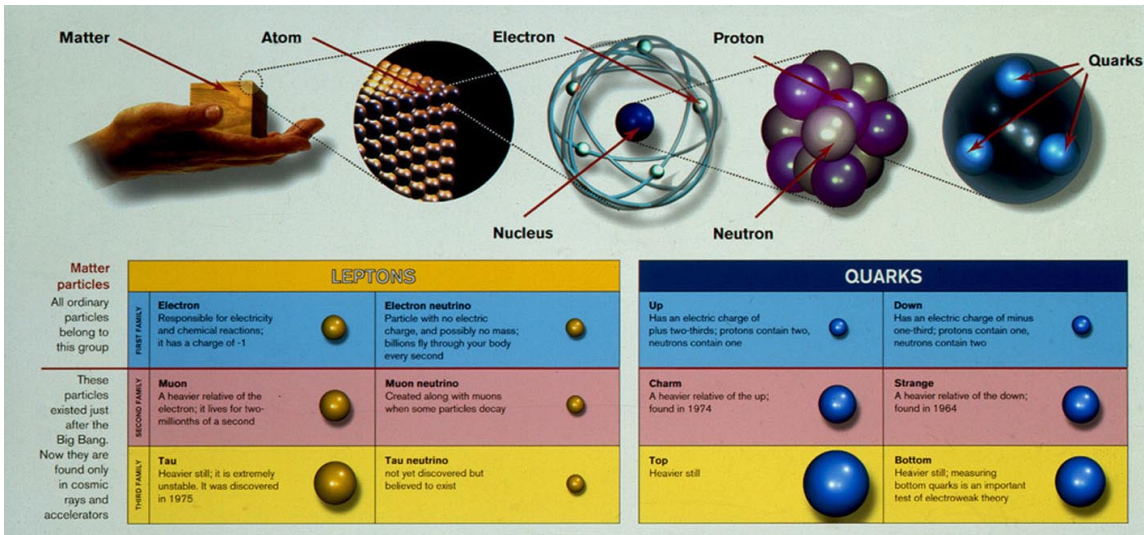


Fig. 12 : table des douze constituants élémentaires de matière dont le modèle standard décrit les interactions. Les trois leptons chargés (électron, e^- , muon, μ^- , tau, τ^-) sont sensibles aux interactions électromagnétique et faible, les neutrinos (ν_e , ν_μ , ν_τ) ne sont sensibles qu'à l'interaction faible et les six quarks (up, charm et top - ou u, c, t - de charge $2/3$ et down, strange, bottom - ou d, s, b - de charge $-1/3$) sont sensibles aux trois interactions. En outre, chaque constituant élémentaire possède son anti-particule, de même masse et de nombres quantiques algébriques (comme la charge électrique) changés de signe.

composée du muon, de son neutrino associé ν_μ et des quarks s et c. Enfin, la troisième famille est celle du lepton tau, de son neutrino associé ν_τ et des quarks b et t ou top. Le modèle standard ne prédit ni n'explique les valeurs exactes de certaines caractéristiques de ces constituants, comme la charge électrique ou la masse, dont la détermination revient à l'expérience. Par contre, le modèle standard a postulé l'existence des particules c, tau, ν_τ et quark top avant leurs découvertes expérimentales. Celles-ci se sont d'ailleurs étalées sur plusieurs décennies et ne se sont conclues que récemment avec la mise en évidence expérimentale du quark top auprès du collisionneur Tevatron du laboratoire américain Fermilab en 1995, suivie par celle du ν_τ en 2000 toujours au Fermilab en expérience sur cible fixe cette fois. Les enjeux expérimentaux actuels consistent à préciser les propriétés des constituants les moins bien connus, à savoir le lepton tau, les neutrinos et les quarks lourds c, b et top. Sur tous ces points, le LEP a apporté des résultats importants.

Le second ingrédient du modèle standard est la description des trois interactions fondamentales qui interviennent au niveau microscopique : électromagnétisme, interactions faible et forte. En postulant des propriétés d'invariance des interactions sous certaines lois de transformation (dites transformations de jauge locales), le modèle standard aboutit à la description en termes d'interactions **propagées par des bosons médiateurs de spin 1** : le photon, γ , pour l'interaction électromagnétique, les W^+ , W^- et Z pour l'interaction faible, et huit gluons pour l'interaction forte. Des exemples de description de l'interaction entre un électron et un positron sont donnés sur la Fig. 13. L'enjeu expérimental actuel est de préciser les caractéristiques des interactions faible et forte. Le LEP a là aussi permis des avancées significatives, en particulier sur l'interaction faible.

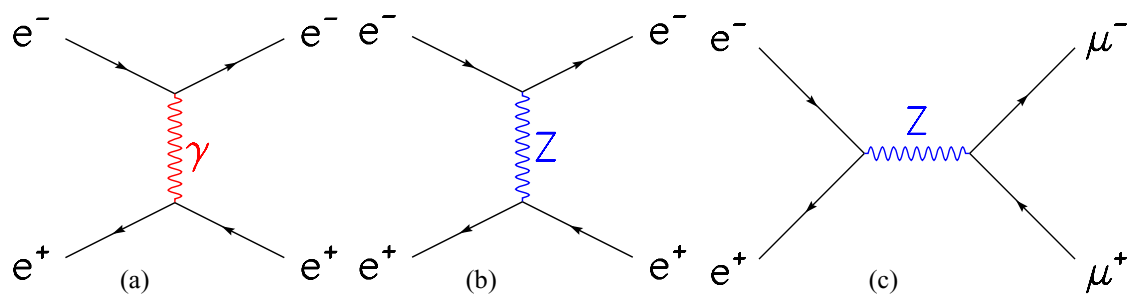


Fig. 13 : exemples d'interaction entre électron et positron : a) l'électron et le positron échangent un photon (interaction électromagnétique), b) l'électron et le positron échangent un Z (interaction faible), c) l'électron et le positron s'annihilent en un Z qui se désintègre en paire muon anti-muon (interaction faible).

Le troisième ingrédient du modèle standard est connu sous le nom de «brisure de la symétrie électrofaible». En effet, la description théorique des interactions suppose que les interactions électromagnétique et faible sont **indiscernables** à haute énergie, autrement dit dans le passé de l'Univers. A un moment donné de l'évolution de ce dernier, cette symétrie électrofaible a été brisée, individualisant les deux interactions qui ont des propriétés différentes à basse énergie, donc aux échelles d'énergie accessibles actuellement à l'expérience. La brisure de la symétrie électrofaible est responsable de la **génération des masses de toutes les particules**, de matière ou médiatrices des interactions. Ainsi, le photon reste de masse nulle, expliquant la portée infinie de l'interaction électromagnétique. Les bosons W et Z acquièrent des masses, comme le requiert la portée finie de l'interaction faible. Contrairement au cas des particules de matière, le modèle standard prédit la valeur des masses du Z et des W :

$$M_Z \sim 91 \text{ GeV} \quad M_W \sim 80 \text{ GeV}$$

A titre de comparaison, la masse d'un proton est équivalente à une énergie de 1 GeV. Ces valeurs, ainsi que l'existence des bosons Z et W, ont reçu une confirmation expérimentale éclatante au début des années 80 au CERN, par les expériences UA1 et UA2 du programme expérimental précédant celui du LEP. Cependant, cette confirmation n'était qu'une première étape. En effet, la découverte des bosons Z et W équivaut, pour l'interaction électrofaible, à la découverte des ondes herziennes pour l'interaction électromagnétique : il restait à mettre en évidence les effets quantiques fins équivalents à ceux révélés pour l'électromagnétisme (déplacements de Lamb, moments magnétiques anormaux). C'est le LEP qui a permis de franchir ce pas.

Il reste enfin un dernier ingrédient de grande importance dans le modèle standard. Il s'agit du **mécanisme exact** de la brisure de la symétrie électrofaible, qu'on peut réaliser de multiples manières. L'une des possibilités, appelée «mécanisme de Higgs à un seul doublet de champs scalaires», revient à relier les masses des particules à leur couplage avec un boson de spin 0 dit «**boson de Higgs**». C'est la piste privilégiée par le modèle standard. Cette solution, minimale puisqu'elle ne rajoute qu'une seule particule au spectre déjà connu, est viable théoriquement et permet de prédire les propriétés du boson de Higgs comme ses modes de production et de désintégration, permettant ainsi de le rechercher expérimentalement. Par contre, la

masse du boson de Higgs n'est pratiquement pas contrainte par la théorie, qui donne comme intervalle possible une fenêtre entre 0 à 1000 GeV environ. Explorer la fenêtre entière requiert des moyens expérimentaux de très grande envergure (i.e. plusieurs programmes expérimentaux s'étalant sur plusieurs décennies) d'où la nécessité de rechercher **tous** les indices possibles sur le boson de Higgs. Il faut, de plus, faire de même pour tous les autres mécanismes de brisure. Sur ce thème aussi, le LEP a apporté une contribution significative.

4) Résultats récents : l'exemple du LEP

Les sujets étudiés au LEP sont très variés, comme l'illustre schématiquement la Fig. 14.

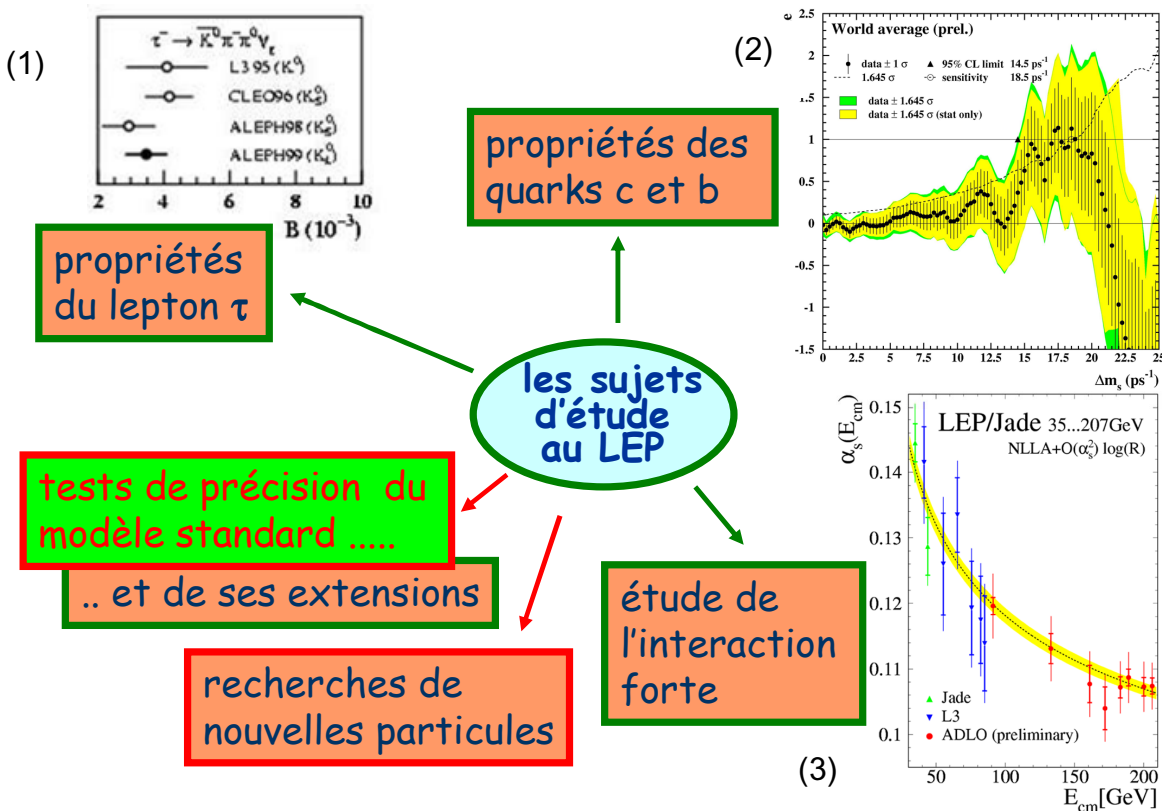


Fig. 14 : panorama des sujets étudiés au LEP. Les 3 résultats présentés sont : 1) les mesures de l'un des taux de désintégration du tau, par ALEPH et L3 (comparées à la mesure faite par une expérience américaine) ; 2) la mesure, moyennée sur les quatre expériences, de l'amplitude «d'oscillation» du B_s^0 , particule issue des quarks b et s, qui a la caractéristique de se transformer en son anti-particule au cours du temps ; 3) la mesure, moyennée sur les quatre expériences, de la variation de l'intensité de l'interaction forte avec l'énergie à laquelle cette intensité est mesurée.

Dans cette section, on abordera les deux sujets les plus importants, à savoir les tests de précision du modèle standard et la recherche du boson de Higgs standard. Les tests de précision s'appuient sur les mesures de la masse des bosons W (effectuées au LEP et au Tevatron) et de celle du quark top (effectuée au Tevatron), et les mesures de nombreuse propriétés du boson Z (faites surtout au LEP, mais

aussi au SLC, collisionneur électron positron linéaire de 91 GeV d'énergie situé aux Etats-Unis et ayant fonctionné à plus basse statistique que le LEP durant la même période). On prendra comme seul exemple la mesure de la masse du Z au LEP. La Fig. 15 représente la courbe de résonance du Z mesurée par ALEPH au cours de la phase LEP 1.

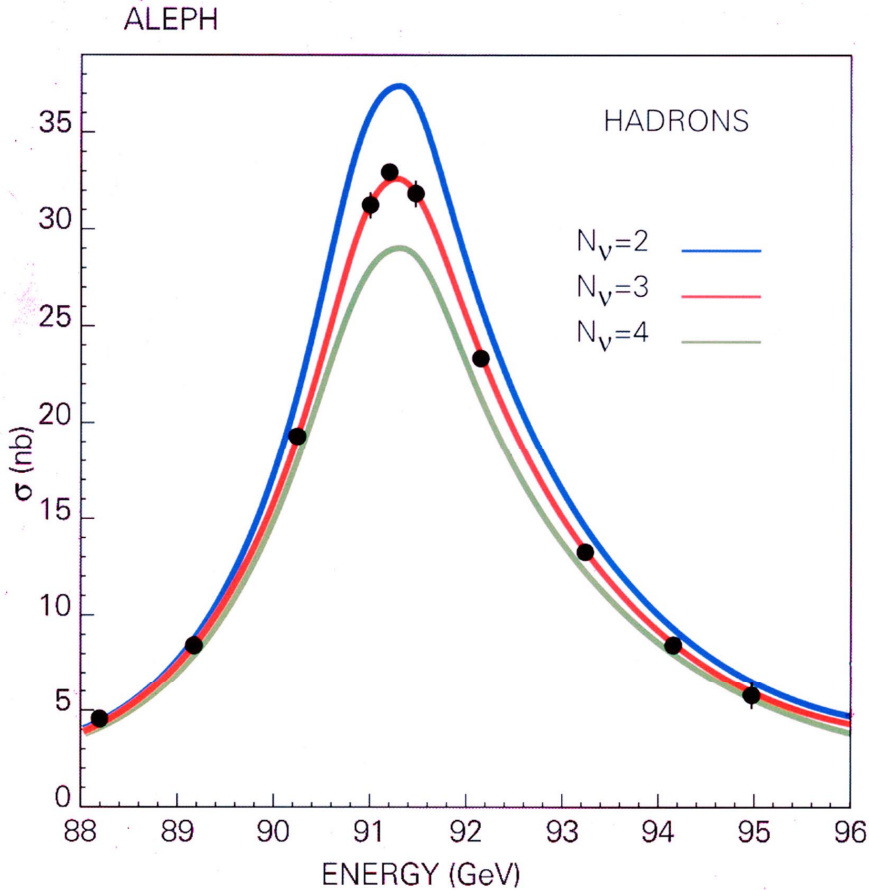


Fig. 15 : courbe de résonance du Z dans le mode quark anti-quark mesurée par ALEPH et comparée à trois prédictions théoriques correspondant à un nombre d'espèces de neutrinos légers de 2, 3, comme dans le modèle standard, ou 4.

Les points expérimentaux sont comparés aux courbes théoriques obtenues pour trois hypothèses du nombre d'espèces de neutrinos légers (c'est-à-dire de masse inférieure à la moitié de la masse du Z), à savoir 2, 3 ou 4. Toute espèce de neutrino léger ouvre un canal de désintégration pour le Z, donc modifie son temps de vie et, partant, la largeur et la hauteur de la courbe de résonance, ce qui explique les différences notables entre les courbes de résonance obtenues pour 2, 3 ou 4 espèces de neutrinos. La précision expérimentale des points de mesure permet sans ambiguïté de rejeter les hypothèses de 2 et 4 neutrinos légers. Plus quantitativement, en combinant les résultats des quatre expériences afin d'accroître la statistique, on obtient la valeur suivante pour le nombre de neutrinos légers:

$$N_v = 2,9840 \pm 0,0082$$

Il n'y a donc que **trois familles** de constituants élémentaires sur le modèle de celles que nous connaissons déjà (c'est-à-dire avec un neutrino léger et fortement couplé au Z). Rappelons qu'avant le LEP, la seule autre indication sur le nombre de familles avec neutrinos légers venait de la cosmologie et s'établissait à 4 familles au plus. De la courbe de résonance on déduit également la valeur de la masse du Z. En combinant les résultats des quatre expériences, il vient :

$$M_Z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}$$

La précision atteinte sur M_Z est de $2 \cdot 10^{-5}$, à comparer à 1% avant le LEP. Cette précision met M_Z au rang des constantes fondamentales de la physique des particules élémentaires.

Mais la précision de mesure n'est pas une fin en soi. En fait, elle était indispensable au LEP car le but poursuivi était de mesurer des effets quantiques extrêmement fins, appelés « corrections quantiques ». Des exemples en sont donnés sur la Fig. 17 qui illustre le premier ordre des corrections quantiques au processus décrit sur la Fig. 16 à l'ordre le plus bas du développement en perturbations de la théorie.

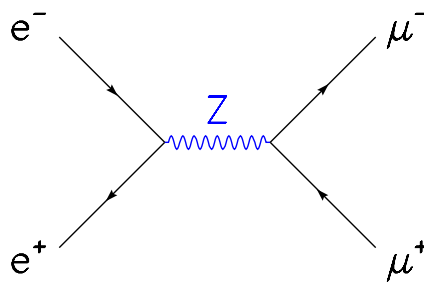


Fig. 16 : annihilation d'une paire électron positron en paire muon anti-muon, par le chemin le plus probable en théorie quantique (i.e. donné par l'ordre le plus bas du développement en perturbations de la théorie) : l'état intermédiaire est un Z.

Considérons le diagramme de la Fig. 17.a) : alors que le quark top a une masse trop élevée pour qu'un Z se désintègre en paire top anti-top qu'on pourrait détecter dans les appareillages, les corrections quantiques permettent la matérialisation pendant un temps très bref de paires top anti-top «virtuelles» au sens de paires dont les éléments ont les mêmes nombres quantiques qu'un quark top mais une masse bien plus faible, respectant la loi de conservation de l'impulsion et de l'énergie. Mais, fait extraordinaire, ces corrections dépendent de la masse véritable du quark top, M_{top} , et on peut montrer que cette dépendance va comme le carré de M_{top} . De même, les corrections quantiques permettent la matérialisation d'un boson de Higgs virtuel lors de la propagation du boson Z intermédiaire (Fig. 17.b) ; dans ce cas, les corrections quantiques vont comme le logarithme de la masse véritable du boson de Higgs, M_H . Tout l'intérêt d'une mesure précise des corrections quantiques réside dans la possibilité de **contraindre par l'expérience** les paramètres clefs du modèle standard, tels que les masses du quark top et du boson de Higgs, **sans les mesurer directement**.

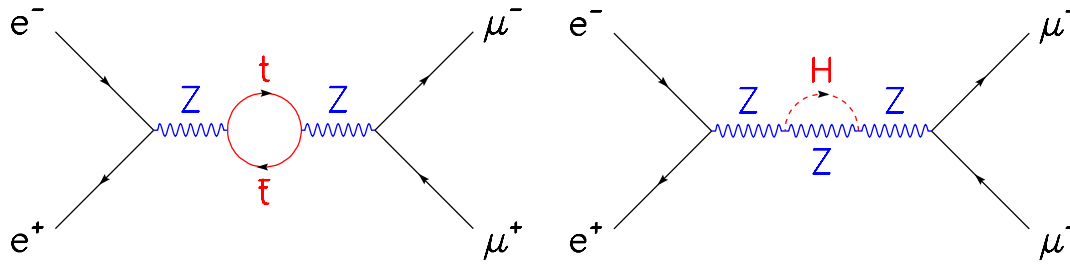


Fig. 17 : annihilation d'une paire électron positron en paire muon anti-muon, par des chemins moins probables de la théorie quantique (tels que donnés par l'ordre 1 du développement en perturbations de la théorie) : on trouve a) un Z qui se matérialise pendant un temps très bref en une paire top anti-top virtuelle, b) un Z qui émet puis réabsorbe un boson de Higgs H virtuel.

Une fois atteinte la précision expérimentale requise, les tests du modèle standard consistent à comparer, sur un même ensemble d'observables, les mesures expérimentales et les prédictions théoriques qui sont fonction de M_{top} et M_{H} pour en déduire les valeurs les plus probables de ces paramètres, c'est-à-dire les valeurs de ces paramètres qui conduisent au meilleur accord entre données et prédictions. La précision expérimentale des mesures se reflète directement dans l'incertitude sur le résultat de telles dérivations. Ainsi, en combinant toutes les mesures de précision, sauf évidemment la mesure directe de M_{top} au Tevatron, la valeur de la masse du top a pu être prédite :

$$M_{\text{top}} = 179,4^{+12}_{-9} \text{ GeV}$$

Cette prédiction est en très bon accord avec la mesure directe de M_{top} au Tevatron, qui seul a l'énergie nécessaire pour produire des quarks top dans les états finals de collision :

$$M_{\text{top}} = 172,7 \pm 2,9 \text{ GeV}$$

La Fig. 18 illustre également cette comparaison. Le très bon accord entre théorie et expérience **valide le modèle standard** jusque dans sa description des effets quantiques **les plus fins** de l'interaction **électrofaible**. Pour mesurer la portée de la prédiction de la valeur de M_{top} , on peut rappeler comment on a progressé dans la recherche du quark top. Avant le démarrage du LEP, le bilan des recherches infructueuses permettait d'établir que la masse du top était supérieure à 60 GeV. En 1993, les premières mesures de précision au LEP donnaient comme prédiction 166 GeV avec une marge de +25 GeV et -29 GeV. Enfin, en 1995, le Tevatron observait le quark top et effectuait une première mesure de sa masse à 180 GeV à 12 GeV près, en accord avec la prédiction établie à partir des mesures de précision. Depuis, prédiction indirecte et mesure directe ont gagné en précision par suite principalement de la statistique supplémentaire accumulée.

De même que pour la masse du top, les mesures de précision permettent de contraindre la masse du boson de Higgs, M_{H} . Cet ajustement est cependant moins précis que celui de M_{top} , car les corrections quantiques ne dépendent que du

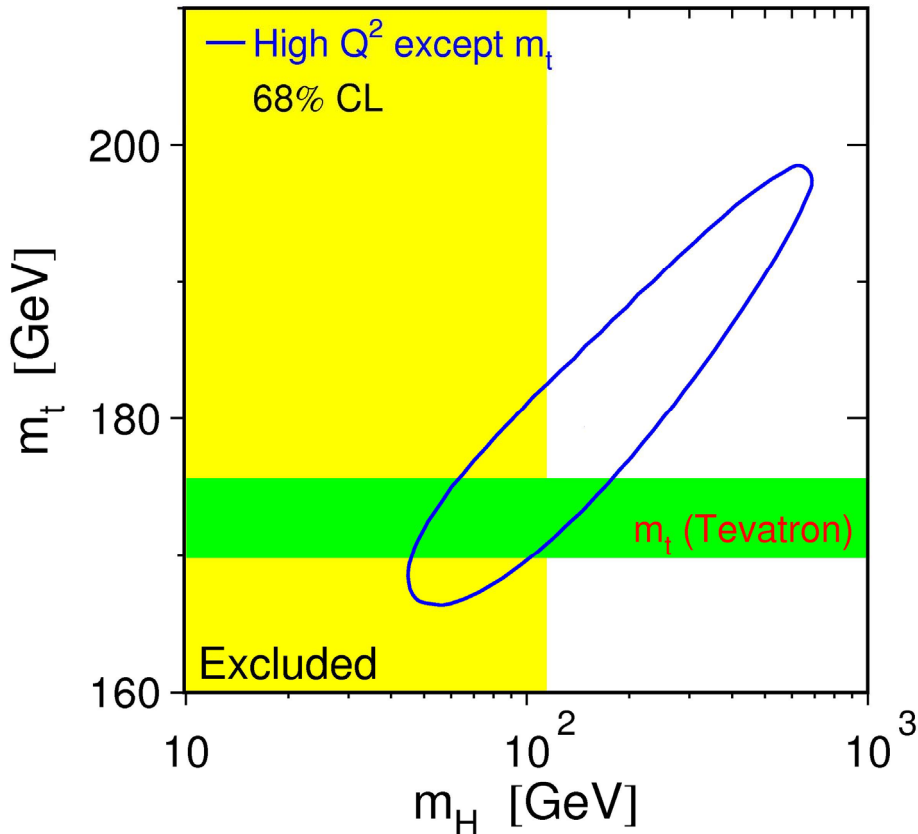


Fig. 18 : dans le plan (M_H, M_{top}) , le contour issu des mesures de précision (hors mesure directe de M_{top}) et tenant compte des incertitudes expérimentales (ellipse), est comparé à la mesure directe de M_{top} (bande horizontale). Les deux régions se recouvrent pour des valeurs de M_H entre 50 et 200 GeV. La bande verticale est la région exclue par les recherches directes du boson de Higgs (voir paragraphe suivant).

logarithme de M_H . C'est pourquoi, plutôt que de donner la valeur la plus probable de M_H assortie de très grandes barres d'erreur, on préfère convertir le résultat en intervalle de masse exclu (à 95% de degré de confiance). On obtient ainsi :

$$M_H < 186 \text{ GeV}$$

ce qui représente un progrès énorme par rapport à l'état des connaissances avant le LEP, puisque n'existait alors que la contrainte théorique $M_H < 1000 \text{ GeV}$. Mais le LEP a pu en dire plus sur le boson de Higgs. En effet, le LEP avait l'énergie suffisante pour produire un boson de Higgs léger, typiquement jusqu'à 120 GeV de masse. Une telle particule aurait alors donné lieu à des états finals de collisions typiques, assez aisément identifiables parmi les millions d'états finals enregistrés. En effectuant une recherche directe de tels états finals dans la totalité des données accumulées, les quatre expériences LEP n'ont trouvé aucun signe d'un boson de Higgs sur une large gamme de masses, ce qui se traduit par une limite d'exclusion

inférieure (à 95% de degré de confiance) de :

$$M_H > 114,4 \text{ GeV}$$

Là encore, il s'agit d'un progrès notable puisque la contrainte expérimentale avant le LEP s'établissait à $M_H < 100 \text{ MeV}$.

Enfin, dans les données accumulées lors de la dernière année aux plus hautes énergies, le LEP a détecté une poignée d'états finals compatibles avec la production directe d'un boson de Higgs. L'un d'eux est représenté sur la Fig. 19. La masse du boson de Higgs reconstruite à partir des caractéristiques cinématiques de l'état final est de $114 \pm 3 \text{ GeV}$. Un tel état final est également interprétable en terme de processus standard, sans production de boson de Higgs. Les probabilités qu'il soit dû à un boson de Higgs de masse 115 GeV (s) ou à un processus standard (b) ont pu être estimées et sont telles que : $\text{Ln}(1+s/b) = 1,73$. Les résultats combinés des recherches des quatre expériences ont ainsi révélé quelques états finals fortement compatibles avec l'hypothèse d'un signal de masse entre 115 et 118 GeV . Une compatibilité de 15% avec l'hypothèse d'un boson de Higgs de 115 GeV a ainsi été estimée. Mais ces états finals sont également compatibles avec l'hypothèse d'une fluctuation du fond dû aux processus standard : une compatibilité de 9% a été trouvée. La réponse du LEP sur l'existence d'un boson de Higgs de masse entre 115 et 118 GeV est donc ambiguë et ne pourra être affinée qu'avec l'aide des expériences auprès des accélérateurs qui ont pris ou vont prendre le relais du LEP.

Ces successeurs du LEP sont des collisionneurs hadroniques. Fonctionnant avec des faisceaux de protons ou d'antiprotons, ces machines sont moins pénalisées par le rayonnement de freinage que les machines circulaires à électrons, et peuvent donc monter beaucoup plus haut en énergie. Par contre, l'environnement expérimental y est beaucoup plus difficile, ne serait-ce que parce que les protons, au contraire des électrons, interagissent par interaction forte dont les sections efficaces sont très importantes et noient tout processus rare comme l'est la production du boson de Higgs. La mise en évidence d'un signal demande donc que les machines délivrent des taux de collisions élevés et requiert beaucoup de temps pour accumuler une statistique suffisante.

Le premier collisionneur hadronique à entrer en fonctionnement a été le Tevatron, qui a démarré une deuxième phase d'expérimentation en 2001. D'ici à 2009, le Tevatron devrait pouvoir explorer une gamme de masses allant de 100 à 180 GeV environ, les masses les plus basses étant les plus faciles à tester. En 2007, au CERN, démarrera le LHC, à plus haute énergie que le Tevatron. Sa sensibilité couvrira une gamme de masses plus étendue que celle du Tevatron, mais les masses inférieures à 130 GeV seront les plus difficiles à tester. Le LHC devrait donc donner une réponse en deux à trois ans pour des masses supérieures à cette valeur, puis revenir sur les plus basses masses ultérieurement.

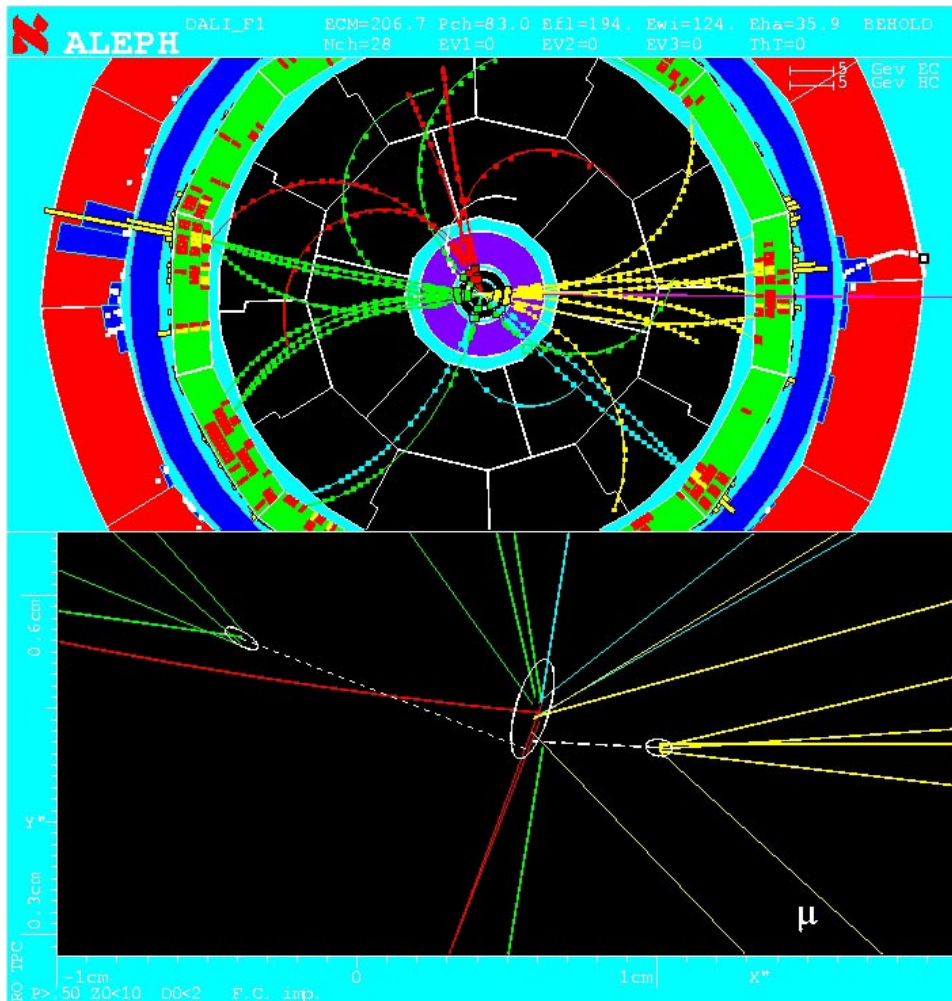


Fig. 19 : reconstitution graphique d'un état final de collision compatible avec la production d'une paire HZ, enregistré par ALEPH. La vue du haut en coupe transversale révèle quatre jets de particules, compatibles avec la production d'une paire HZ où chaque boson s'est désintégré en paire quark anti-quark. La vue du bas est une vue rapprochée de la région d'interaction entre électrons et positrons. Le point de collision est donné par l'ellipse centrale et les deux ellipses plus petites sont des vertex de désintégration de particules neutres, émises au point d'interaction mais qui se sont désintégrées à distance de ce point, comme on l'attend des particules formées à partir des quarks b (ou de leurs anti-particules). Cet état final contient donc une paire quark anti-quark et une paire quark b anti-quark b qui est la configuration la plus probable attendue dans le cas de la production d'une paire HZ.

5) Bilan et perspectives

La décennie écoulée a permis des progrès significatifs dans notre compréhension du monde microscopique. L'acteur majeur de cette période a été le LEP au CERN. Ses résultats, complétés par ceux du SLC et du Tevatron ont permis de valider le modèle standard de la physique des particules au niveau quantique le plus fin. Le LEP a également commencé à lever le voile qui entoure le mystère du mécanisme de la brisure de la symétrie électrofaible, enjeu des expériences futures : il a en effet établi que, si le boson de Higgs existe tel que le prédit le modèle standard, sa masse (à 95% de degré de confiance) est inférieure à 186 GeV et supérieure à 114 GeV ;

un possible signal a même peut-être été vu entre 115 et 118 GeV mais il appartiendra aux expériences futures d'apporter une réponse définitive sur ce point. Les résultats du LEP ont aussi posé des jalons pour les théories, qui, tout en incorporant le modèle standard, vont au-delà et décrivent des phénomènes supplémentaires (à plus haute énergie notamment). Ainsi, les modèles dits composites, qui postulent l'existence de nouvelles particules composés de nouveaux constituants élémentaires lourds se trouvent très défavorisés lorsqu'on compare leurs prédictions aux mesures expérimentales, alors que les modèles privilégiant des mécanismes de brisure à plusieurs bosons de Higgs restent dans la course. En tout état de cause, ces extensions du modèle standard postulent l'existence de nombreuses nouvelles particules, mais aucune n'a été détectée dans la gamme de masses accessible au LEP, c'est-à-dire jusqu'à la centaine de GeV.

Les expériences présentes et futures reprendront le flambeau en poursuivant à la fois les mesures de précision et la quête de nouvelles particules dans une gamme de masses allant cette fois de la centaine au millier de GeV. Les acteurs de cette période seront le Tevatron, mais surtout le LHC au CERN, puis peut-être un futur collisionneur électron positron international (ILC) de haute énergie qui pourrait voir le jour après 2015. Les enjeux expérimentaux recouvrent en premier lieu l'identification du mécanisme de la brisure de la symétrie électrofaible, mais aussi la recherche de nouvelles symétries ou d'une possible unification des interactions électrofaible et forte à très haute énergie, et enfin, la possibilité de commencer à tester expérimentalement une théorie quantique de la gravitation... Certaines extensions

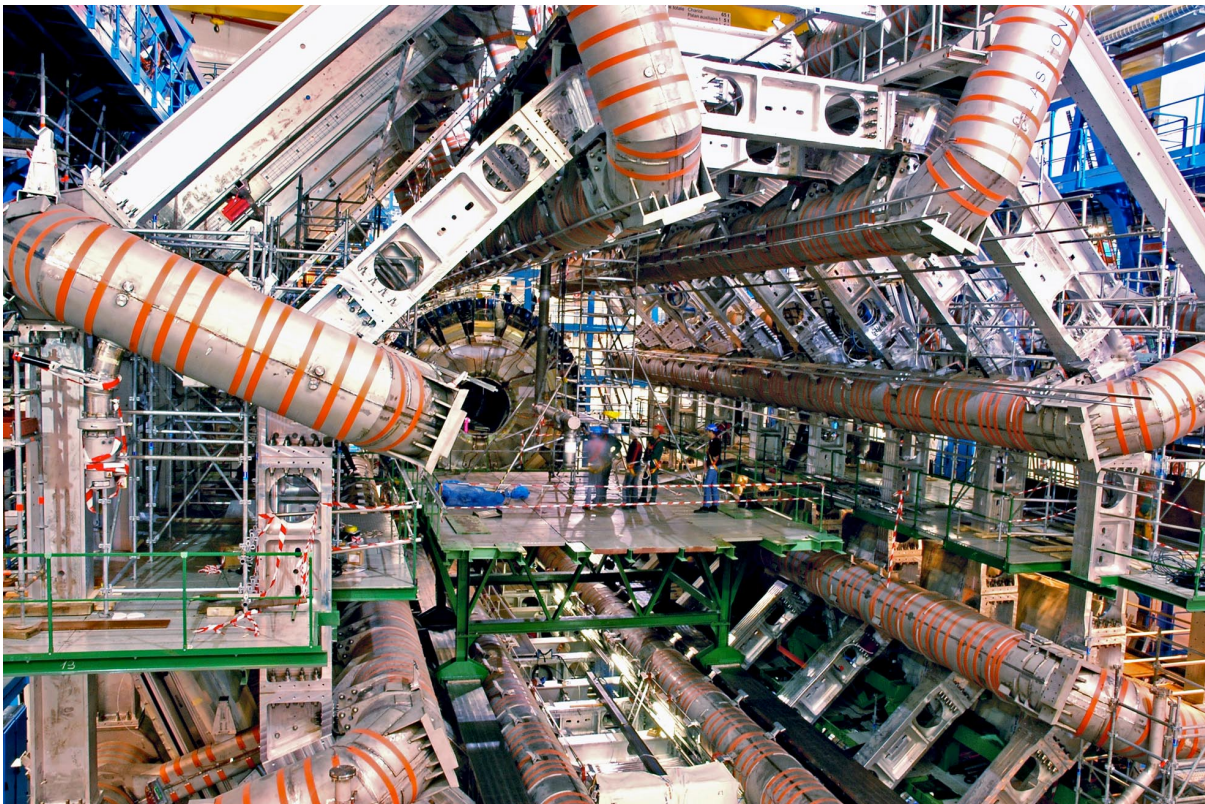


Fig. 20 : expérience Atlas au LHC en cours de montage au CERN (novembre 2005). Le volume d'Atlas représente 10 fois celui d'une expérience du LEP comme Delphi, dont deux exemplaires et demi pourraient tenir dans la partie centrale, entre les 8 bobines du gigantesque aimant supraconducteur que l'on voit ici entièrement monté (photo Dapnia).

du modèle standard proposent de telles pistes (supersymétrie, théories de cordes, dimensions supplémentaires) : il ne manque donc plus que de nouveaux faits expérimentaux.

Le LHC et ses détecteurs, qui peu à peu prennent forme après une quinzaine d'années de gestation (voir Fig. 20) devraient dominer le paysage expérimental dans la décennie à venir, comme l'illustre la Fig. 21. Sur trois des thèmes majeurs de la physique des particules - mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, asymétrie entre matière et antimatière, interaction forte - le futur de la physique des particules se fera au LHC. Le quatrième thème, les propriétés des neutrinos, demande des expériences spécifiques qui se déroulent surtout au Japon, leader mondial en la matière, et dans une moindre mesure en Europe et aux Etats-Unis.

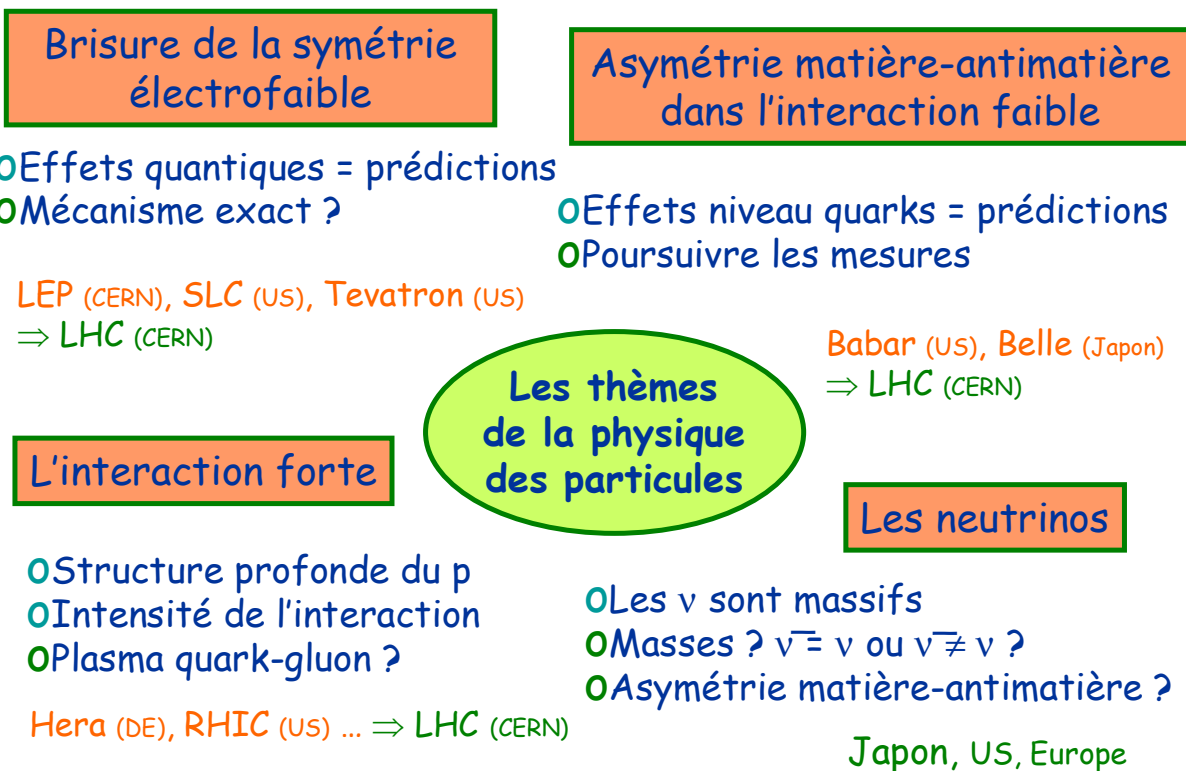


Fig 21 : thèmes principaux de la physique des particules, bilan expérimental atteint pour chacun d'eux, prochain enjeu expérimental, acteurs présents et futurs.

Pour terminer, il peut être intéressant de replacer la physique des particules dans le cadre plus large des sciences qui s'intéressent à l'histoire de l'Univers. Si l'on admet le modèle du Big Bang comme explication plausible des débuts de l'Univers, le point de départ est l'explosion d'un grain de matière extrêmement dense, suivie d'une expansion rapide (voir Fig. 22). Trois minutes après l'explosion, les noyaux atomiques commencent à se former, puis vient la formation des atomes 300,000 ans plus tard et enfin, celle des étoiles et des galaxies qui démarre 1 milliard d'années après le Big Bang. Les sciences qui permettent de décrire ces étapes sont la physique nucléaire, la physique atomique et l'astrophysique. La physique des particules élémentaires quant à elle offre des scénarios pour remonter à des temps encore plus anciens de l'histoire de l'Univers, une fraction de seconde après l'explosion initiale (10^{-43} s !). L'Univers est alors formé d'un ensemble de particules et d'anti-particules, en nombres égaux, et les trois interactions fondamentales sont

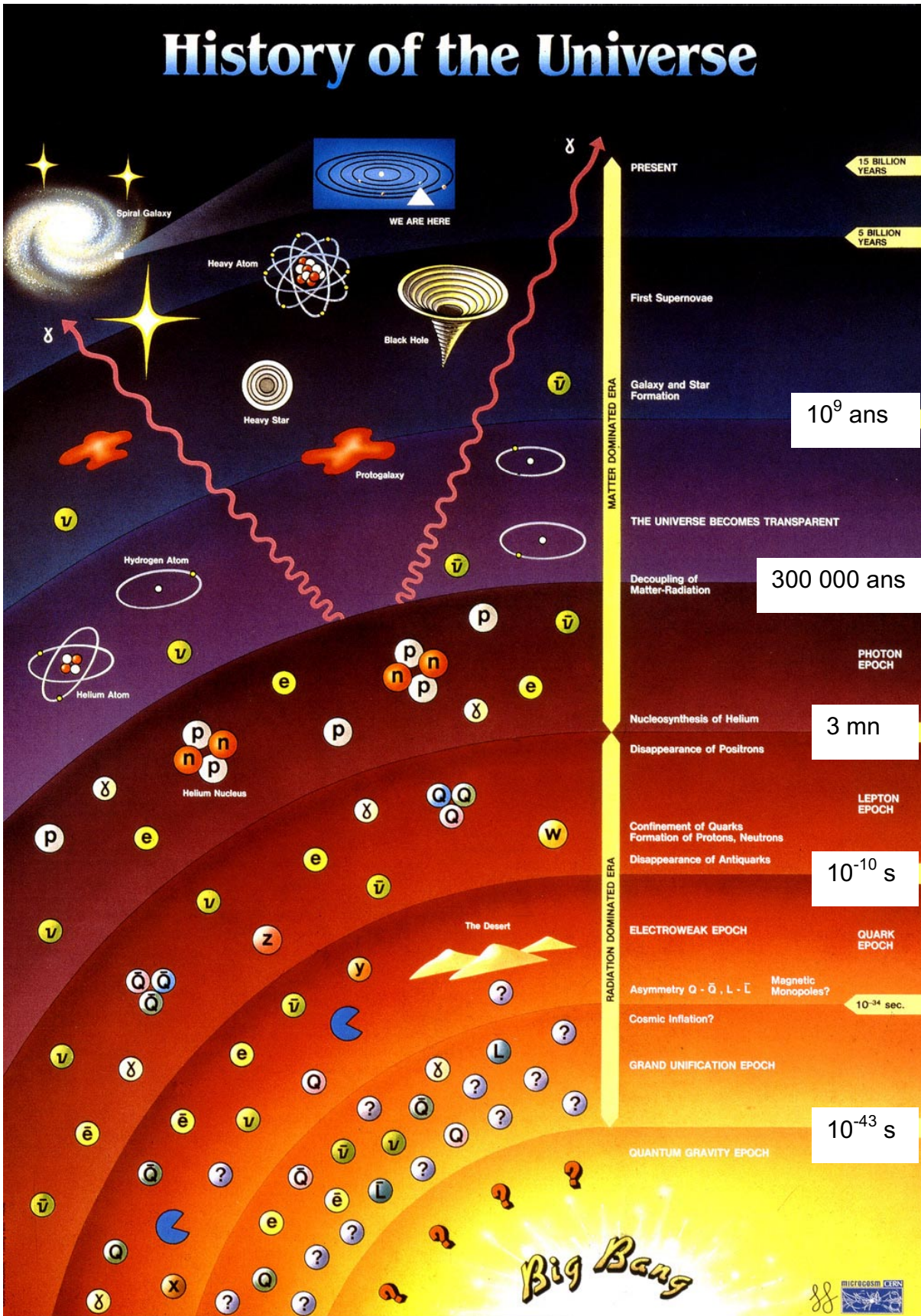


Fig.22 : vue d'artiste des principales étapes de l'évolution de l'Univers depuis l'explosion initiale du Big Bang (document CERN). La physique des particules offre des scénarios pour comprendre ce qui s'est passé entre 10^{-43} s et 3 mn après le Big Bang.

indiscernables. Particules et anti-particules s'annihilent constamment en rayonnement, qui recrée aussitôt des paires particule anti-particule. Le temps passant, l'Univers en expansion se refroidit, l'interaction forte se sépare de l'interaction électrofaible, les quarks et les gluons coexistent au sein d'un plasma. Durant cette phase, un léger excès de matière par rapport à l'antimatière apparaît, en partie à cause de l'interaction électrofaible qui ne se comporte pas de la même manière pour les particules et les anti-particules. A 10^{-10} s après le Big Bang, la symétrie électrofaible est brisée, électromagnétisme et interaction faible s'individualisent et les particules acquièrent une masse. A cette époque l'Univers s'est refroidi au point que le rayonnement n'a plus assez d'énergie ni pour s'opposer à l'apparition de systèmes liés de particules, ni pour recréer des paires particule anti-particule. Celles-ci continuent à disparaître par annihilation et, en raison du léger excès de matière, il ne reste bientôt plus que des particules dans l'Univers. Celles-ci vont alors former les premiers systèmes liés, protons et neutrons, qui donneront naissance par la suite aux noyaux et enfin aux atomes.

Références

- 'Combien de particules dans un petit pois ?', François Vanucci, collection 'Les petites pommes du savoir', éditions 'Le pommier', 2003 ;
- Le site <http://particleadventure.org/particleadventure/> présente une introduction pédagogique aux notions de particules élémentaires et d'interactions fondamentales. Le site principal est en anglais mais propose également une traduction en français ;
- 'Introduction à la physique des particules', Robert Zitoun, éditions Dunod, 2004 (2^{ème} édition) : pour une approche plus détaillée de niveau master scientifique ;
- '40 ans de coopération Saclay-CERN', Vanina Ruhlmann-Kleider, Monique Neveu et Serge Palanque, disponible sur demande ou (en anglais) à l'adresse <http://www.cerncourier.com/main/article/43/4/10> . Sur l'exemple des collaborations entre le CERN et le Dapnia, cet article retrace les grandes étapes de la physique des particules expérimentale ;
- Enfin, les résultats des expériences du LEP peuvent être trouvés sur les sites des groupes de travail du CERN <http://lepewwg.cern.ch/LEPEEWG/> pour les mesures et tests de précision du modèle standard et <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/www/> pour les recherches de bosons de Higgs.