

Le LEP: des acquis historiques !

Vanina Ruhlmann-Kleider

CEA/DAPNIA/SPP

CE Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex

Résumé

En novembre 2000, le LEP délivrait ses dernières collisions après 12 années de prise de données, qui furent riches de résultats pour la physique des particules élémentaires. A titre d'exemple, les mesures dites de précision et la recherche du boson de Higgs du modèle standard sont passées en revue, afin de montrer pourquoi le LEP a été, et restera, un moment important de cette discipline.

Revue plénière présentée au congrès de la SFP (Strasbourg, 9 au 13 juillet 2001)

1) Survol de l'histoire du LEP et de ses expériences

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 figures 1 et 2). Les produits issus des collisions étaient enregistrés par quatre détecteurs, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

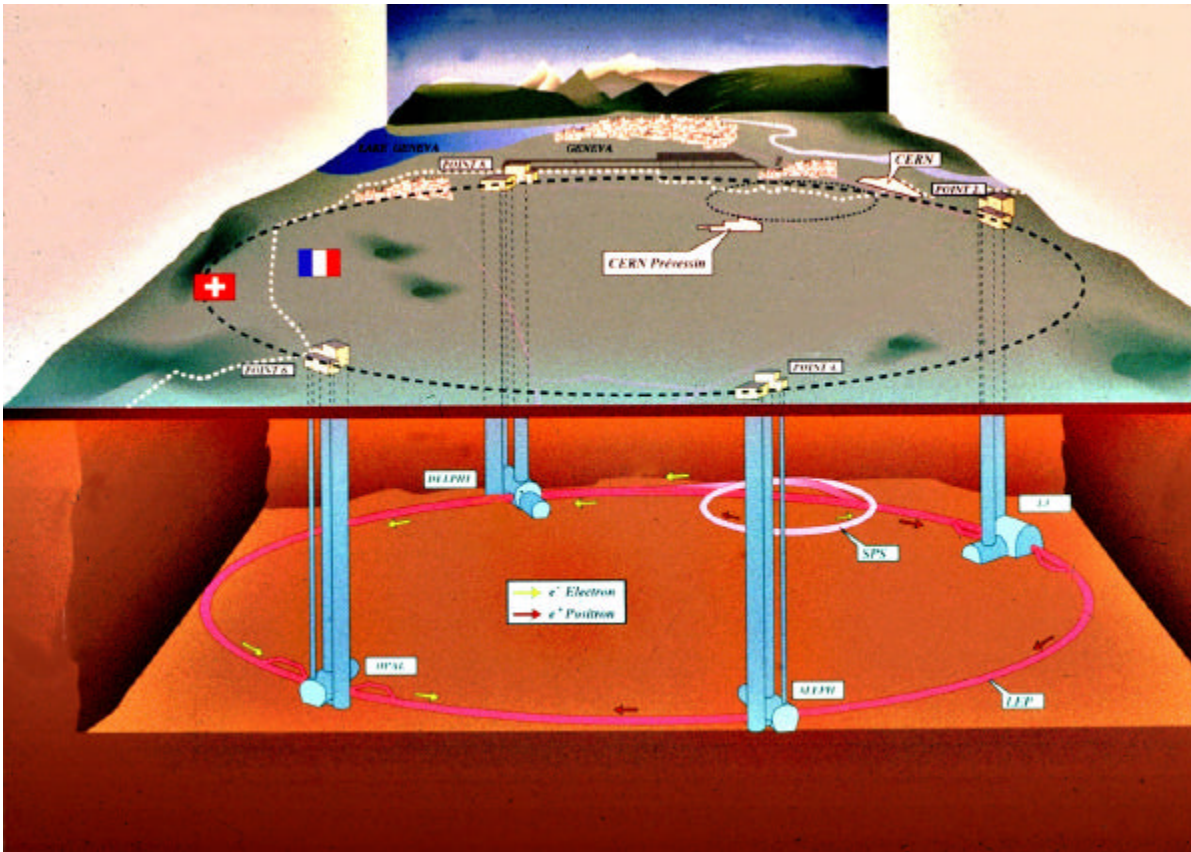


Fig. 1 : vue en perspective de l'anneau de collisions LEP et des quatre sites expérimentaux, ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

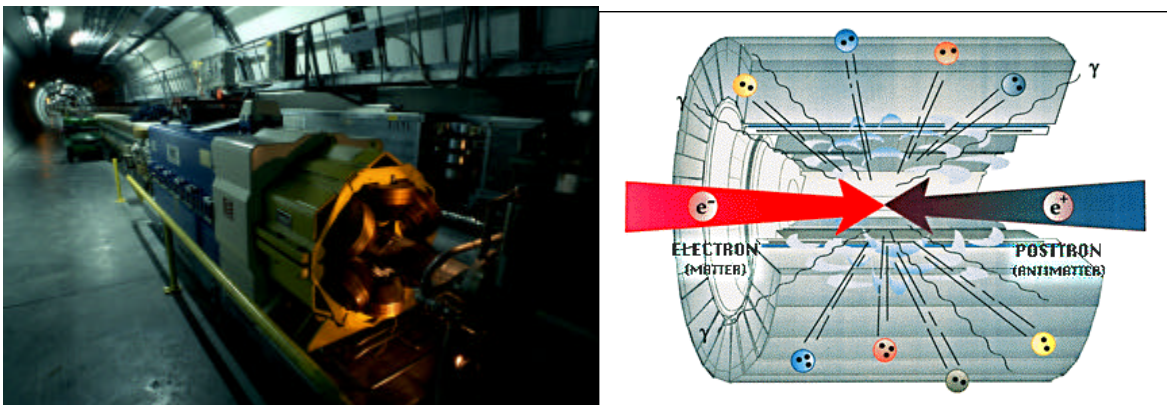


Fig. 2 : vue d'un segment de la ligne de faisceau du LEP (à gauche) et représentation schématique d'une collision électron positron au centre d'un détecteur (à droite).

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 figure 5 qui représente la section efficace de collision en fonction de l'énergie du LEP, pour les processus physiques les plus importants mis en jeu au cours des collisions.

On retiendra plus particulièrement deux des courbes de section efficace. La première, donnée par les carrés pleins, correspond au processus de production dit à deux fermions 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 pour donner deux fermions qui sont reconstruits dans les appareillages. Une représentation schématique de ce processus est donnée par le diagramme de la figure 4. 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.

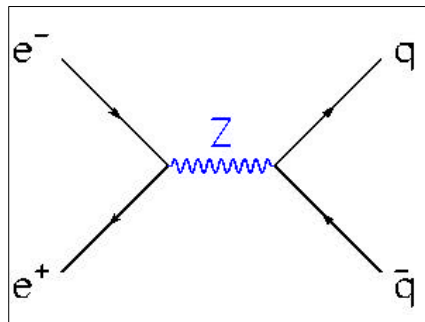


Fig. 3 : diagramme d'une collision électron positron conduisant à la création d'un boson Z par annihilation de la paire électron positron. Le Z se désintègre à son tour en paire de fermions, ici une paire quark anti-quark.

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 au processus de production d'une paire de bosons W^+W^- , qui, comme le boson Z, sont des particules caractéristiques de l'interaction faible, dont la masse est proche de 80 GeV. Une représentation schématique du processus de production est donnée par les diagrammes de la figure 4. Traduit en nombre de collisions, ce sont 50 mille paires W^+W^- que les quatre détecteurs ont enregistrés durant la phase LEP 2.

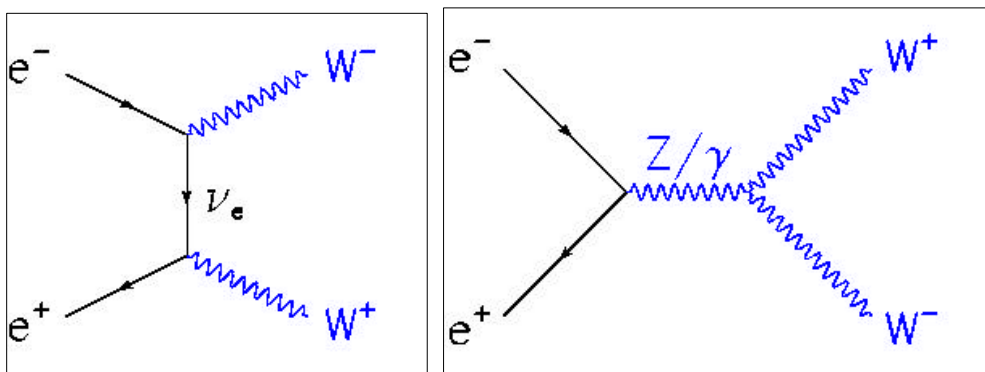


Fig. 4 : diagramme d'une collision électron positron conduisant à la création d'une paire W^+W^- par deux processus physiques possibles.

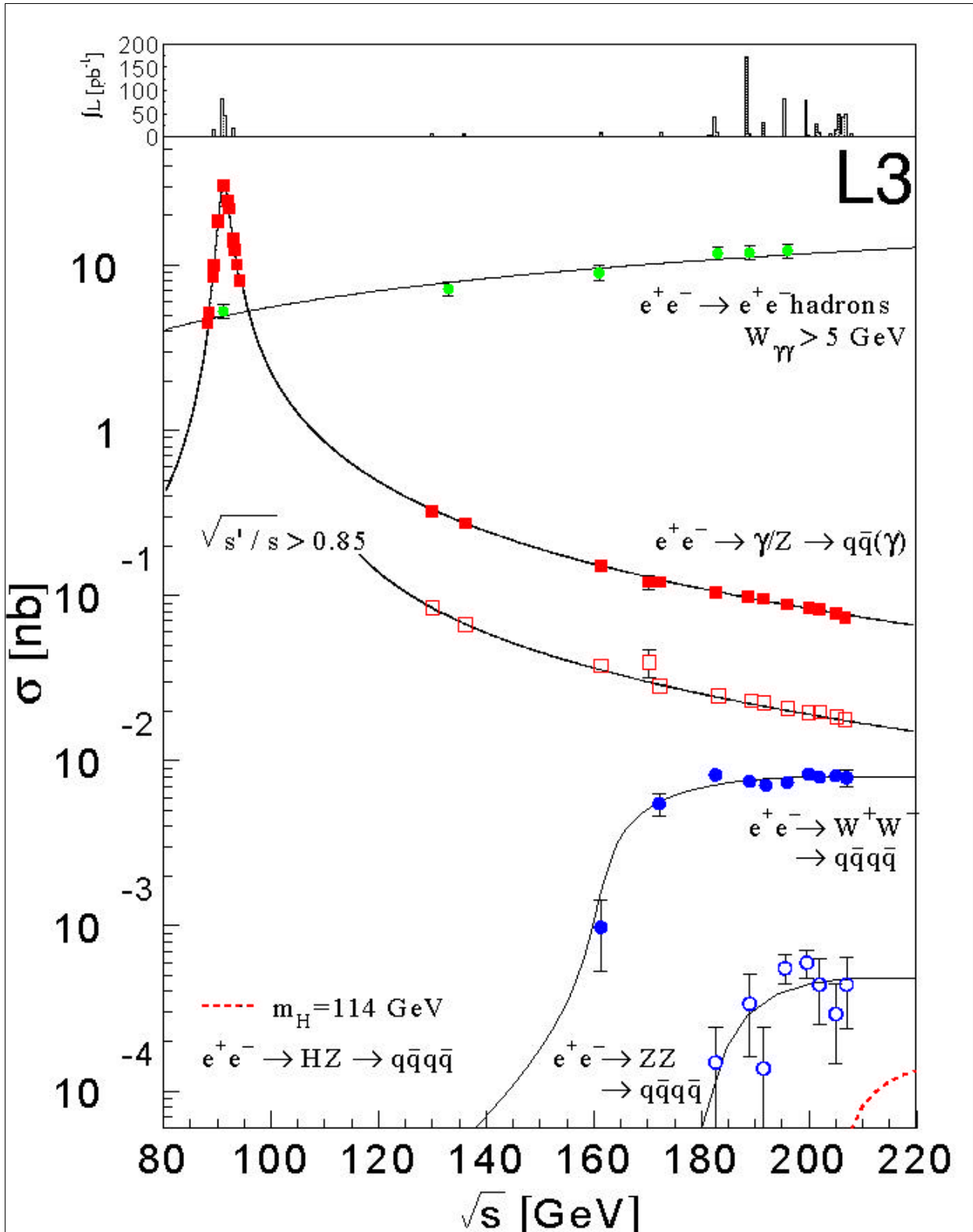


Fig. 5 : section efficace de collision en fonction de l'énergie du LEP pour différents processus de collision. Les points expérimentaux proviennent de l'expérience L3 et couvrent l'ensemble des points de fonctionnement en énergie de l'accélérateur. Les lignes pleines correspondent aux prédictions théoriques. 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 statistiques enregistrées au LEP (17 millions de désintégrations du Z, 50 mille paires de W) sont importantes et à l'origine de la précision statistique des mesures effectuées par les expériences. Pour illustrer le travail expérimental, rappelons que les états finals de collision sont enregistrés puis reconstruits par les détecteurs à l'exemple du détecteur OPAL montré sur la figure 6.

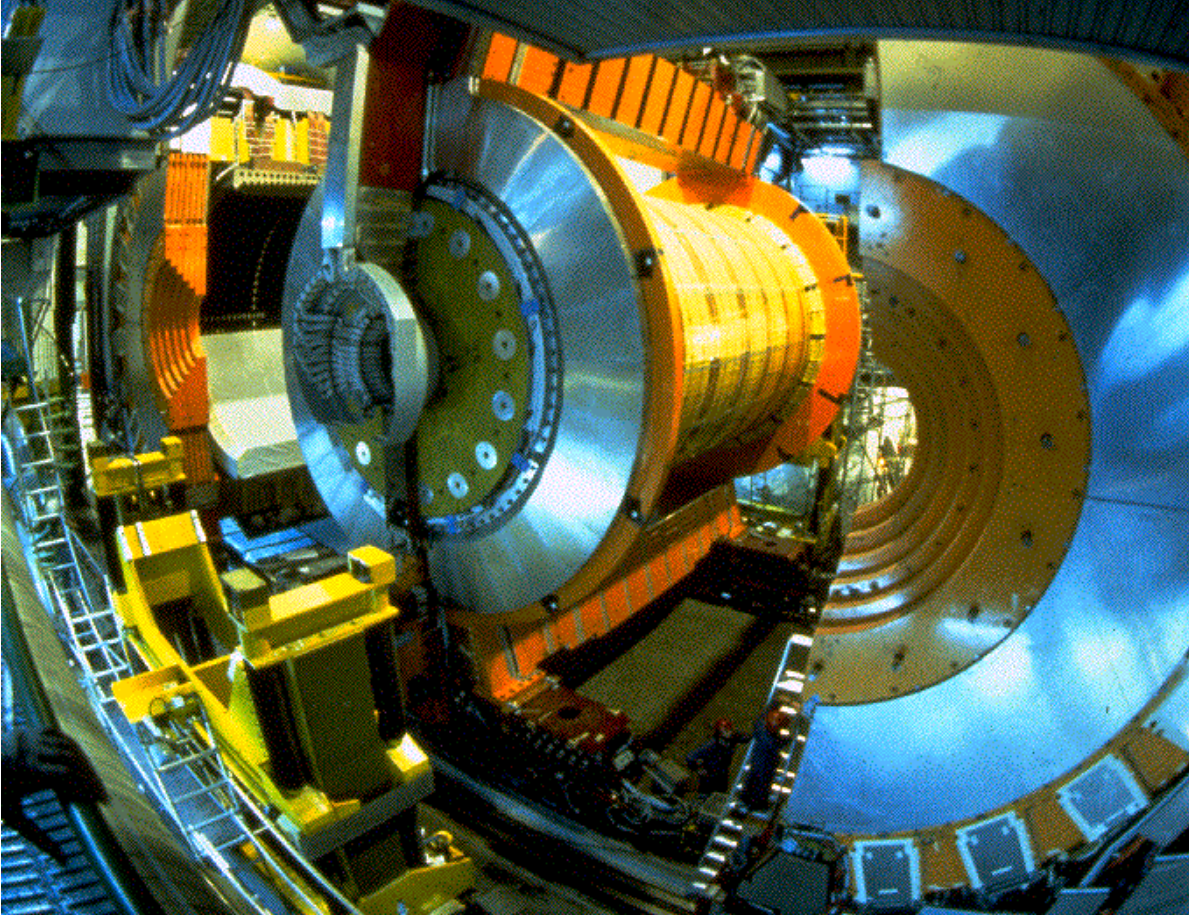
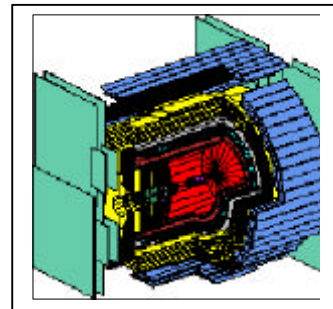


Fig. 6 : photo du détecteur OPAL en cours de montage : la partie centrale est séparée des deux demi coques du détecteur externe. A droite : vue schématique du détecteur complet révélant sa forme cylindrique dont l'axe est celui des faisceaux.



Un exemple d'état final de collision à LEP 1 est présenté sur la figure 7. 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, 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

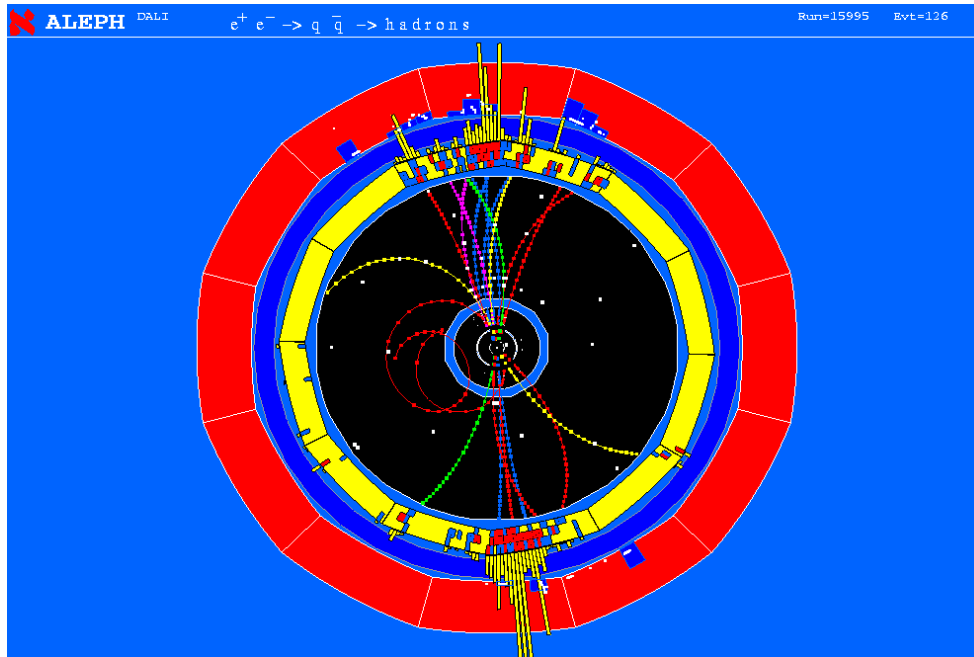



Fig. 7 : reconstitution graphique dans le détecteur ALEPH de la désintégration d'un Z en deux quarks qui se sont matérialisés en jets de particules. Les trajectoires des particules chargées sont reconstituées à partir des points de mesure enregistrés par les couches internes du détecteur (cf. les carrés et les lignes joignant ces derniers). Les particules neutres sont reconstruites par leurs dépôts d'énergie dans les couches externes denses de l'appareillage (cf. les histogrammes clairs de hauteur proportionnelle au dépôt d'énergie).

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 figure 8. 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 deux quarks pour 43 % de taux de branchement, soit en quatre quarks 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: 103278 Evt: 20025 Beam: 98.1 GeV Proc: 27-Jun-1999 DAS: 27-Jun-1999 Scan: 2-Jul-1999 08:03:15 TanDST	vu	vd	vu	vd	vu	vd	vu	vd
	Aut	1	18	0	2	0	0	0
		(64	I 03	I 0	I 2	I 0	I 0	I 0
	Detct	(-1	5	1	0	0	0

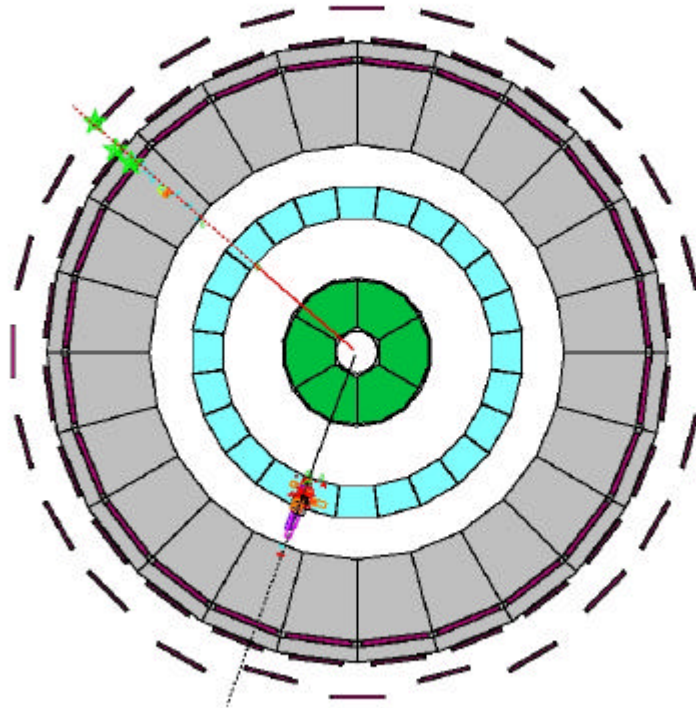


Fig. 8 : reconstitution graphique dans le détecteur DELPHI de la désintégration d'une paire W^+W^- en deux leptons chargés (un positron et un muon) et deux neutrinos indétectables : seules sont reconstruites les trajectoires des leptons chargés.

2) Le modèle standard : ingrédients et questions ouvertes

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 figure 9. 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. 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

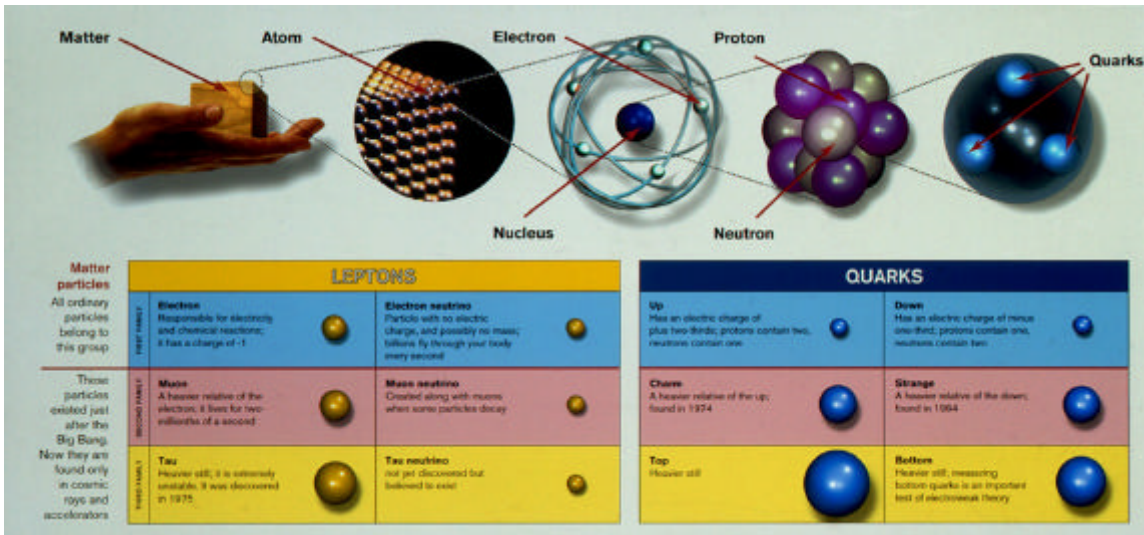


Fig. 9 : table des douze constituants élémentaires de matière dont le modèle standard décrit les interactions. Les trois leptons chargés (électron, e^- , muon, μ^- , tau, τ^-) sont sensibles aux interactions électromagnétique et faible, les neutrinos (ν_e , ν_μ , ν_τ) ne sont sensibles qu'à l'interaction 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.

les rayons cosmiques ou dans les états finals des collisions produites dans les accélérateurs. La seconde famille est composée du muon et de son neutrino associé ν_μ et des quarks s et c. Enfin, la troisième famille est celle du lepton tau et de son neutrino associé ν_τ dont les quarks partenaires sont le b et le 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 très importants.

Le second ingrédient du modèle standard est la description des trois interactions fondamentales intervenant au niveau quantique : électromagnétisme, interactions faible et forte. En postulant des propriétés d'invariance des interactions sous certaines lois de transformations (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,
- huit gluons pour l'interaction forte.

Des exemples de description de l'interaction entre un électron et un positron sont donnés sur la figure 10. L'enjeu expérimental actuel est de préciser les caractéristiques

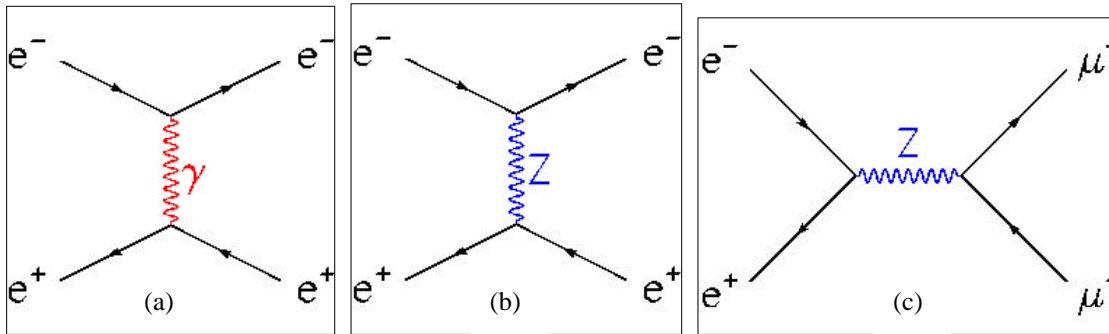


Fig. 10 : exemples d'interaction entre électron et positron : a) l'électron et le positron échangent un photon (interaction électromagnétique), b) l'électron et le positron échangent un Z (interaction faible), c) l'électron et le positron s'annihilent en un Z qui se désintègre en paire muon anti-muon (interaction faible).

des interactions faible et forte. Le LEP a là aussi permis des avancées significatives, en particulier sur l'interaction faible.

Le troisième ingrédient du modèle standard est connu sous le nom de «brisure de symétrie». 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 l'univers, 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 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 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).

Il reste cependant une question en suspens de grande importance, puisqu'on ne connaît pas encore le mécanisme exact de la brisure de la symétrie électrofaible. L'une des possibilités (appelée «mécanisme de Higgs à un seul doublet de champs scalaires») revient à relier les masses des particules de matière à leur couplage avec un boson de spin 0 dit «boson de Higgs». Cette solution, minimale, 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 l'intérêt de rechercher **tous** les indices possibles sur le boson de Higgs. Sur ce thème aussi, le LEP a apporté une contribution significative.

3) Mesures de précision et tests du modèle standard

Les sujets d'étude abordés au LEP, illustrés schématiquement sur la figure 11, sont très variés. Dans cette section, on abordera l'un des sujets les plus importants, appelé «mesures de précision et tests du modèle standard».

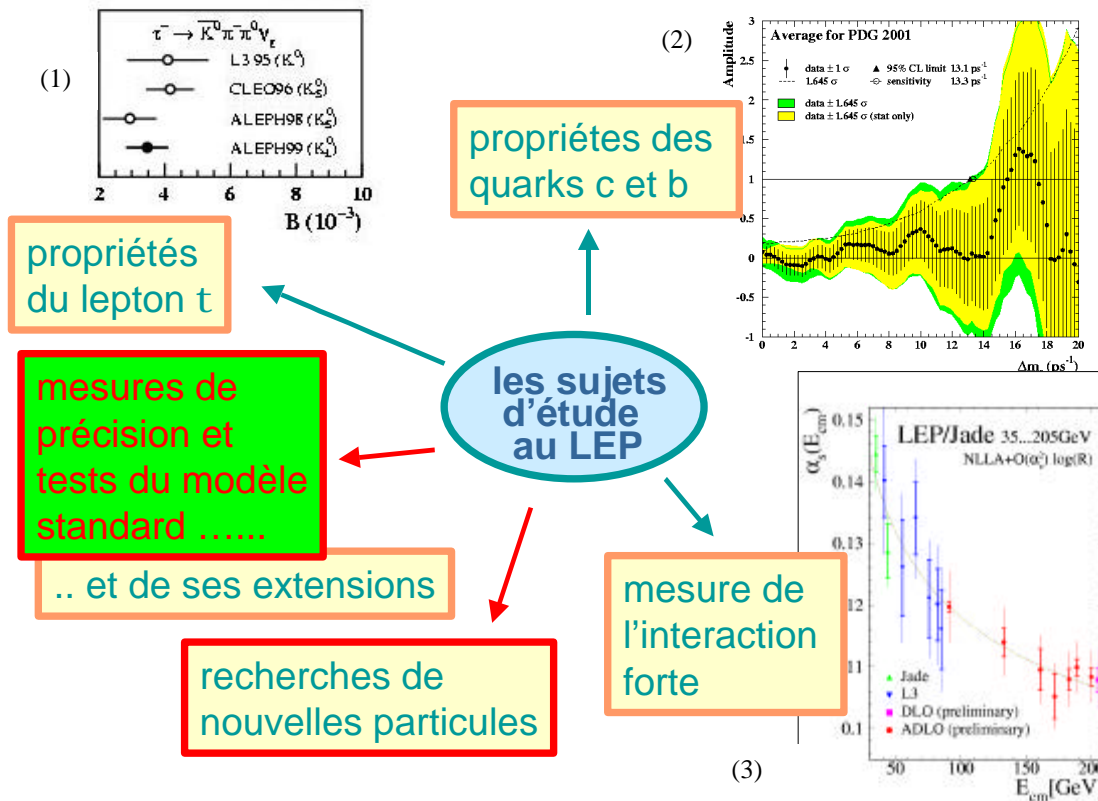


Fig. 11 : quelques uns des sujets d'étude les plus importants abordés au LEP. Les trois résultats expérimentaux présentés sur cette figure sont : 1) les mesures de l'un des taux d'embranchement du lepton tau par ALEPH et L3 (comparées à la mesure faite par une expérience américaine); 2) la mesure, moyennée 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 où cette intensité est mesurée.

Les «mesures de précision» regroupent 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 des 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). La figure 12 illustre quelques unes des propriétés du boson Z. Ce sont en premier lieu les caractéristiques de la courbe de section efficace de production du Z, dont le profil en courbe de résonance (dite de Breit et Wigner) est caractéristique d'une particule à temps de vie

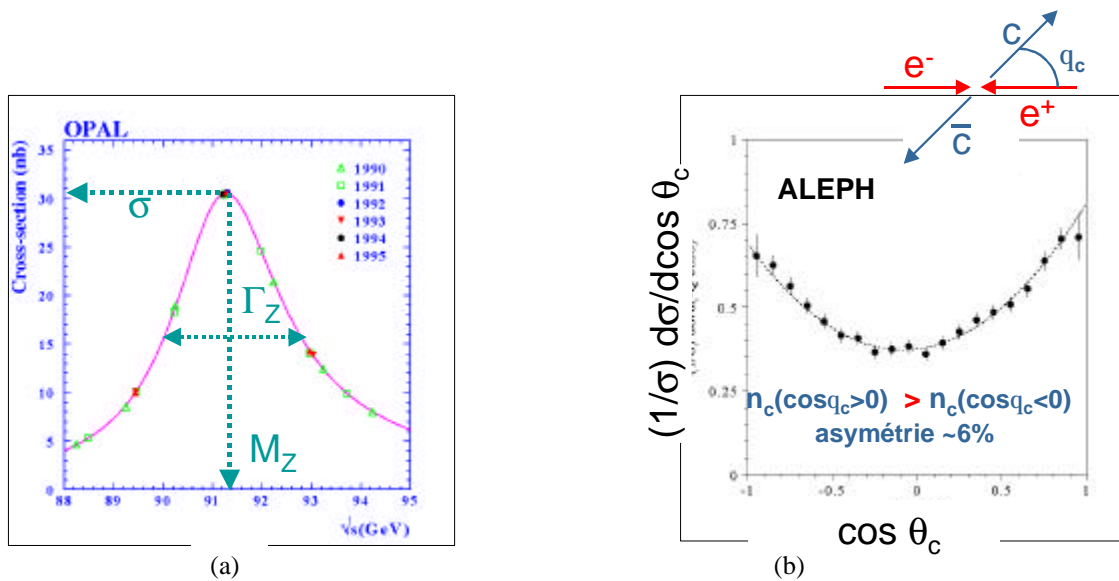


Fig. 12 : a) courbe de résonance du Z mesurée par OPAL dans l'état final quark anti-quark : toutes les données accumulées durant la phase LEP 1 sont représentées. b) distribution angulaire des quarks c de désintégration du Z mesurée par ALEPH : l'angle θ_c est défini entre le quark c et la ligne du faisceau d'électrons. Une légère asymétrie apparaît entre la production dans le sens du faisceau d'électrons et la production dans l'hémisphère opposé.

fini, dont la masse est donc déterminée avec une certaine incertitude, qui se reflète dans la largeur non nulle de la courbe de résonance. Les trois grandeurs à mesurer pour caractériser cette courbe sont la section efficace maximale σ , la largeur à mi-hauteur Γ_Z et la position du pic résonnant, qu'on appelle conventionnellement «la» masse du Z, M_Z (figure 12 a). Une deuxième série de mesures complémentaires concerne les asymétries angulaires, c'est-à-dire les asymétries dans la distribution des angles des produits de désintégration du Z. Les fermions de désintégration du Z (par exemple un quark c comme sur la figure 12 b) sont en effet émis préférentiellement dans le sens du faisceau d'électrons. Ceci est révélateur d'une propriété essentielle de l'interaction faible qui n'est pas invariante par l'opération de parité (inversion des coordonnées). Ceci génère l'asymétrie observée, qui est faible (6% dans le cas du quark c), mais néanmoins détectable si la précision de mesure est suffisante.

La précision est en effet indispensable, car le but poursuivi est de mesurer les effets des corrections quantiques, dont un exemple est donné sur la figure 14, qui représente le premier ordre des corrections quantiques au processus décrit sur la figure 13 à l'ordre le plus bas du développement perturbatif. Considérons le diagramme de la figure 14.a) : alors que le quark top a une masse trop élevée pour qu'un Z se désintègre en paire top anti-top dont on pourrait détecter les jets 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 les lois de la cinématique. De plus, les corrections quantiques 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 (voir le diagramme 14.b) ; dans ce cas, les

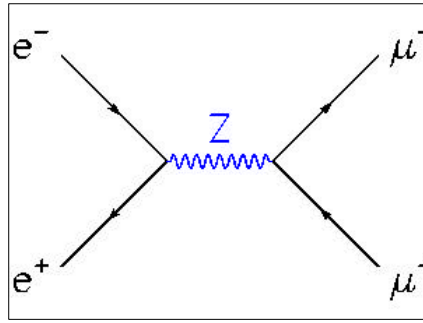


Fig. 13 : annihilation d'une paire électron positron en paire muon anti-muon, à l'ordre le plus bas du développement perturbatif : l'état intermédiaire est un Z .

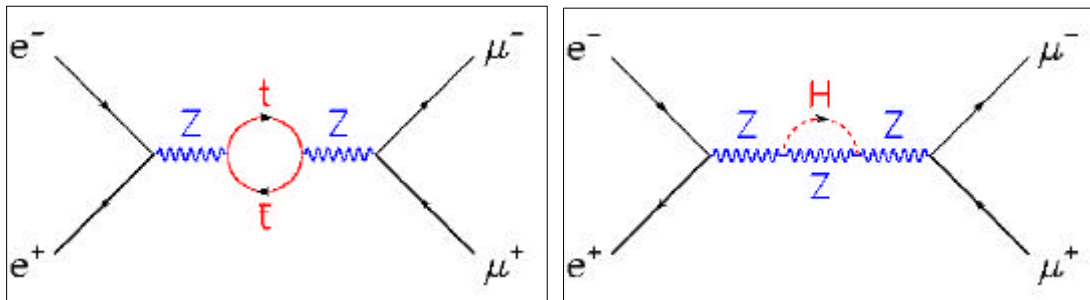


Fig. 14 : annihilation d'une paire électron positron en paire muon anti-muon, à l'ordre suivant du développement perturbatif : on trouve a) un Z qui se matérialise pendant un temps très bref en une paire top anti-top, b) un Z qui émet puis réabsorbe un boson de Higgs H.

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 inconnus ou mal connus du modèle standard, tels que les masses du quark top et du boson de Higgs.

La précision atteinte est illustrée par les résultats donnés sur les figures 15 et 16. La figure 15 représente la courbe de résonance du Z mesurée par ALEPH au cours de la phase LEP 1. Les points expérimentaux sont comparés aux courbes théoriques obtenues pour trois hypothèses du nombre d'espèces de neutrinos, à savoir 2, 3 ou 4. Toute espèce de neutrino léger (c'est-à-dire de masse inférieure à la moitié de la masse du Z) ouvre un canal de désintégration au Z, donc modifie son temps de vie et, partant, la largeur 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. Elle permet également de mesurer précisément la valeur du nombre de neutrinos légers. En combinant les résultats des quatre expériences,

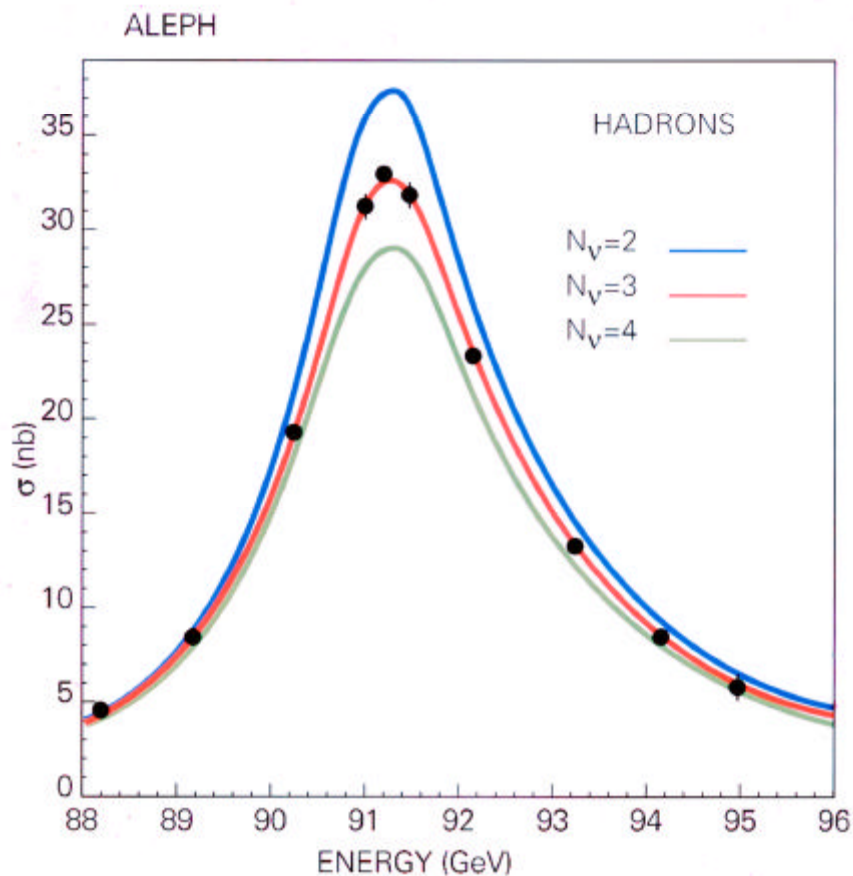


Fig. 15 : courbe de résonance du Z dans le mode quark anti-quark mesurée par ALEPH et comparée à trois prédictions théoriques correspondant à un nombre d'espèces de neutrinos légers de 3, comme dans le modèle standard, ou de 2 ou 4.

afin d'augmenter la statistique, on obtient :

$$N_\gamma = 2.9841 \pm 0.0083$$

De même, pour la masse du Z, on obtient en combinant les résultats des quatre expériences :

$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

La précision atteinte sur M_Z est de $2 \cdot 10^{-5}$, à comparer à 0.4% avant le LEP. Cette précision met M_Z au rang des constantes fondamentales de la physique des particules élémentaires.

La figure 16 est une autre illustration du niveau de précision expérimentale atteint. Dans le plan sous-tendu par deux observables, l'une déduite de la courbe de résonance du Z (en abscisse), l'autre des asymétries (en ordonnée), la figure compare l'ellipse des mesures expérimentales aux prédictions théoriques incluant ou non les corrections quantiques dues à l'interaction faible : les données expérimentales ne sont en accord qu'avec les prédictions théoriques complètes. Un tel test était impossible avant le LEP

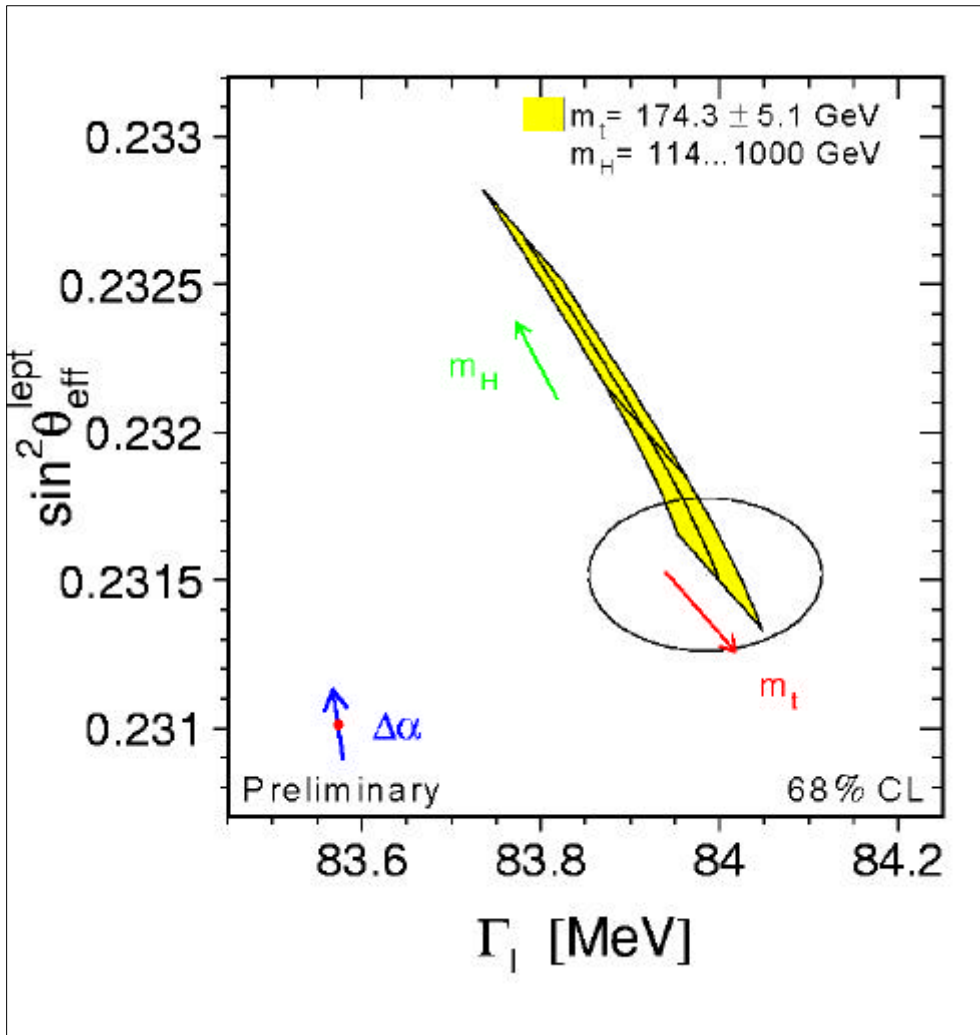


Fig. 16 : dans le plan défini par deux observables caractéristiques du Z, l'ellipse, lieu des mesures expérimentales compte tenu des incertitudes de mesure, est comparée aux prédictions théoriques incluant toutes les corrections quantiques **sauf** celles dues à l'interaction faible (cf. point et flèche dénotée $\Delta\alpha$ indiquant l'incertitude sur la prédiction) et aux prédictions théoriques incluant **toutes** les corrections quantiques (cf. quadrillage qui prend en compte les incertitudes sur les paramètres gouvernant les corrections dues à l'interaction faible, soit M_{top} et M_H : le sens des flèches indique la variation des corrections pour des masses croissantes).

par manque de précision, puisque, par exemple, l'observable angulaire donnée en ordonnée n'était mesurée qu'à ± 0.005 près.

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 fonction de M_{top} et M_H pour en déduire les valeurs les plus probables de ces paramètres inconnus, 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 la mesure

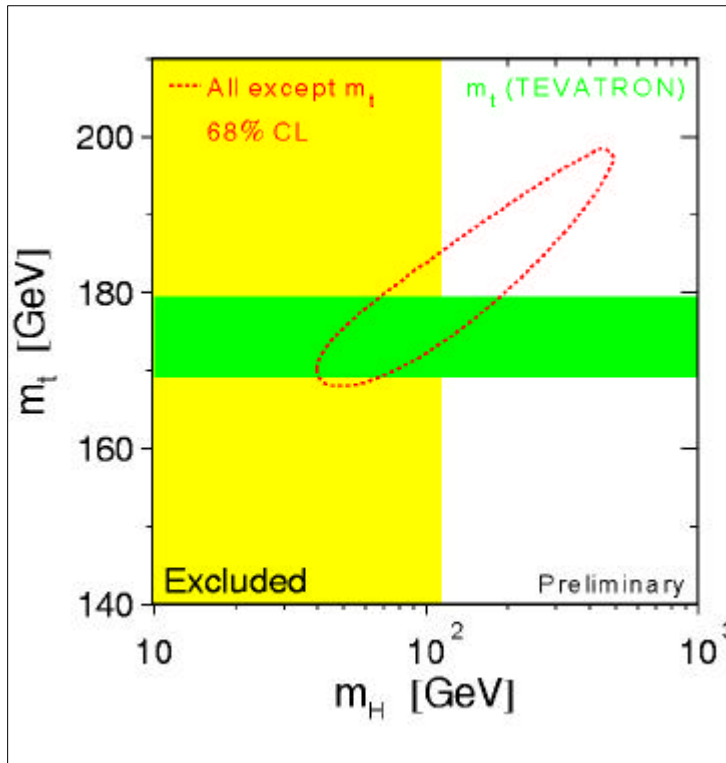


Fig. 17 : dans le plan (M_H, M_{top}) , le contour issu des mesures de précision (hors mesure directe de M_{top}) et tenant compte des incertitudes expérimentales, est comparé à la mesure directe de M_{top} (bande horizontale). Les deux régions se recouvrent pour des valeurs de M_H entre 50 et 200 GeV. La bande verticale est la région exclue par les recherches directes du boson de Higgs (voir section suivante).

directe de M_{top} , la masse du top a pu être prédite :

$$M_{top} = 181^{+11}_{-9} \text{ GeV}$$

ce qui est en bon accord avec la mesure directe de M_{top} au Tevatron :

$$M_{top} = 174.3 \pm 5 \text{ GeV}$$

Cette comparaison est illustrée sur la figure 17. 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 donnait 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 ± 12 GeV, 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 logarithme de

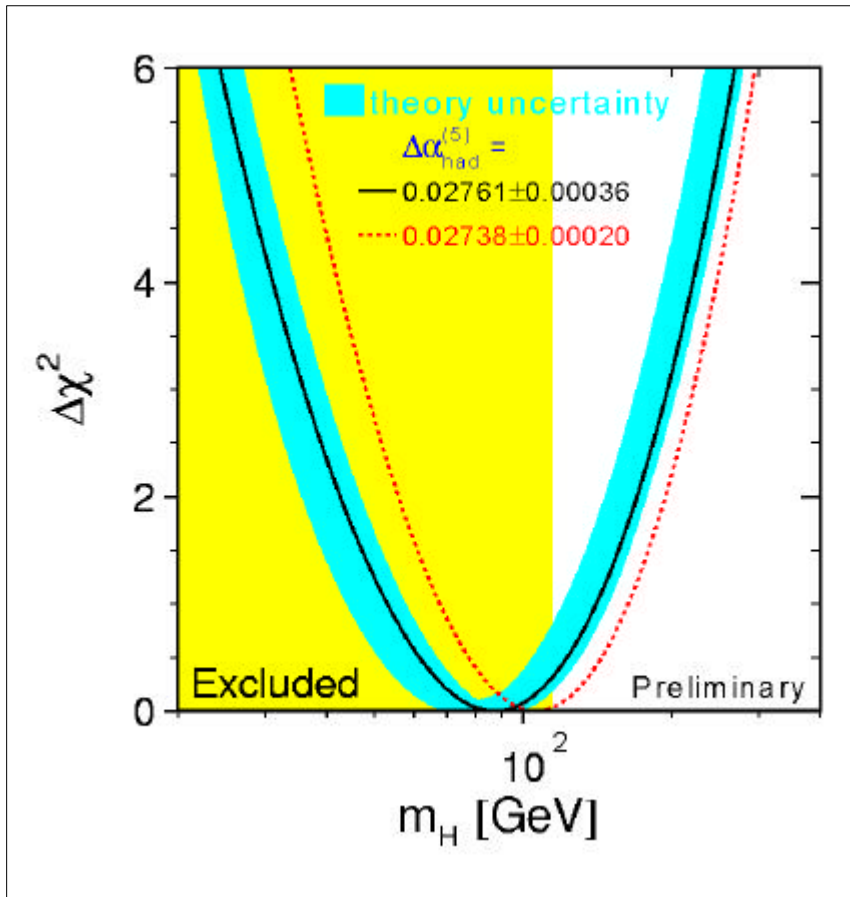


Fig. 18 : pour chaque valeur de M_H en abscisse, l'ordonnée indique l'écart entre prédictions théoriques et mesures de précision. La courbe en trait plein donne les écarts obtenus et la bande en gris foncé indique la variation de ce résultat lorsqu'on tient compte des incertitudes théoriques sur les corrections dues à l'interaction faible. Enfin, la courbe en pointillés représente le résultat de l'ajustement lorsqu'on change le calcul d'une partie des corrections quantiques électromagnétiques (à savoir la polarisation du vide) : le résultat de l'ajustement est beaucoup plus sensible à la valeur de ce terme qu'au reste des incertitudes théoriques. Par exemple, la limite d'exclusion supérieure sur M_H de 196 GeV, dérivée de la courbe pleine, devient 222 GeV avec la courbe pointillée. Le calcul de cette correction électromagnétique est l'objet actuellement d'un intense travail tant théorique qu'expérimental pour en améliorer la précision. La bande verticale est identique à celle de la figure précédente.

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 :

$$M_H < 196 \text{ GeV}$$

ce qui représente un progrès énorme par rapport à l'état des connaissances avant le LEP, puisque n'existait alors que la contrainte théorique $M_H < 1000 \text{ GeV}$. La figure 18 détaille les résultat de la procédure d'ajustement sur toute la gamme d'hypothèses de masse testées.

4) La recherche du boson de Higgs du modèle standard

Les recherches directes de nouvelles particules forment un second volet d'études très variées au LEP, comme l'illustre brièvement la figure 19. En effet, de nombreuses théories cherchent à compléter le modèle standard, et prédisent l'existence de nouvelles particules qu'il convient de rechercher expérimentalement. Cette section fait le point sur la recherche de l'unique particule du modèle standard qui reste non confirmée expérimentalement : le boson de Higgs standard.

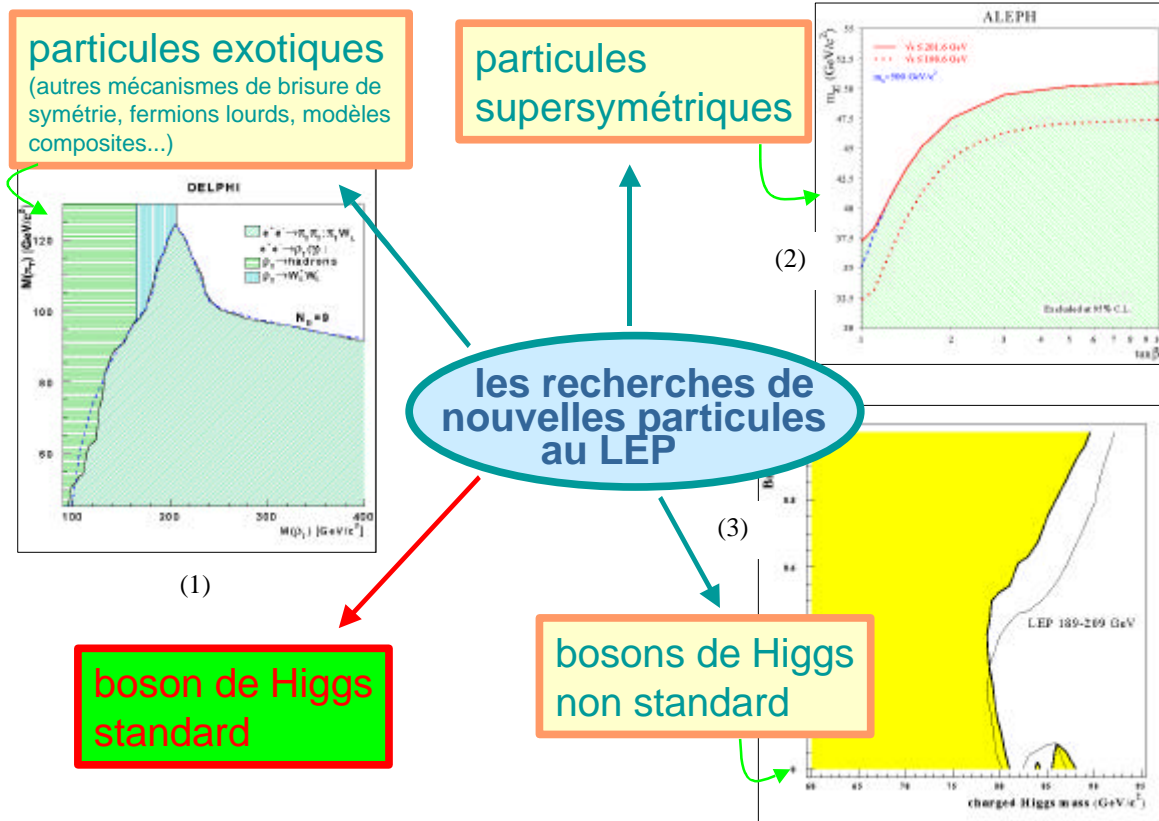


Fig.19 : exemples de recherche de nouvelles particules couvertes au LEP. Les résultats expérimentaux présentés sur cette figure sont : 1) le domaine d'exclusion d'un signal dit de «technicolore», mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible différent de celui du modèle standard (résultat établi par DELPHI) ; 2) le domaine d'exclusion d'un signal dû à la particule la plus légère prédite par la «supersymétrie», théorie englobant le modèle standard (résultat établi par ALEPH) ; 3) le domaine d'exclusion d'un signal dû à des bosons de Higgs chargés, prédits par les extensions du modèle standard dites «deux doublets de champs scalaires» (résultat établi par l'ensemble des quatre expériences).

Les sections efficaces de production du boson de Higgs du modèle standard sont comparées sur la figure 20 à celles des principaux processus de collision, qui sont autant de fonds potentiels à la recherche des quelques états finals de collision où serait produit le boson de Higgs. En comparant ces sections efficaces, on voit que la phase LEP 1 a offert des rapports signal sur fond propices à la recherche de bosons de Higgs légers : de 10^{-3} pour une masse M_H de 10 GeV, ce rapport passait à 10^{-6} à 60 GeV, ce qui, compte

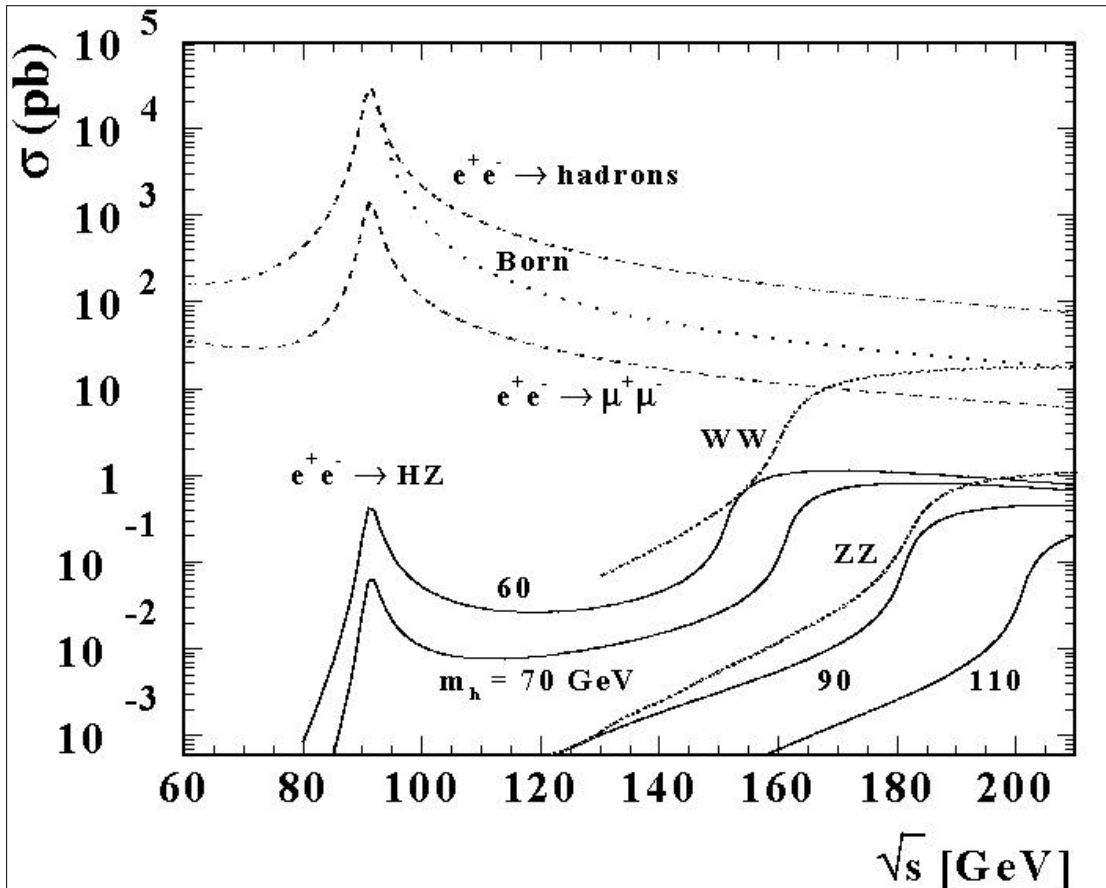


Fig. 20: sections efficaces de différents processus de collision : production de «hadrons» (c'est-à-dire de paires quark anti-quark), de paires $\mu^+\mu^-$, de paires de W ou de Z (courbes en pointillés) mais aussi production d'une paire HZ pour différentes hypothèses de masse du H de 60 à 110 GeV (courbes en traits pleins).

tenu de la statistique accumulée (plusieurs millions d'états finals de fond), a constitué la limite de sensibilité des expériences lors de la phase LEP 1. Aucun état final de collision compatible avec la production d'un boson de Higgs n'ayant été trouvé, les hypothèses de masse les plus faibles se sont retrouvées rejetées, conduisant à la limite d'exclusion inférieure suivante (à 95% de degré de confiance) :

$$M_H > 60 \text{ GeV}$$

ce qui représente un gain important par rapport à la limite inférieure établie expérimentalement avant le LEP de $M_H > 100 \text{ MeV}$.

Comme le montre également la figure 20, les sections efficaces de production d'un boson de Higgs de masse plus élevée sont importantes aux énergies de la phase LEP 2, alors que celles des fonds décroissent. Le rapport signal sur fond à LEP 2 est ainsi de 10^{-2} à 60 GeV et de 10^{-3} à 115 GeV. La phase LEP 2 a donc permis de poursuivre la recherche du boson de Higgs au-delà de la limite établie à LEP 1. En plus de rapports signal sur fond favorables, le LEP a été l'environnement idéal pour rechercher un boson de Higgs. En effet, le mécanisme de production dominant, représenté sur la figure 21, montre que la production d'un boson de Higgs s'accompagne de la production d'un Z

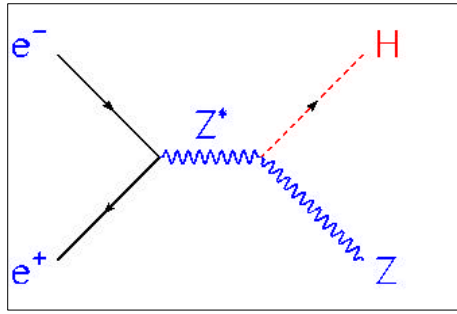


Fig. 21 : processus de production d'un boson de Higgs à LEP 2 : la paire électron positron s'annihile en un Z virtuel qui se désintègre en un Z réel et un boson de Higgs.

qui est aisément identifiable expérimentalement par ses produits de désintégration et sa masse de 91 GeV. De plus, la désintégration dominante du H dans la gamme de masses explorée à LEP 2 est en paire b anti-b, qui possède une signature expérimentale claire (quoique difficile à mettre en œuvre). Il est donc possible d'établir des critères de tri des états finals de collision pour sélectionner efficacement ceux dus à la production d'un boson de Higgs et rejeter une très large fraction des états finals dus aux fonds. Combinée aux bons rapports signal sur fond de départ, cette procédure de tri permet de rechercher un boson de Higgs dans pratiquement toute la gamme de masses accessibles cinématiquement, c'est-à-dire jusqu'à la limite cinématique fixée par le mécanisme de production (figure 21) à la différence entre l'énergie de collision et la masse du Z.

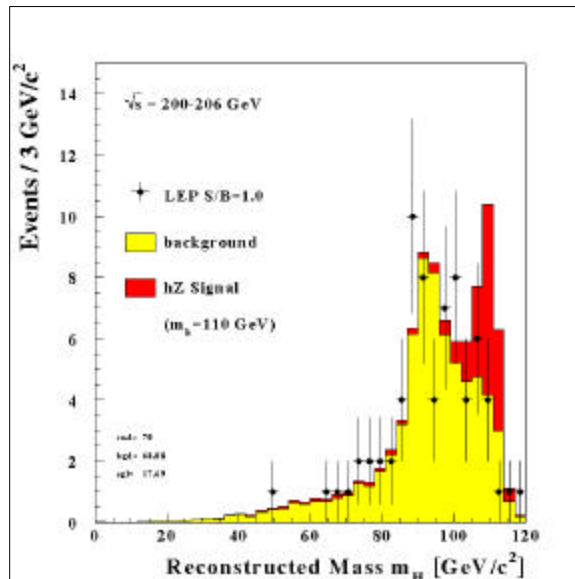


Fig. 22 : spectre en masse du système de particules autres que les produits de désintégration du Z dans des états finals de collision sélectionnés comme compatibles avec la production d'une paire HZ ; dans l'hypothèse d'une véritable production HZ, cette masse serait celle du boson de Higgs H. Les données expérimentales des quatre expériences (points avec barres d'erreur) sont comparées à ce qu'on attend du fond seul (histogramme clair) et à ce qu'on attend quand au fond se superpose le signal d'un boson de Higgs de 110 GeV (histogramme foncé) : les données sont en meilleur accord avec l'hypothèse du fond seul. Notons que le spectre en masse du fond est piqué vers 90 GeV car le fond dominant est la production de paires de Z.

Ceci est illustré sur la figure 22 qui montre un exemple de résultat, obtenu au cours de l'année 2000 alors que l'énergie de collision avait atteint 206 GeV ; cet exemple montre que l'hypothèse d'un boson de Higgs de 110 GeV était exclue par les données. Cet exercice a été réitéré pour toutes les hypothèses de masse permises par la cinématique. En combinant les quatre expériences et en utilisant la totalité des données, on obtient une limite d'exclusion inférieure de :

$$M_H > 114.1 \text{ GeV}$$

à 95% de degré de confiance.

Cette limite d'exclusion est cependant légèrement inférieure à la limite d'exclusion attendue compte tenu de la sensibilité expérimentale de LEP 2. Ceci est dû au fait que dans l'intervalle des masses les plus hautes testées, la compatibilité entre données et prédictions basées sur le fond seul n'est pas aussi assurée qu'à plus basse masse. Le résultat du test de compatibilité pour les hypothèses de masse au-delà de 110 GeV est décrit sur la figure 23 : le comportement des données s'éloigne de ce que l'on attend en

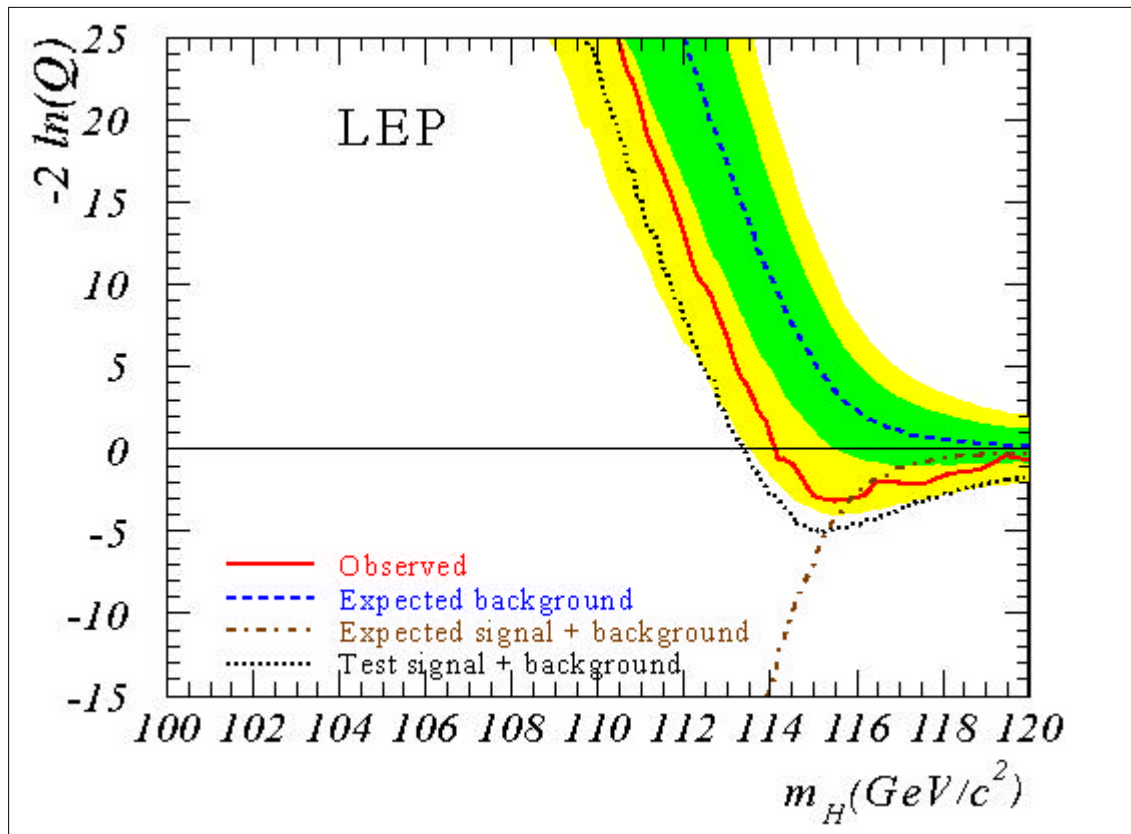


Fig. 23 : résultat du test de compatibilité entre données et prédictions théoriques incluant la production d'un boson de Higgs de masse M_H donnée en abscisse ; le test de compatibilité utilisé est le logarithme d'un rapport de vraisemblance. La courbe tirée représente le résultat attendu **en moyenne** en l'**absence** de tout signal et les bandes foncée et claire donnent les dispersions à ± 1 et ± 2 déviations standard autour de ce résultat moyen. La courbe pointillée est le résultat attendu **en moyenne** en **présence** du signal d'un boson de Higgs de 115 GeV et la courbe en trait plein est le résultat expérimental. Enfin, la courbe avec points et tirets est le lieu des minima des courbes attendues en moyenne pour un signal dont la masse est donnée en abscisse.

moyenne s'il n'y avait que du fond et devient compatible avec ce que l'on attend d'un signal. L'hypothèse de masse donnant le meilleur accord entre données et prédictions, donnée par le minimum de la courbe en trait plein de la figure 23, est de :

$$M_H = 115.6 \pm 0.8 \text{ GeV}$$

La compatibilité entre données et prédiction théorique pour cette hypothèse de masse est de 44%. Cette indication de signal n'est cependant pas extrêmement forte car un tel comportement est également explicable en termes d'une fluctuation statistique du fond, avec une probabilité de 3.4%. A des masses aussi élevées proches de la sensibilité ultime des expériences, et compte tenu de la statistique accumulée, on attend un très faible nombre d'états finals de collision dus au signal et il est très difficile d'atteindre une signification statistique signant sans ambiguïté une découverte, pour laquelle on demande habituellement que l'hypothèse du fond seul ait une probabilité inférieure à $5.7 \cdot 10^{-7}$! L'un des rares états finals à l'origine de l'effet à 115.6 GeV est représenté sur la figure 24. La masse du boson de Higgs reconstruite à partir des caractéristiques cinématiques de l'état final est de 114 ± 3 GeV, en bon accord avec la masse préférentielle issue du test de compatibilité. Enfin, les probabilités que cet état final soit dû au fond seul (b) ou à un signal de 115.6 GeV (s) ont pu être estimées et sont telles que : $\text{Ln}(1+s/b) = 1.73$.

La recherche du boson de Higgs du modèle standard reprendra avec les collisionneurs hadroniques qui vont succéder au LEP. Fonctionnant avec des faisceaux de protons, 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 est le Tevatron, dont la deuxième phase a démarré en 2001. Si la machine délivre les taux de collisions attendus, le Tevatron pourra explorer une gamme de masses allant de 100 à 180 GeV environ, les masses les plus basses étant les plus faciles à tester. Si l'effet à 115.6 GeV vu au LEP est dû à une fluctuation du fond, le Tevatron devrait pouvoir l'exclure en quelques années. Par contre, s'il s'agit d'un véritable signal, il faudra au moins trois années supplémentaires pour établir sa découverte. C'est à ce moment-là, vers 2007, que démarrera le LHC au CERN, à plus haute énergie que le Tevatron. Sa sensibilité devrait couvrir 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. Si le mécanisme de Higgs est le mécanisme de la brisure électrofaible mais qu'il y a plusieurs bosons de Higgs, le LHC devrait aussi pouvoir les détecter.

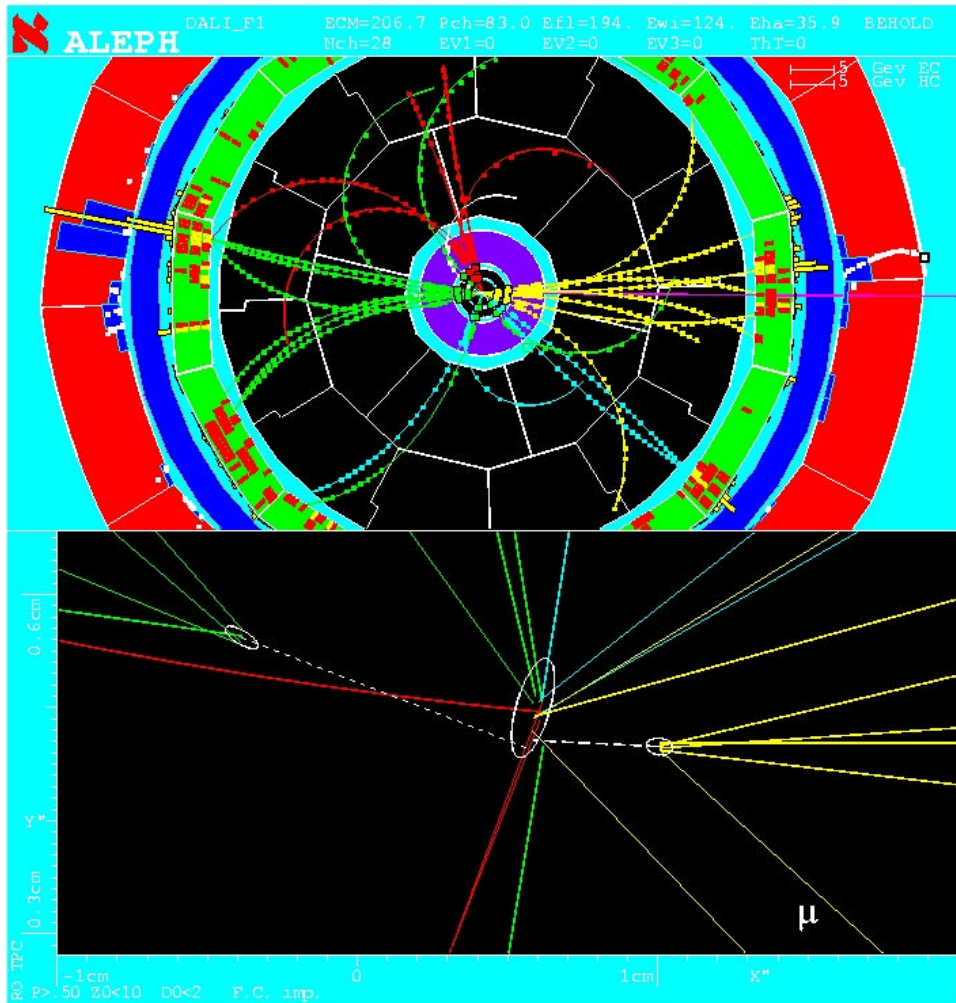


Fig. 24 : reconstitution graphique d'un état final de collision compatible avec la production d'une paire HZ, enregistré par ALEPH. La vue du haut en coupe transversale révèle quatre jets de particules, compatibles avec la production d'une paire HZ où chaque boson s'est désintégré en paire quark anti-quark. 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 points 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 deux jets compatibles avec la désintégration d'un H en paire b anti-b.

5) Conclusion

De 1989 à 2000, le programme expérimental du LEP a permis de tester et de confirmer le modèle standard avec une précision sans précédent. Les résultats du LEP ont ainsi posé des jalons pour toute extension théorique du modèle standard. Enfin, le LEP a apporté un élément de réponse à la question 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 196 GeV et supérieure à 114 GeV ; une indication d'un

possible signal a également été vue à 115.6 GeV. Il appartiendra aux expériences du Tevatron et du LHC de clore le débat en cours de la prochaine décennie.

Références

Les résultats présentés dans cette revue ont été établis par les groupes de travail communs aux quatre expériences du LEP consacrés aux mesures de précision («LEP electroweak working group») et aux recherches de bosons de Higgs («LEP Higgs working group») et datent de l'été 2001. Deux rapports écrits qui détaillent ces résultats et contiennent toute les références aux travaux individuels des expériences peuvent être trouvés sur le serveur de publications du laboratoire de Los Alamos à l'adresse suivante :

<http://arXiv.org/>

Les références des articles sont :

hep-ex/0112021 pour les mesures de précision,

hep-ex/0107029 pour la recherche du boson de Higgs du modèle standard

Ce dernier article existe également en tant que preprint CERN avec la référence : CERN-EP/2001-055.

Par ailleurs, les deux groupes de travail disposent également d'un site Web sur lequel ces résultats, ainsi que les mises à jour ultérieures et donc les publications finales à venir, peuvent être trouvés. Les adresses sont les suivantes :

<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEEWG/>

pour les mesures de précision et

<http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/www/>

pour les recherches de bosons de Higgs.