



## L'héritage des collisionneurs LEP et TeVatron

P. Janot, J.-F. Grivaz

► **To cite this version:**

P. Janot, J.-F. Grivaz. L'héritage des collisionneurs LEP et TeVatron. Images de la Physique, 2005, pp.73-80. <in2p3-00024235>

**HAL Id: in2p3-00024235**

**<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00024235>**

Submitted on 10 Jun 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# L'héritage des collisionneurs LEP et TeVatron

Les quinze dernières années du précédent millénaire ont donné lieu, grâce à l'avènement de trois projets majeurs en Physique des Hautes énergies, à une moisson de résultats permettant une meilleure compréhension des mécanismes régissant l'évolution de l'Univers. Le LEP et le SLC, d'une part, et le TeVatron, d'autre part, ont recueilli pendant plus d'une décennie les fruits des collisions électron-positon et proton-antiproton avec une énergie et une précision jamais atteintes auparavant. Nous nous concentrerons ici sur la finesse et la portée fondamentale de ces mesures de précision, et nous concluerons par les signes avant-coureurs de probables futures découvertes.

Les mystères de l'évolution de notre Univers depuis ses origines ont depuis toujours fasciné l'Homme. La compréhension des mécanismes sous-jacents est donc, de manière naturelle, une des motivations essentielles des chercheurs en physique fondamentale. Deux voies expérimentales, apparemment disjointes, mais en réalité exactement complémentaires, sont explorées de nos jours.

La plus ancienne, l'observation de l'espace, avec des instruments (télescopes, satellites, antennes) de plus en plus puissants et perfectionnés, permet de remonter dans le temps et d'obtenir des images de ce qu'était l'Univers quelques centaines de millions, voir quelques centaines de milliers d'années après le Big Bang. Le recoupement des différents résultats apporte des éléments précieux sur la dynamique et la composition actuelle de l'Univers, et par là, sur les processus originels.

Une seconde méthode, qui s'est développée au cours de la seconde moitié du siècle dernier, consiste à reproduire en laboratoire les conditions d'énergie et de température qui régnaient quelques fractions de secondes après le Big Bang, et d'étudier les particules – et leurs interactions – créées dans de telles conditions. On espère ainsi comprendre, par extrapolation de la théorie, le déroulement des événements depuis l'origine de l'Univers. Pour y parvenir, on provoque des collisions de particules connues (électrons ou protons) en général avec leurs anti-particules (positons, anti-protons), à des vitesses très proches de celle de la lumière. Plus l'énergie mise en jeu au cours de la collision est élevée, plus les processus étudiés permettent de se rapprocher des processus originels.

Trois collisionneurs majeurs ont ainsi vu le jour au cours des années 80 et ont délivré leurs secrets jusqu'à la fin du millénaire. Le LEP (Large Electron-Positron collider), au CERN (Genève, Suisse) a été le Seigneur des Anneaux de collisions  $e^+e^-$ . Il a fonctionné de 1989 à 2000, à une énergie voisine de la masse du Z (soit 91 GeV environ) pendant six ans, accrue dans les six années qui ont suivi jusqu'à atteindre 209,2 GeV à la fin de l'année 2000 (voir encadré 1). En parallèle, le SLC (Stanford Linear Collider), à SLAC (Stanford, Californie) a aussi opéré en collisions  $e^+e^-$  au voisinage de la masse du Z de 1988 à 1998, pour des mesures complémentaires à celles du LEP. Le TeVatron, à FermiLab (Batavia, Illinois), a quant à lui délivré des collisions  $p\bar{p}$  à une énergie allant jusqu'à 1,8 TeV, jusqu'en 1995.

La précision jamais égalée des mesures de ceux-là, alliée à la puissance de celui-ci, ont eu un impact essentiel sur notre compréhension de la théorie sous-jacente, appelée Modèle Standard (voir l'article de J. Iliopoulos), et sur celle du monde de l'infiniment petit. Quelques indications suggestives de nouvelle physique pourraient donner lieu à des découvertes de première importance auprès de leur successeur, le Large Hadron Collider (le LHC, voir l'article de Ph. Schwemling).

### La situation avant LEP

Le Modèle Standard voit le jour en 1967 grâce au travail de Glashow, Weinberg et Salam. Les interactions électromagnétique et faible sont unifiées, et l'existence de deux

---

Article proposé par :

Patrick Janot, [Patrick.Janot@cern.ch](mailto:Patrick.Janot@cern.ch), CERN/PH

Jean-François Grivaz, [grivaz@lal.in2p3.fr](mailto:grivaz@lal.in2p3.fr), Laboratoire de l'accélérateur linéaire (LAL), CNRS/Université Paris-Sud.

nouveaux bosons vecteurs de l'interaction électrofaible, le Z et le W, est postulée. Pour expliquer le fait qu'ils n'aient pas encore été découverts, il fallait que le W et Z fussent suffisamment lourds. Le mécanisme de Higgs est alors imaginé pour leur donner une masse de manière naturelle. Il en résulte une prédiction non triviale,

$$\sin^2 \theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2, \quad (1)$$

reliant les masses  $m_Z$  et  $m_W$ , d'une part, et l'intensité du couplage entre le Z et les quarks et leptons, d'autre part, via  $\theta_W$ , l'angle de Weinberg. Le mécanisme de Higgs prédit aussi l'existence d'une particule de masse inconnue, le boson de Higgs H.

Alors que l'existence du W était déjà nécessaire depuis longtemps pour expliquer, par exemple, la désintégration  $\beta$  de certains noyaux, le premier indice indirect de l'existence du Z a été l'observation de « courants neutres » (par diffusion d'un neutrino  $\nu_\mu$  sur un électron) dans l'expérience GARGAMELLE au CERN, en 1973, six ans après la création du modèle. Il a fallu attendre 1983 pour que soient découverts les premiers W et Z par les expériences UA1 et UA2, auprès du collisionneur proton-antiproton du CERN, le Sp $\bar{p}$ S. Cependant, des mesures de précision manquaient cruellement pour affirmer que le Modèle Standard était une théorie cohérente pour les particules et leurs interactions.

### Encadré 1

#### Le LEP : luminosité, énergie, précision

Le LEP est le plus grand collisionneur circulaire électron-positon jamais construit, avec ses 27 km de circonférence, creusé à 100 m sous terre entre la France et la Suisse, le Jura et les Alpes, sur le site du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, à Genève). Il a hébergé, de 1989 à 2000, quatre détecteurs de précision, ALEPH, DELPHI, OPAL et L3. Il a fourni des énergies de collision allant de 88 à 209,2 GeV (1 eV correspond à l'énergie acquise par un électron placé dans un différence de potentiel de 1 V. Les multiples utilisés ici sont le MeV, le GeV et le TeV, respectivement  $10^6$ ,  $10^9$  et  $10^{12}$  eV). Pour atteindre les énergies les plus élevées, il a fallu installer progressivement 288 cavités accélératrices supraconductrices refroidies à l'hélium liquide à une température de 4 K, et délivrant une différence de potentiel totale de 3.65 GV à une fréquence de 350 MHz. Ces cavités servent en outre à fournir à chaque tour l'énergie perdue par rayonnement synchrotron (soit une centaine de MeV à 88 GeV et plus de 3,5 GeV à 209,2 GeV). Les électrons (et les positons) sont regroupés en quatre paquets d'environ  $10^{11}$  particules, correspondant à un courant électrique de l'ordre de 1 mA. Ces paquets sont maintenus sur une orbite circulaire grâce à des dipôles magnétiques installés tout au long des 27 km de l'anneau, et sont focalisés aux quatre points de collisions par des quadripôles magnétiques. Le nombre de collisions  $n$  correspondant à un processus donné et enregistrées par un des détecteurs est proportionnel à la section efficace  $\sigma$  de ce processus et à la luminosité  $\mathcal{L}$  délivrée par le collisionneur :

$$\mathcal{L} = \frac{n_p I_p^2}{4\pi e^2 f_0 \sigma_x \sigma_y},$$

où  $n_p$  est le nombre de paquets d'électrons,  $I_p$  est le courant électrique de chaque paquet,  $f_0$  est la fréquence des collisions (une collision toutes les 11  $\mu$ s) et  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  sont les sections transverses des faisceaux aux points d'interaction (de l'ordre de 100 et 5  $\mu$ m). L'énergie  $E$  des faisceaux est quant à elle fixée par le champ magnétique dipolaire :

$$E = \frac{ec}{2\pi} \oint_{\text{LEP}} |\vec{B}| dl.$$

La mesure d'un processus consiste à déterminer expérimentalement la luminosité et l'énergie, puis à sélectionner et compter le plus grand nombre de collisions possibles correspondant à ce processus, enregistrées par les détecteurs (encadré 2). Avec LEP, la luminosité est déterminée avec une précision relative de l'ordre de 0,1 % et l'énergie est mesurée à  $10^{-5}$  près. Grâce à la luminosité élevée, les millions de collisions enregistrées permettent d'atteindre des précisions statistiques de l'ordre de 0,1 % sur les sections efficaces, qui peuvent alors être comparées aux prédictions théoriques en fonction de l'énergie de collision, souvent notée  $\sqrt{s} = 2E$  (voir figure).

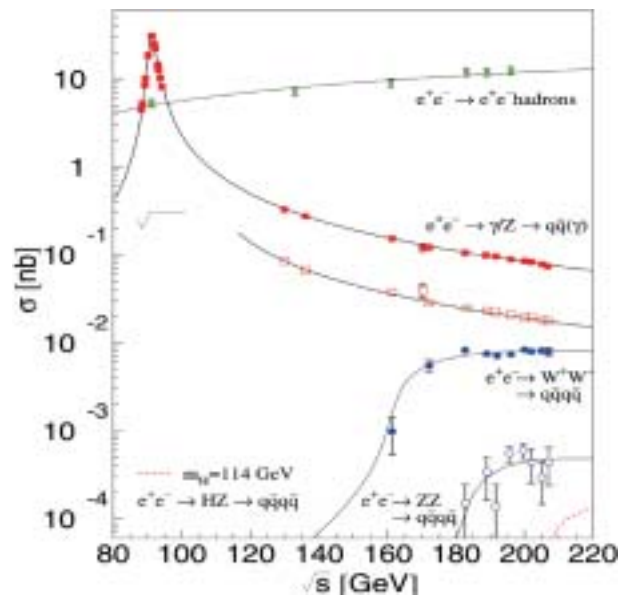


Figure -Exemple de sections efficaces mesurées à LEP.

**Encadré 2**

**Comment les événements nous apparaissent-ils à LEP ?**

Lorsque leur énergie est voisine de la masse du Z, la plupart des collisions donnent naissance à un Z par annihilation  $e^+e^-$ . Ce Z se désintègre quasi instantanément en une paire de leptons ou de quarks. Les désintégrations possibles sont  $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, q\bar{q}$  ou  $\nu\bar{\nu}$ , et ce sont ces produits de désintégrations que l'on observe, plutôt que le Z lui-même. Les quatre premiers processus sont représentés sur la figure 1, vus par le détecteur ALEPH, en coupe transverse par rapport aux faisceaux (le dernier processus n'est évidemment pas directement détectable!).

Par exemple, un électron (e) est une particule chargée et stable. Il traverse donc le détecteur central (ici représenté en noir), en ionisant le gaz qu'il renferme. Ce sont les électrons d'ionisation que l'on détecte, et qui permettent de reconstruire la trajectoire de la particule (verte ou rouge). Le détecteur central est plongé dans un champ magnétique courbant lesdites trajectoires, pour une mesure de l'impulsion des particules chargées. L'électron parvient jusqu'au « calorimètre » électromagnétique (en vert), fait d'un matériel très dense, ici le plomb, dans lequel il rayonne des photons, lesquels se convertissent en paires  $e^+e^-$ , pour produire une « gerbe électromagnétique ». Ces paires sont elles-mêmes collectées, et leur nombre est proportionnel à l'énergie de la particule initiale. Notons qu'un photon produirait une gerbe semblable à celle d'un électron de même énergie, mais ne laisserait aucune trace dans le détecteur central (et ne verrait pas sa trajectoire courbée par le champ magnétique).

Les muons ( $\mu$ ) sont des particules instables, mais leur durée de vie est suffisamment grande (2  $\mu$ s) pour qu'ils puissent parcourir des centaines de mètres avant de se désintégrer. Ils suivent donc presque le même parcours que les électrons, à ceci près

que les muons, plus lourds, rayonnent très peu dans la matière et ne produisent donc pas de gerbes dans les calorimètres. On peut ainsi suivre leurs trajectoires dans le calorimètre hadronique, fait d'une importante épaisseur de fer (en rouge) puis dans les chambres à muons (en blanc).

Les taus ( $\tau$ ), quant à eux, sont très instables, et ils se désintègrent immédiatement après avoir été produits par la désintégration du Z. Les états finals typiques sont  $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau, \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau, \pi^-\nu_\tau, \pi^-\pi^0\nu_\tau$  ou même  $\pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$ . On observe donc, pour chaque tau, une ou trois, voire cinq, particules chargées. Les électrons et les muons de désintégration sont détectés comme décrit ci-dessus. Un pion chargé ne crée pas de gerbe électromagnétique, mais une gerbe hadronique par interactions nucléaires successives dans les calorimètres. Les neutrinos n'étant pas détectables, le bilan énergétique n'est pas complet. On dit que l'on observe de l'énergie manquante.

Finalement, les quarks (q) n'existent pas à l'état libre, car l'interaction forte augmente avec la distance entre les deux quarks produits dos-à-dos (voir Encadré 4 de l'article de J. Iliopoulos). Immédiatement après leur production par désintégration d'un Z, on dit qu'ils « s'hadronisent », en produisant ainsi chacun un jet de particules, dans lequel nous retrouvons hadrons, électrons, muons, photons, et neutrinos.

La détection de tous les événements, au LEP comme au LHC, repose sur les mêmes principes, y compris pour des états finals plus compliqués. Par exemple, la Figure 2 représente une paire de W produite à une énergie de collision voisine de 200 GeV. Chaque W se désintègre ici en une paire quark-antiquark, ce donne naissance à quatre jets de particules.

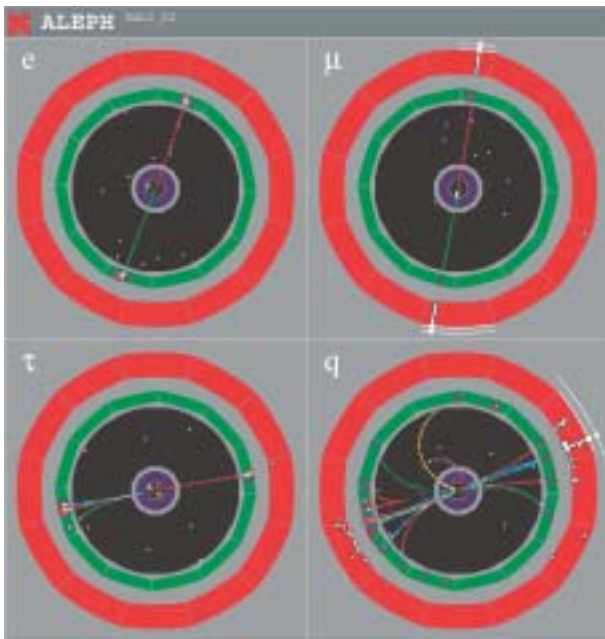


Figure 1 -  $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$  et  $q\bar{q}$  dans ALEPH.

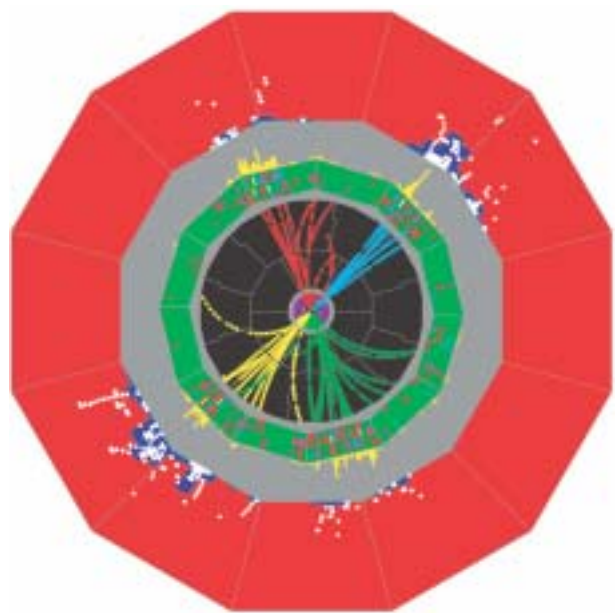


Figure 2 -  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$  dans ALEPH.

## Mesures de précision au Z

Le LEP et le SLC, dont la construction fut approuvée avant la découverte du W et du Z, ont enregistré leurs premières collisions à une énergie voisine de la masse du Z en 1989, dans le but de déterminer avec une précision voisine de 0,1 % l'ensemble des paramètres du Z, et au delà, de l'interaction électrofaible. Cette précision de 0,1 % n'est pas un nombre magique, mais bel et bien nécessaire pour vérifier la cohérence interne du Modèle Standard, les prédictions de la mécanique quantique sur laquelle il est fondé, et celles du mécanisme de Higgs, sans lequel le Z et le W seraient de masse nulle. Pour le comprendre, étudions le graphe de la figure 1a, sur lequel est schématiquement représenté le processus dominant en collisions  $e^+e^-$  à une énergie  $\sqrt{s} \simeq m_Z$  : l'électron et le positon s'annihilent pour produire un Z, lequel se désintègre très rapidement en une paire de fermions  $f\bar{f}$  du modèle standard (encadré 2), c'est-à-dire une paire de neutrinos  $\nu\bar{\nu}$ , de leptons  $\ell^+\ell^-$  (electron, muon ou tau) ou de quarks  $q\bar{q}$  (u, d, c, s, b). Lors de la mise en service du LEP, le quark top n'avait pas encore été découvert, bien que son existence fût elle aussi prédite par le Modèle Standard. Apparemment trop lourd pour être produit lors d'une désintégration du Z, il était tout de même prédit que le quark top se fasse ressentir par ses effets quantiques, grâce à la relation d'incertitude  $\Delta E \Delta t \simeq h$ . Ainsi, une paire top-antitop peut être créée brièvement avant de se ré-annihiler, *via* le graphe de la figure 1b. De manière équivalente, le graphe de la figure 1c montre comment se manifestent les effets quantiques dus au boson de Higgs, par émission et absorption quasi-instantanées.

Ces corrections radiatives, schématisées sur les figures 1b et 1c, ont pour effet de multiplier tous les couplages du Z aux fermions par  $(1 + \Delta\rho/2)$ , et de modifier la prédiction (1) en

$$\sin^2 \theta_W \simeq 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2(1 + \Delta\rho)}, \quad (2)$$

où la quantité  $\Delta\rho$  dépend quadratiquement de la masse du quark top et logarithmiquement de la masse du boson de

Higgs selon

$$\Delta\rho \simeq \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_{\text{top}}^2}{m_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \log \frac{m_{\text{H}}^2}{m_Z^2}, \quad (3)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine évaluée à  $\sqrt{s} = m_Z$  (voir l'article de J. Iliopoulos), d'une valeur voisine de  $1/128,968$ . La mesure des sections efficaces de production  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  en fonction de l'énergie des collisions, autour de la masse du Z (figure 2), permet donc de mesurer la quantité  $(1 + \Delta\rho)$ . Cette quantité ne diffère de l'unité que de 1 % environ. Prédire la masse du quark top à partir de cette mesure, puis obtenir une sensibilité à la masse du boson de Higgs nécessite donc une précision de l'ordre de 0,1 % sur les sections efficaces, et donc sur la luminosité.

On distingue clairement sur la figure 2 la résonance autour de la masse du Z. Cette résonance a une largeur  $\Gamma_Z$ , conséquence, à nouveau, de la relation d'incertitude  $\Delta E \Delta t \simeq h$  : la très faible durée de vie  $\Delta t$  du Z résulte en une grande incertitude  $\Delta E$  sur l'énergie nécessaire pour le produire. Comme la durée de vie est d'autant plus faible que l'intensité des couplages aux fermions est grande, la valeur de  $\Gamma_Z$  est donc, elle aussi, proportionnelle à  $(1 + \Delta\rho)$ . Mesurer cette quantité (qui est de l'ordre de 2.5 GeV) à 0,1 % près revient donc à exiger une précision sur la mesure de l'énergie des faisceau de quelques  $10^{-5}$  ! Une précision telle que la mesure était sensible à la présence et au mouvement de la Lune et aux départs du TGV en gare de Genève...

Sur la figure 2, les mesures sont comparées à la prédiction théorique, en présence de 2, 3 ou 4 types de neutrinos légers : plus il y a de canaux de désintégration possibles, plus la durée de vie du Z diminue, la largeur de la résonance augmente, et la section efficace de production au pic diminue en conséquence.

Le nombre de types de neutrinos légers obtenus par la combinaison des quatre expériences du LEP,  $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ , est compatible avec trois familles de quarks et de leptons, et trois familles seulement. Avec trois familles, la largeur totale de la résonance permet de prédire à elle seule la masse du quark top à  $165 \pm 25 \text{ GeV}/c^2$ , pour une masse de  $300 \text{ GeV}/c^2$  pour le boson de Higgs.

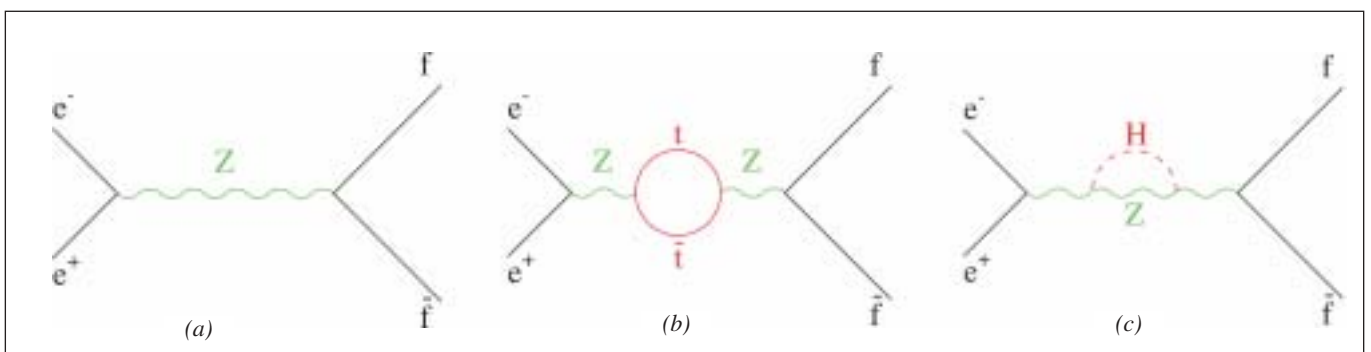
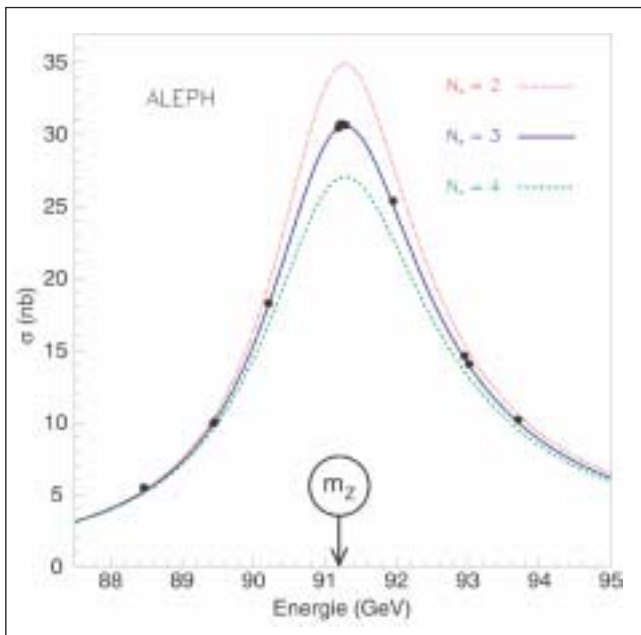


Figure 1 - Graphes pour l'annihilation  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ , sans (a) et avec les effets quantiques du quark top (b) et du boson de Higgs (c).



**Figure 2** - Section efficace hadronique en fonction de  $\sqrt{s}$  autour de la masse du Z. Les points sont les valeurs mesurées, et les trois courbes sont les prédictions théoriques avec 2, 3 ou 4 types de neutrinos légers.

D'autres mesures de précision ont été effectuées au pic du Z, comme suggéré sur la figure 3. En particulier, la mesure du rapport d'embranchement  $R_b$  du Z en une paire de quarks b,  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , dépend aussi fortement de la masse du top *via* les corrections quantiques, mais pas de la masse du boson de Higgs. En combinant toutes ces mesures, une masse de  $177 \text{ GeV}/c^2$  pour le quark top était prédite en mars 1994 par le LEP et le SLC, avec une précision de l'ordre de  $10 \text{ GeV}/c^2$ .

Un an plus tard, les deux expériences du TeVatron annonçaient la découverte du quark top, dont la masse est maintenant mesurée à  $178,0 \pm 4,3 \text{ GeV}/c^2$ . Le triomphe du Modèle Standard était en marche.

## Découverte du quark top

Avec les découvertes du lepton  $\tau$  au SLAC en 1976 et du quark  $b$  à Fermilab en 1977, il était devenu clair que la liste des constituants de la matière incluait une troisième famille de quarks et de leptons. Cette famille restait cependant incomplète en l'absence du sixième quark, déjà baptisé *top* avant sa découverte. La recherche du top devait cependant demeurer infructueuse auprès de collisionneurs d'énergie de plus en plus élevée tout au long de la décennie 80, ce qui impliquait en particulier que sa masse devait être trop importante pour qu'il soit envisageable de le produire au LEP. Il incombait donc au seul TeVatron de poursuivre la recherche du top.

En collision proton-antiproton, le mécanisme principal de production du top est l'annihilation d'une paire quark-antiquark  $u\bar{u}$  ou  $d\bar{d}$  en une paire  $t\bar{t}$ . Le quark  $t$  se désintègre immédiatement en un quark  $b$  et un boson  $W$ , suivi d'une désintégration  $W \rightarrow \ell\bar{\nu}$  (où  $\ell$  est un lepton) ou  $W \rightarrow q\bar{q}'$ . Les états finals possibles ( $t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$ ) sont donc :  $\ell^+\nu b\ell^-\bar{\nu}\bar{b}$ ,  $\ell^+\nu b q\bar{q}'\bar{b}$  ou  $\ell^-\bar{\nu}\bar{b} q\bar{q}'b$ , et  $\bar{q}q'b q\bar{q}'\bar{b}$ . Les quarks n'existent pas à l'état libre et se manifestent sous la forme de jets de hadrons (encadré 2).

Seuls les états finals comportant au moins un lepton peuvent être efficacement distingués de l'énorme bruit de fond dû à la production par interaction forte d'événements multijets. La présence d'un quark  $b$  se manifeste par un lepton provenant de sa désintégration semileptonique ( $b \rightarrow c\ell\nu$ ), ou par une désintégration à quelques mm du point de collision, en raison de la durée de vie faible, mais mesurable, des hadrons contenant un quark  $b$ . Ces propriétés, ainsi que des caractéristiques liées à la masse élevée du top (e.g., sphéricité de l'état final), devaient être à la base des critères de recherche au TeVatron.

Ce n'est finalement qu'en 1995 que les deux expériences installées auprès du TeVatron (CDF et DØ) purent annoncer simultanément la découverte du quark top. En raison de sa masse élevée, le top n'est en fait produit qu'avec une section efficace très faible. Il fallut donc attendre qu'un lot d'événements significatif soit produit, autrement dit que la luminosité intégrée accumulée soit suffisante, ce qui ne devint le cas qu'au prix d'efforts héroïques pour améliorer les performances du complexe accélérateur au cours de l'année 1994.

Une fois le quark top découvert, des méthodes d'analyse sophistiquées furent mises en jeu pour déterminer sa masse à partir de ses produits de désintégration. Parmi les difficultés à surmonter, les plus notables sont la présence d'un ou deux neutrinos invisibles dans l'état final, et la propension des interactions fortes à faire accompagner de jets parasites les produits de désintégration de la paire  $t\bar{t}$ .

C'est en prenant en compte la mesure la plus récente de la collaboration DØ (obtenue en 2003) que la valeur et l'incertitude citées plus haut,  $178,0 \pm 4,3 \text{ GeV}/c^2$ , ont été obtenues. Cette incertitude devrait être réduite à environ  $2 \text{ GeV}/c^2$  à la fin de la nouvelle campagne de prise de données du TeVatron (en 2009).

## La masse du W

Le mécanisme de Higgs est responsable de la masse des bosons Z et W. Une de ses prédictions fondamentales relie la valeur de ces masses aux couplages entre le Z et les fermions (équation 2).

À LEP et SLC, la détermination de ces couplages, par la mesure des différentes asymétries (causées par la violation de la parité par l'interaction faible), la détermination de  $(1 + \Delta\rho)$ , par exemple par la mesure de la largeur totale du Z, et la détermination de la masse du Z, par la mesure de la

position du pic de la résonance, permettent donc une prédiction de la masse du W, avec une précision de quelques  $10^{-4}$ .

Cette précision ne peut être obtenue qu'en faisant la moyenne d'un nombre de mesures particulièrement élevé. Il est remarquable que ces mesures, expérimentalement indépendantes, sont toutes compatibles avec une valeur unique pour  $\sin^2 \theta_W$ ,  $m_Z$  et  $\Delta\rho$ , tel que prédit par le Modèle Standard. Cette cohérence interne de la théorie et l'accord avec les mesures sont démontrés sur la figure 3, pour les paramètres de la résonance du Z ( $m_Z$ ,  $\Gamma_Z$ ,  $\sigma_{\text{had}}^0$ ), les rapports d'embranchement du Z ( $R_b$ ,  $R_c$ ,  $R_\ell$ ) et les asymétries ( $A_b$ ,  $A_c$ ,  $A_\ell$ , ...).

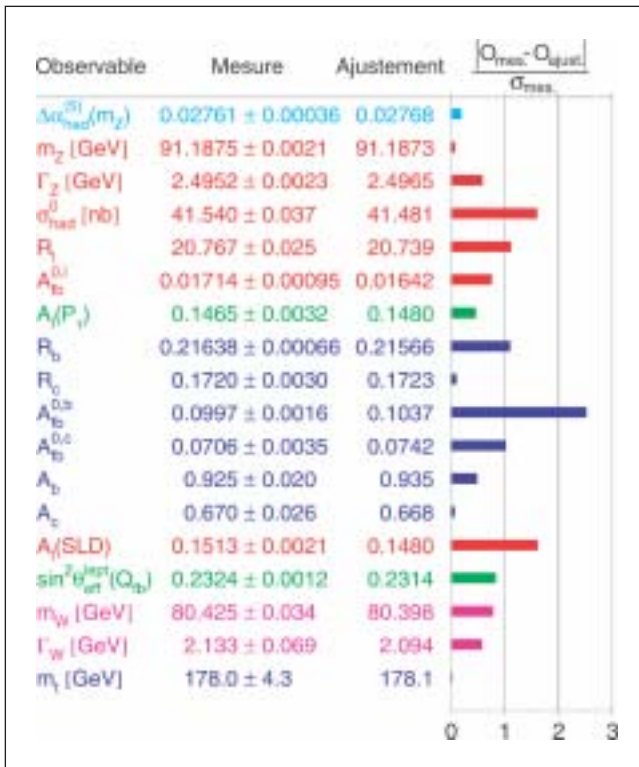


Figure 3 - 1re colonne : quantité mesurée ; 2de colonne : valeur mesurée ; 3e colonne : valeur prédite en ajustant les paramètres du Modèle Standard ; 4e colonne : écart entre mesure et prédiction, divisé par l'incertitude de mesure.

La valeur prédite par LEP et SLC pour la masse du W dans le modèle standard était, en 1995,

$$m_W^{\text{SM}} = 80,373 \pm 0,033 \text{ GeV}/c^2. \quad (4)$$

Une vérification expérimentale de cette prédiction, par la production de bosons W et la détermination directe de  $m_W$ , devenait alors essentielle pour tester la validité du mécanisme de Higgs, considéré jusqu'alors comme une vue de l'esprit.

Contrairement à la production du quark top, la production de bosons W au TeVatron ne souffre ni d'une section effi-

cace faible, ni de difficultés d'identification de l'état final : la détermination de la masse du W se fait dans le processus  $d\bar{u} \rightarrow W \rightarrow \ell\bar{\nu}$ . L'estimation de  $m_W$  utilise la mesure de l'impulsion du lepton dans un plan transverse aux faisceaux, et celle du neutrino – non détecté – qui s'obtient par conservation de l'impulsion transverse totale au cours de la réaction (dans un collisionneur à hadrons, l'impulsion longitudinale n'est pas mesurable, voir l'article de Ph. Schwemling).

La précision de la mesure est seulement limitée par les incertitudes systématiques (étalonnage des calorimètres, alignement des trajectographes...). La valeur obtenue pour la masse du W en combinant les résultats des deux expériences dans les modes de désintégration en électron ou muon est de  $m_W = 80,452 \pm 0,059 \text{ GeV}/c^2$ . Une incertitude de l'ordre de  $20 \text{ MeV}/c^2$  est attendue à la fin de la décennie.

A LEP, ce n'est qu'à partir de 1996 que l'énergie des collisions a dépassé  $2m_W$ , énergie nécessaire pour produire des paires de W par le processus  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . La désintégration de chacun des W ( $W \rightarrow q_1\bar{q}_2$  ou  $W \rightarrow \ell\bar{\nu}$ ), conduit à trois états finals possibles, complètement leptonique ( $\ell^-\bar{\nu}_\ell\ell'\bar{\nu}_{\ell'}$ ), semi-leptonique ( $\ell\bar{\nu}_\ell q_1\bar{q}_2$ ) ou avec quatre jets hadroniques ( $q_1\bar{q}_2 q_3\bar{q}_4$ ).

Deux méthodes ont été employées pour mesurer la masse du W à LEP. La première consiste à mesurer la section efficace au seuil de production (soit pour une énergie de collision autour de 161 GeV), très sensible à la valeur de  $m_W$ . La seconde, plus directe et plus précise, consiste à reconstruire chaque W par la mesure de ses produits de désintégration (leptons, jets hadroniques, énergie manquante), et à profiter des contraintes cinématiques (conservation de l'énergie et de l'impulsion totale au cours de la collision, égalité des masses des deux W dans l'événement) pour substantiellement améliorer la précision de la méthode. Cette précision est d'autant plus grande que l'énergie de collision est élevée. Quatre ans après la fin de la prise des données, les incertitudes systématiques, reliées en particulier aux possibles interactions entre les quarks de l'état final à quatre jets sont toujours en cours d'étude et d'amélioration. La valeur disponible aujourd'hui pour la masse du W,  $m_W = 80,412 \pm 0,042 \text{ GeV}/c^2$ , peut donc encore varier de quelques  $\text{MeV}/c^2$ .

La mesure directe de la masse du W, obtenue en combinant les résultats du LEP et du TeVatron,

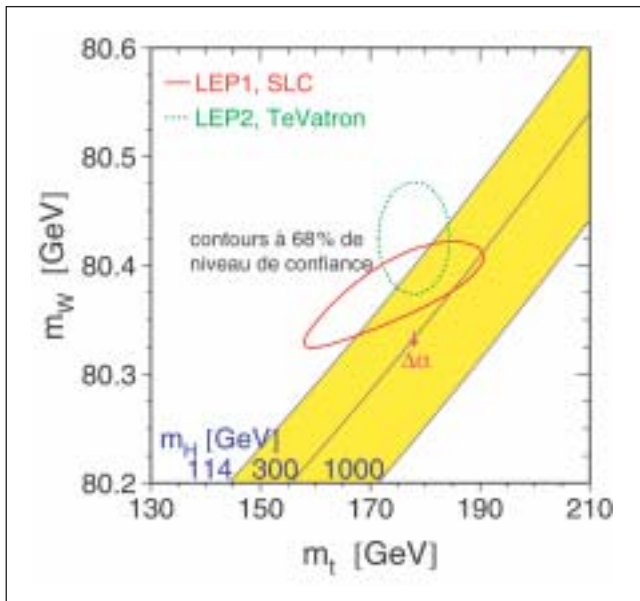
$$m_W^{\text{dir}} = 80,425 \pm 0,034 \text{ GeV}/c^2, \quad (5)$$

est donc bien compatible avec la prédiction du mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard (4).

## La masse du boson de Higgs

La vérification expérimentale de la relation entre couplages au Z et masse du W n'est sans doute pas fortuite. Elle montre que si le mécanisme de Higgs n'est pas le méca-

nisme choisi par la nature pour donner leur masse aux bosons Z et W, il n'est sans doute pas très loin de la réalité. Il convient donc de vérifier la cohérence du modèle jusque dans ses derniers retranchements. Les trois précédents paragraphes peuvent être résumés par la figure 4, où les valeurs de  $m_W$  et  $m_{top}$  prédites par les mesures de leurs effets quantiques à LEP et SLC dans le Modèle Standard sont comparées aux valeurs mesurées directement par le LEP et le TeVatron.

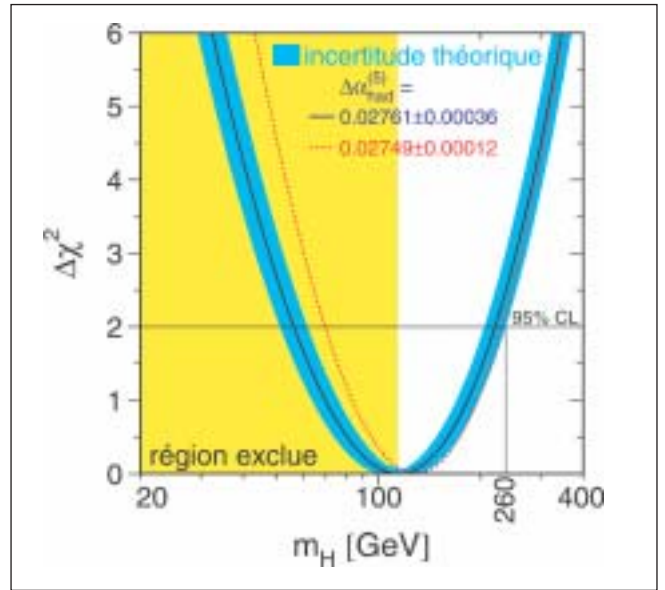


**Figure 4** - Comparaison entre les valeurs (et leurs incertitudes) de  $m_W$  et  $m_{top}$ , prédites par les mesures de précision de LEP et SLC (ellipse rouge) et les valeurs mesurées par le LEP et le TeVatron (ellipse verte), et la prédiction du mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard (bande jaune), pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs.

L'accord est, comme on l'a vu, remarquable, corroborant la cohérence interne du Modèle Standard. Par ailleurs, le mécanisme de Higgs, qui serait responsable pour partie de cet accord, prédit aussi l'existence d'une nouvelle particule, le boson de Higgs H, de masse  $m_H$  inconnue.

Pour une valeur donnée de  $m_H$ , cependant, et en prenant les valeurs mesurées de  $\sin^2 \theta_W$  et de  $m_Z$ , l'équation 2 fixe la relation entre la masse du W et la masse du quark top (cette dernière est présente dans  $\Delta\rho$ , tout comme la masse du boson de Higgs, voir l'équation 3). Cette relation est représentée par une bande jaune sur la figure 4 pour  $m_H$  de 100 à 1000  $\text{GeV}/c^2$ .

La combinaison des deux contours semble favoriser la partie supérieure de la bande jaune, c'est-à-dire une masse plutôt faible pour le boson de Higgs. Un ajustement global de toutes les mesures faites à LEP, SLC et au TeVatron dans le Modèle Standard permet donc de prédire  $m_H$  via ses effets quantiques sur les mesures ! La variation du  $\chi^2$  de cet ajustement par rapport à son minimum est représentée sur la figure 5 en fonction de  $\log(m_H)$ .



**Figure 5** - Le  $\Delta\chi^2$  de l'ajustement du Modèle Standard aux mesures faites à LEP, SLC et au TeVatron en fonction de  $\log(m_H)$  (bande bleue). La zone jaune est exclue par les recherches directes.

La présence d'un minimum prononcé montre la sensibilité des mesures à  $m_H$ . Au minimum, la valeur du  $\chi^2$  est de 15.9 pour 13 degrés de liberté, démontrant une excellente cohérence de toutes les mesures. Ce minimum conduit à la prédiction suivante, basée sur la mesure précise d'effets quantiques tous compatibles avec le Modèle Standard et son mécanisme de Higgs :

$$m_H^{\text{SM}} = 114_{-45}^{+69} \text{ GeV}/c^2. \quad (6)$$

Bien qu'indirecte, cette prédiction majeure peut être prise aussi sérieusement que la prédiction de la masse du top dix ans auparavant, puisque basée sur les mêmes corrections quantiques. Elle a des conséquences importantes. En particulier, ce résultat place une borne supérieure sur la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard : à 95 % de degré de confiance ( $\Delta\chi^2 \leq 2$ ), le boson de Higgs est plus léger que 260  $\text{GeV}/c^2$ .

## Recherches directes

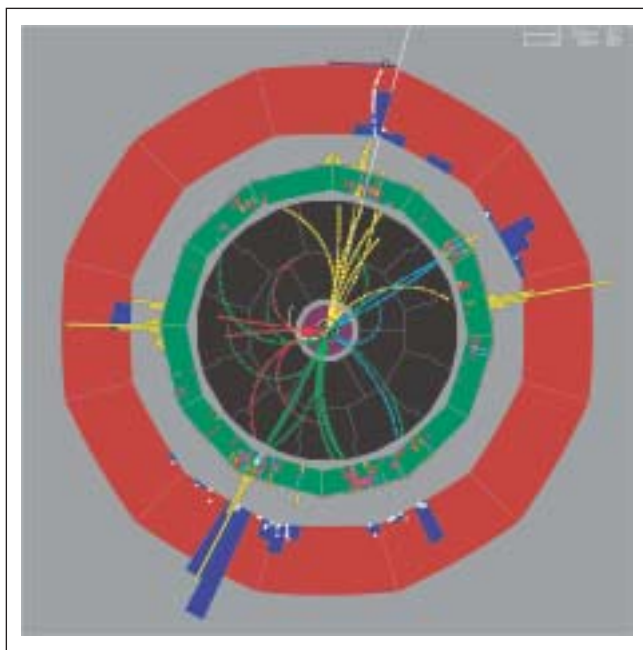
Dans le mécanisme de Higgs, le couplage du boson de Higgs au Z est directement relié à la masse du Z, et est donc particulièrement élevé. Pour cette raison, les recherches directes du boson de Higgs via le processus  $e^+e^- \rightarrow HZ$  ont été le monopole de LEP pendant douze ans, excluant le domaine de masse allant de 0 à 114  $\text{GeV}/c^2$ , comme indiqué sur la figure 5.

Pour produire un boson de Higgs aussi lourd que prédit par (6), la seule possibilité a été d'augmenter l'énergie des

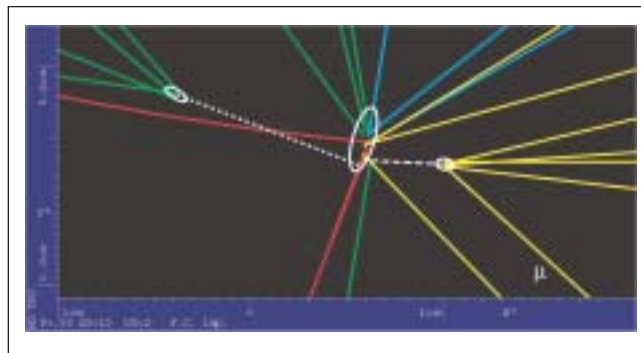


collisions dans LEP au-dessus du seuil de production,  $\sqrt{s} = m_Z + m_H$ . Après l'installation progressive des 288 cavités accélératrices supraconductrices, supposées délivrer une énergie de 192 GeV au maximum, une ingéniosité extraordinaire a été développée pour accroître l'énergie au-delà de 206 GeV, juste assez pour produire un boson de Higgs de l'ordre de 115 GeV/c<sup>2</sup>.

Ce n'était pas avant juin 2000, cependant (quelques mois avant l'arrêt définitif de LEP) qu'une luminosité raisonnable était délivrée quotidiennement à cette énergie. Dès lors, quelques événements suggestifs, compatibles en nombre et de par leurs caractéristiques avec la production d'un boson de Higgs de masse  $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ , en accord étonnant avec la prédiction de l'équation 6, furent détectés par les expériences du LEP. Le plus représentatif, avec quatre jets dans l'état final ( $H \rightarrow b\bar{b}$  et  $Z \rightarrow q\bar{q}$ ) est exposé sur les figures 6 et 7.



**Figure 6** - Un événement compatible avec la production  $e^+e^- \rightarrow HZ$ , où le boson de Higgs et le Z se désintègrent chacun en une paire de jets. Le jet jaune contient un muon et de l'énergie manquante pouvant être interprétés comme provenant d'une désintégration semi-leptonique d'un quark b.



**Figure 7** - Fort agrandissement de la figure 6 autour du point d'interaction. Les jets vert et jaune sont identifiés comme provenant de l'hadronisation d'un quark b grâce à une désintégration légèrement détachée du point d'interaction. Ces deux jets sont donc candidats pour résulter de la désintégration d'un boson de Higgs en  $b\bar{b}$ .

La probabilité qu'une fluctuation statistique d'événements parasites, provenant d'autres processus connus, ait pu simuler un tel excès est estimée à quelques pourcents. Une année supplémentaire et une énergie de collision augmentée de 1 ou 2 GeV auraient été suffisantes pour conclure sans ambiguïté entre les deux hypothèses : fluctuation statistique ou découverte fondamentale.

La réponse définitive devrait venir peu avant la fin de la décennie, lorsque le TeVatron, dans son nouveau cycle de prise de données débuté en 2001, ou le LHC, dont la prise de données n'est pas prévue avant 2007, auront accumulé une luminosité suffisante.

### Et ensuite ?

Les promesses de nouvelles découvertes au LHC ne s'arrêtent pas au seul boson de Higgs. En effet, la valeur de  $m_H$  suggérée par le LEP, la possible unification des constantes de couplage des trois interactions (électromagnétique, faible et forte), elles-aussi mesurées précisément par le LEP, et la présence de matière noire dans l'Univers, ne peuvent pas être expliquées par le Modèle Standard. A ce jour, seule la Supersymétrie parvient à réaliser ce tour de force théorique. Les dix années qui viennent promettent donc d'être tout aussi excitantes que l'ère du LEP l'a été.

### Pour en savoir plus

Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, « *Avancée en physique des particules : la contribution du LEP* », Editeur Michel Davier, Tome 3 (2002) 1087.

Bill CARITHERS et Paul GRANNIS, « *Discovery of the top quark* », Beam Line Online, Volume 25 No 3 (Fall 1995) 4.