



HAL
open science

Physique du Higgs aux collisionneurs e^+e^- et $\mu^+\mu^-$

P. Janot, N. Besson, Y. Arnoud

► **To cite this version:**

P. Janot, N. Besson, Y. Arnoud. Physique du Higgs aux collisionneurs e^+e^- et $\mu^+\mu^-$. 33ème Ecole d'Été de Physique des Particules - Le Higgs : la chasse continue!, Sep 2001, Annecy, France. pp.215-338. in2p3-00081862

HAL Id: in2p3-00081862

<https://in2p3.hal.science/in2p3-00081862v1>

Submitted on 26 Jun 2006

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.

Physique du Higgs aux collisionneurs e^+e^- et $\mu^+\mu^-$

par Nathalie Besson (Dapnia) et Yannick Arnoud (LPSC)

d'après le cours donné par
Patrick Janot (CERN)
à l'école de Gif (2001)

Table des matières

Introduction	1
1 LEP et SLC déroulent le tapis rouge pour le boson de Higgs	2
1.1 Mesure indirecte de m_H	5
1.1.1 Quelle est la marche à suivre?	5
1.1.2 Une précision indispensable sur la mesure de l'énergie du LEP	10
Mesure	10
Corrections	12
Le LEP a rendez-vous avec la lune	13
Chantons sous la pluie	13
En voiture s'il vous plaît	15
Résultats	16
1.1.3 Au travail : les mesures indirectes de m_H	16
La courbe d'excitation du Z	16
Les taux de productions des saveurs lourdes	19
Prédiction de la masse du quark top avec les mesures électrofaibles	21
Asymétries	22
La plus précise : A_{LR}	22
Les asymétries : résultats sur $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$	25
Résultats des asymétries pour les couplages	26
Résultats des asymétries pour m_W	28
La masse du W à LEP2	28
Production et désintégration	28
Section efficace au seuil	29
Mesure directe de m_W	30
Résultats et erreurs	30
Interactions dans l'état final	31
Ajustement global du modèle standard	32
1.2 Recherche directes de Higgs	34
1.2.1 À LEP1	35
1.2.2 Le boson de Higgs à LEP2	38
Production de bosons de Higgs à LEP2	38
Un travail de titan pour gagner en énergie	39
Les résultats	42
1.3 Conclusion	43

2	La physique du Higgs auprès d'un collisionneur linéaire e^+e^-	45
2.1	Pourquoi un collisionneur linéaire e^+e^- ?	45
2.1.1	Obtention d'une très haute luminosité	48
	Définition et techniques de base	48
	Refroidissement radiatif	49
	La focalisation finale	50
	Les difficultés : l'alignement	53
	Les difficultés : interaction faisceau/faisceau	54
	Mesure	55
2.1.2	Obtention d'une très haute énergie	55
	Choix de la technologie	55
	Comment ça marche?	56
	Mesure de l'énergie	57
2.1.3	Revue technologique	58
	TESLA	58
	La bande C, JLC(C)	60
	La bande X, NLC	60
	CLIC	61
	Résumé	62
	Et les autres possibilités	63
2.1.4	Quel détecteur choisir?	63
2.2	La physique du Higgs aux futurs collisionneurs linéaires e^+e^-	68
2.2.1	Mesures des couplages du boson de Higgs	68
	Mesure de la section efficace de production	68
	Mesures des rapports de branchements en saveurs lourdes et gluons	69
	Couplage au W	70
	Couplage $H\gamma\gamma$	72
	Largeur totale	74
	Mesure de la masse du boson de Higgs	75
	Mesure du spin du boson de Higgs	76
	Mesure du couplage aux quarks tops	77
	Couplage HHH	79
	Curiosité : voir un boson de Higgs invisible!	80
	Résumé des mesures directes	80
2.2.2	Recherche d'un secteur de Higgs lourd dans le MSSM	81
	Description rapide du secteur de Higgs dans le MSSM	81
	Situation post LEP/LHC	81
	Recherches directes	82
	Détermination indirecte de m_A	84
	Si seul un boson de Higgs standard est observé	87
2.3	Conclusion	89
	Un peu de politique	90
3	La physique du Higgs auprès des collisionneurs $\mu^+\mu^-$	91
3.1	Introduction	91
3.2	La physique accessible à un collisionneur à muons	92
3.2.1	Panorama des découvertes à venir	92

3.2.2	Le muon, un lepton lourd	92
3.3	Description des étages du collisionneur	93
3.3.1	La chaîne de production des muons	93
3.3.2	L'accélérateur de protons	96
3.3.3	La cible	99
3.3.4	La collection des pions et des muons	101
3.3.5	Le refroidissement des muons	102
	Le refroidissement transverse	102
	Le refroidissement longitudinal	103
	La chaîne de refroidissement	104
3.3.6	La montée en énergie : le recirculateur	105
3.4	Physique du Higgs auprès d'un collisionneur $\mu^+\mu^-$	106
3.4.1	Le paysage dans 15 ans	106
3.4.2	La courbe d'excitation du boson de Higgs	108
3.4.3	Mesure du spectre en énergie	110
3.4.4	Mesure de la résonance	112
3.4.5	Pourquoi une telle précision ?	114
3.4.6	Sensibilité dans le plan $(m_A, \tan \beta)$	116
3.4.7	Le second collisionneur à muons	120
3.4.8	Autres collisionneurs à muons de précision	121
3.4.9	Conclusions	123

Introduction

L'observation et l'étude du mécanisme de Higgs seront parmi les défis les plus difficiles à relever en physique des hautes énergies au cours du vingt-et-unième siècle, mais aussi parmi les plus passionnants. On entend souvent dire, ici et là, que le LHC est *la* machine qui permettra de relever ces défis. En fait, si le boson de Higgs est assez léger (disons en deçà de $150\text{-}200\text{ GeV}/c^2$, voire à $115\text{ GeV}/c^2$, comme semblent l'indiquer les recherches directes et indirectes de LEP et SLC), le LHC ne pourra voir que la partie émergée de l'Higgsberg. Les études de précision, indispensables à une compréhension fine et complète de la théorie sous-jacente, ne pourront venir que de collisionneurs à leptons, que ceux-ci soient des électrons ou des muons.

Pour bien appréhender cet aspect des choses, le premier cours sera entièrement dédié aux collisionneurs e^+e^- qui ont permis d'ouvrir magistralement la voie à cette physique de précision : le LEP et le SLC. Le LEP en particulier a apporté énormément dans le secteur du Higgs depuis la mesure des corrections radiatives jusqu'à peut-être un indice de découverte. C'est ce cheminement qu'il faudra suivre dans le futur pour avoir des réponses aux questions restées en suspens après les mesures effectuées au LEP et au SLC.

Ainsi, nous aborderons dans une seconde partie les collisionneurs linéaires e^+e^- . Dans la troisième partie de ce cours, nous verrons ce qu'il en est des collisionneurs $\mu^+\mu^-$, ce qui nous projettera dans un futur lointain.

Ces trois cours nous montreront que la clé d'une compréhension fine du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est une précision sans faille à tous les niveaux. En particulier, une connaissance très fine des paramètres des accélérateurs est cruciale pour que les mesures effectuées aient la plus grande précision possible. On verra la nécessité de connaître parfaitement l'énergie des faisceaux et d'une luminosité élevée.

Chapitre 1

LEP et SLC déroulent le tapis rouge pour le boson de Higgs

Le concept de boson de Higgs est né en 1964, peu de temps avant les bosons de jauge Z et W, lorsqu'en 1967 Glashow, Salam et Weinberg réussissent l'unification électrofaible. C'est le début de l'histoire du modèle standard. En 1973, la chambre à bulles GARGAMELLE au CERN permet la découverte des courants neutres, indice indirect de l'existence du boson Z, dans les diffusions $\nu_\mu e$, dont un exemple est donné sur la figure 1.1 de gauche.

Sur cette base surtout théorique, le SPS du CERN devient un collisionneur $p\bar{p}$ et les projets LEP et SLC, les futures machines de précision, sont approuvés, en vue de découvrir et d'étudier les bosons vecteurs de l'interaction faible, le Z et le W. En 1983, leur découverte est effectuée par les expériences UA1 et UA2. La construction du LEP et de SLC commence. On peut voir le tout premier Z jamais observé sur la figure 1.1 de droite.

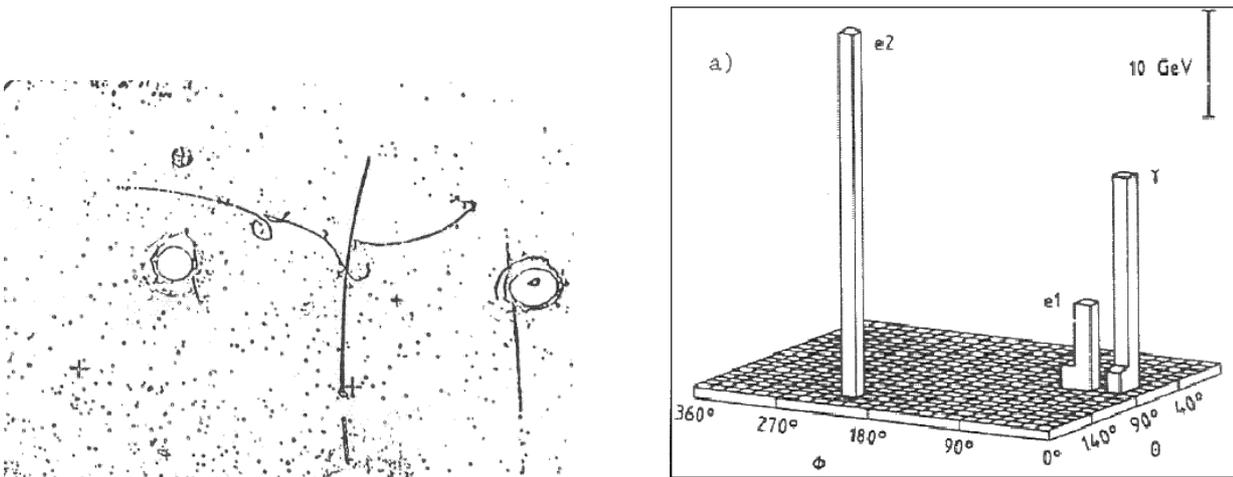


FIG. 1.1 – Des événements qui ont marqué l'histoire de la physique des particules : à gauche, diffusion d'un neutrino muonique sur un électron, avec échange de courant neutre, vu par GARGAMELLE. À droite, premier boson Z jamais observé, vu par l'expérience UA2. Il s'agit d'un événement $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$.

Les premières collisions au LEP et au SLC ont lieu en 1989. Ces deux extraordinaires accélérateurs ouvrent la voie aux tests de précision du modèle standard, et un de leurs premiers

succès est de prédire la masse du quark top, qui n'a pas encore été observé. En effet, il n'est découvert qu'en 1995 au FNAL. Les tests de précision du modèle standard s'orientent vers la détermination indirecte de la masse du boson de Higgs. En 2000, au-delà d'une détermination indirecte de sa masse, le LEP en a peut-être même observé les premiers indices directs, à une masse voisine de $115 \text{ GeV}/c^2$.

Le LEP (figure 1.2) est le plus grand collisionneur circulaire électron-positon jamais construit. Il fait 27 km de diamètre et est situé à environ 100 m de profondeur entre la France et la Suisse, le Jura et les Alpes, sur le site du CERN. Il héberge quatre détecteurs de précision : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Huit points d'accès sont répartis le long de sa circonférence, quatre d'entre eux abritent les cavernes qui contiennent les quatre détecteurs, aux points de collisions des faisceaux.

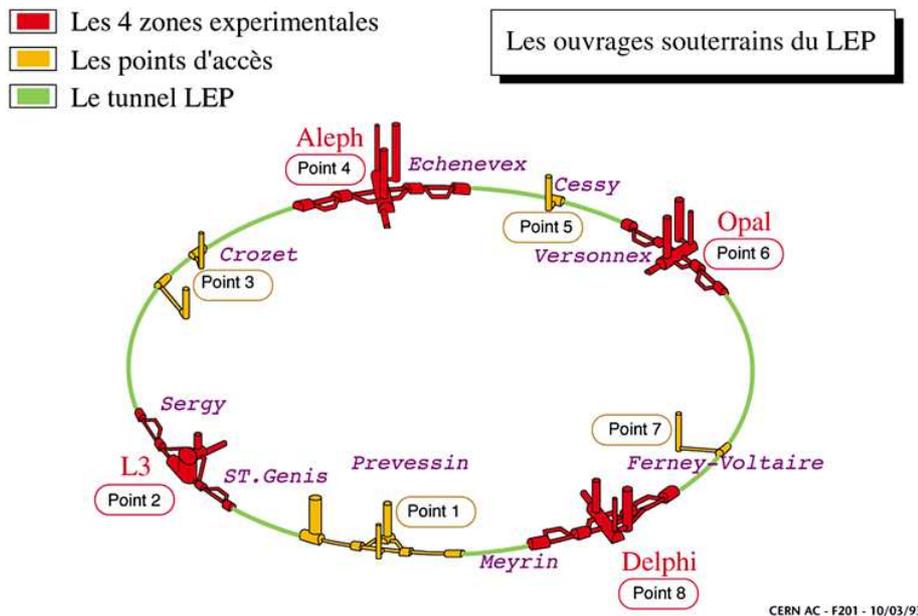


FIG. 1.2 – Schéma de l'anneau de collision du LEP, on voit les quatre puits abritant les quatre détecteurs de précision ALEPH, DELPHI, OPAL et L3.

Cet accélérateur présente de nombreux avantages. Il fournit des énergies de faisceaux qui ont pu être augmentées au cours du temps dans une très large gamme : entre 1989 et 2000, les énergies dans le centre de masse fournies se sont échelonnées entre 88 GeV et 209.2 GeV. D'autre part, cette énergie, comme on va le voir plus en détails, est mesurable de façon extrêmement précise. Enfin, la luminosité fournie par le LEP est élevée. Grâce à ces atouts, la physique de précision est accessible au LEP. La luminosité totale que l'accélérateur a délivrée en 11 ans de service est de 1000 pb^{-1} par expérience. Cela correspond à 20 millions de Z, 40 milliers de paires W^+W^- et peut-être quelques bosons de Higgs pour les quatre expériences hôtes. Les sections efficaces des divers processus étudiés au LEP sont représentées sur la figure 1.3. Les minuscules barres d'erreur rendent compte de la statistique importante qui a été accumulée. Cette faible incertitude statistique (de l'ordre de quelques pour mille) associée à une mesure précise (au niveau de quelques pour mille également) de la luminosité et de l'énergie délivrée par le collisionneur a conduit à des mesures suffisamment fines pour être sensibles à des effets quantiques de l'ordre du pourcent ou moins, prédits par le modèle standard mais jamais observés auparavant.

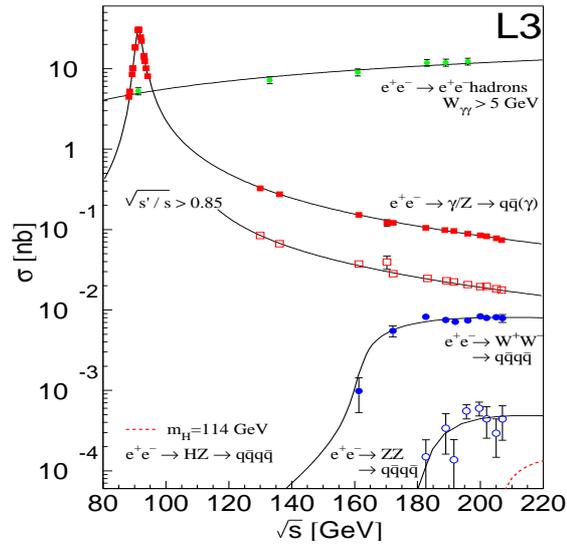


FIG. 1.3 – Sections efficaces de processus enregistrés au LEP en fonction de l'énergie dans le centre de masse, \sqrt{s} , entre 1989 et 2000. Sur les courbes attendues se superposent les données.

Le collisionneur électron-positon SLC, situé à SLAC, est linéaire avec deux arcs en fin de section droite (schéma figure 1.4). Il n'a qu'un point de collision qui accueille le détecteur SLD. Les électrons sont polarisés et les faisceaux ont des dimensions transverses faibles (de l'ordre de quelques μm). Cela est dû au fait que les électrons et positons, accélérés dans des portions droites ne perdent pas d'énergie par rayonnement synchrotron, en plus d'une focalisation finale très puissante. Il est, comme nous le verrons par la suite, complémentaire du LEP.

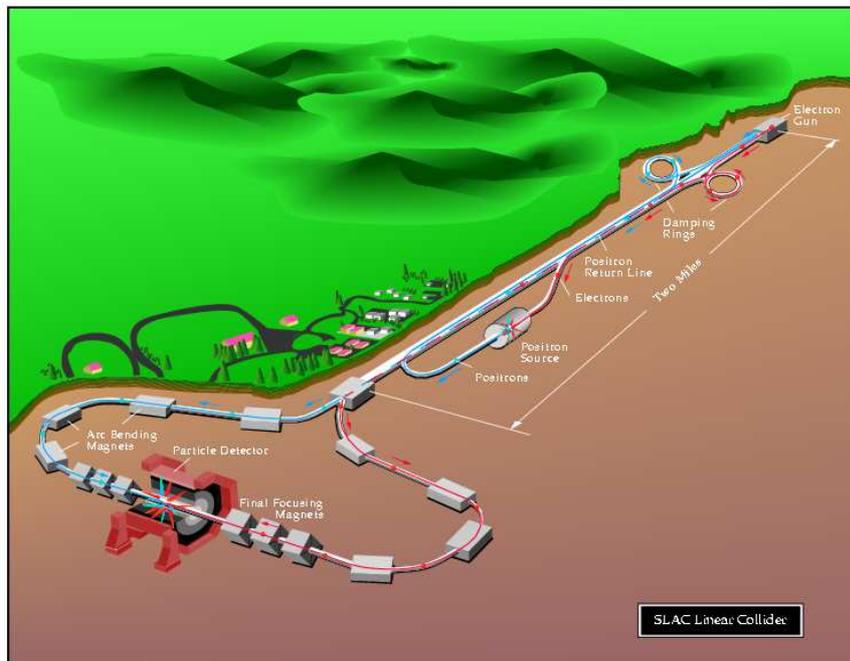


FIG. 1.4 – Schéma du collisionneur linéaire SLC.

Le SLD entre 1992 et 1998 a recueilli 550 milliers de Z avec une polarisation des électrons incidents de 73 % en moyenne. La luminosité correspondante est montrée sur la figure 1.5.

1992 - 1998 SLD Polarized Beam Running

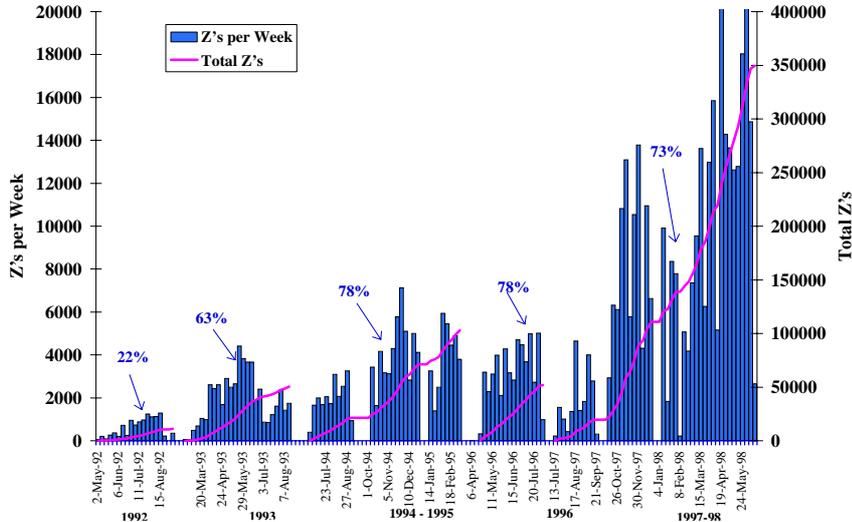


FIG. 1.5 – Luminosité acquise auprès de SLD pendant les quatre ans de fonctionnement. Sur la luminosité instantannée se superpose la luminosité intégrée année par année.

Ces deux merveilleuses machines ont permis non seulement de tester la cohérence globale du modèle standard avec une précision de l'ordre du pour mille, mais ce faisant, de tirer des conclusions quant au secteur de Higgs aussi bien par ses effets indirects (discrets, mais présents) que par des recherches directes.

1.1 Mesure indirecte de m_H

En décrivant la procédure d'analyse qui permet, de mesure en mesure, d'atteindre la masse du quark top puis celle du boson de Higgs, nous verrons qu'une connaissance précise de l'énergie des faisceaux et de la luminosité délivrée est indispensable, de paire avec des analyses fines. Nous nous attarderons à titre d'exemple sur la mesure de l'énergie avant de donner les résultats des mesures de précision.

1.1.1 Quelle est la marche à suivre ?

Grâce à une telle précision de l'ordre du pour mille sur toutes les mesures, on peut déduire la masse du boson de Higgs et du quark top parce qu'elles apparaissent dans les corrections radiatives aux processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. À l'ordre de l'arbre, le processus est représenté sur la figure 1.6a. Les corrections radiatives du premier ordre faisant intervenir le quark top et le boson de Higgs sont représentées sur les figure 1.6b et 1.6c.

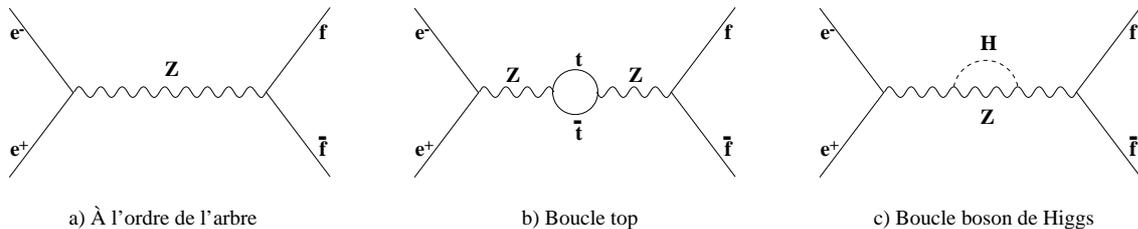


FIG. 1.6 – Corrections radiatives au processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$.

Les effets de ces corrections radiatives sur les couplages électrofaibles a_f et v_f (et donc sur l'angle de Weinberg θ_W) peuvent être paramétrés simplement comme indiqué dans la table 1.1.

paramètre	à l'ordre de l'arbre	avec correction
couplage axial	$a_0 = \pm 1/2$	$a = a_0(1 + \Delta\rho)$
couplage vectoriel	$v_0 = a_0(1 - 4 Q \sin^2\theta_W)$	$v = a(1 - 4 Q \sin^2\theta_W^{\text{eff}})$
angle de Weinberg	$\sin^2\theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$	$\sin^2\theta_W^{\text{eff}} = 1 - m_W^2/m_Z^2(1 + \Delta\rho)$

TAB. 1.1 – Paramétrisation des effets des corrections radiatives sur les couplages électrofaibles et sur l'angle de Weinberg.

avec

$$\Delta\rho = \frac{\alpha m_t^2}{\pi m_Z^2} - \frac{\alpha}{4\pi} \log \frac{m_H^2}{m_Z^2} + \dots,$$

où α est la constante de structure fine à l'échelle de la masse du Z. La correction la plus importante est de l'ordre de 1 % et vient de la grande valeur de m_t qui intervient quadratiquement dans les corrections :

$$\frac{\alpha m_t^2}{\pi m_Z^2} \simeq 1\%.$$

Donc, pour en déduire m_t , il faut une précision sur les mesures de l'ordre de 0.1 %. La constante de structure fine doit aussi être connue avec une grande précision. Elle est mesurée très fidèlement à basse énergie, $\alpha(0) = 1/137.0359895(61)$, mais des corrections quantiques de l'ordre de 10 % entrent en jeu lorsqu'il faut l'exprimer à la masse du Z, $\alpha(m_Z) = 1/128.968(27)$. Ces corrections impliquent des calculs de boucles d'électrodynamique quantique (complètement calculables) mais aussi des effets de chromodynamique quantique pour les boucles de quarks (calculables pour partie, et mesurées en collisions e^+e^- à basse énergie).

La philosophie des mesures de précision au LEP et à SLC est de déterminer $\Delta\rho$ et $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$, par la mesure d'observables faisant intervenir les couplages a_f et v_f , d'en déduire une prédiction sur les masses du top et du W (voir table 1.1), de les comparer avec les mesures directes, puis de prédire la masse du boson de Higgs grâce à la mesure simultanée de $\Delta\rho$ et de m_t , afin de la comparer avec une possible mesure venant de son observation directe. On va passer en revue les observables électrofaibles de précision.

1. Les paramètres du Z, mesurés au pic du Z (LEP1) :

La mesure des paramètres du Z nécessite à la fois une excellente connaissance de l'énergie des faisceaux du LEP et une mesure précise de la luminosité intégrée par les détecteurs. Cela demande des développements nouveaux pour les détecteurs et des techniques de mesure astucieuses. La méthode de mesure précise de l'énergie du LEP sera donnée par la suite comme exemple.

- **La masse du Z, m_Z .** Il est absolument nécessaire de la connaître précisément parce que c'est la mesure qui est à l'origine de toute la chaîne de mesures indirectes qui mène au boson de Higgs. Pour ce faire, nous avons besoin de bien connaître l'énergie absolue des faisceaux du LEP et de savoir calculer les interactions dans l'état initial.

- La largeur totale du Z, Γ_Z . Pour la mesurer à 10^{-3} près une bonne connaissance de l'énergie relative des faisceaux (à 10^{-5} près) est requise. Elle donne accès à $\Delta\rho$, à α_s , la constante de couplage fort, et à N_ν , le nombre de neutrinos.
- La section efficace au pic, σ_{pic} . Elle dépend de la luminosité et donne accès à N_ν .
- Le rapport $R_\ell = \Gamma_{\text{hadron}}/\Gamma_{\text{lepton}}$. Pour bien mesurer ce rapport il faut absolument identifier les particules finales d'une interaction. De R_ℓ , on dérive α_s et m_t .

La section efficace du processus $Z \rightarrow f\bar{f}$ s'écrit

$$\sigma_{f\bar{f}} \simeq \sigma_{f\bar{f}}^0 \times \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - m_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2},$$

avec s le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse et $\sigma_{f\bar{f}}^0$ la section efficace au pic à l'ordre de l'arbre, c'est-à-dire à la masse m_Z , qui s'écrit en fonction des largeurs partielles

$$\sigma_{f\bar{f}}^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2} \quad \text{avec} \quad \Gamma_{f\bar{f}} = \frac{G_F m_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} \times (v_f^2 + a_f^2) \times N_{\text{col}}.$$

Pour mesurer les paramètres de la résonance, on fait un balayage en énergie de faisceau (quatre ou cinq valeurs) autour de m_Z . Pour chacune des valeurs, on doit mesurer l'énergie du faisceau ainsi que le taux d'événements $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ pour chaque type de fermions. Il faut ensuite corriger des effets de QED (dominés par l'émission de photon dans l'état initial) et de QCD (dominés par l'émission de gluon dans l'état final). On ajuste alors tous les paramètres du Z (m_Z , σ_{pic} , largeurs totale et partielles) dont on déduit $\Delta\rho$ qui intervient dans la formule de la section efficace *via* $(v_f^2 + a_f^2) \propto (1 + \Delta\rho)^2$. On peut voir sur la figure 1.7 que les corrections QED ne sont pas anodines. Elles représentent -30% sur la section efficace et $+200$ MeV sur la position du pic. Les corrections QCD en $(1 + \alpha_s/\pi)$ accroissent la largeur partielle $\Gamma_{q\bar{q}}$ de 4% .

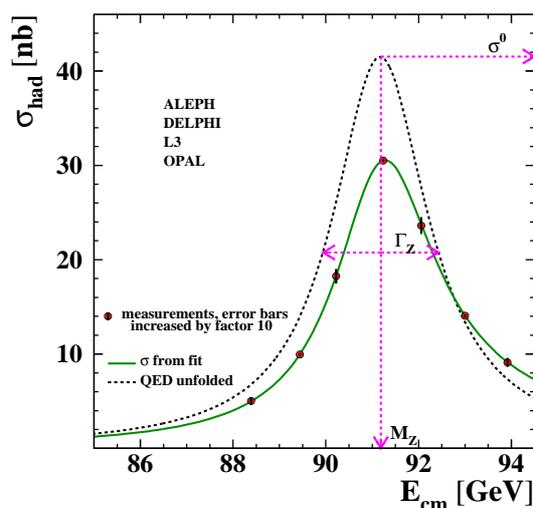


FIG. 1.7 – Section efficace hadronique du Z en nb en fonction de l'énergie dans le centre de masse en GeV, autour du pic. En trait plein, la prédiction théorique, en pointillés, la prédiction aux arbres, sans corrections QED et QCD.

2. La production de paires WW (LEP2) :

Comme pour la mesure des paramètres du Z, la mesure de m_W , qui ne peut se faire que si on maîtrise l'énergie absolue du LEP, sa luminosité absolue et l'identification des états finals, intervient dans la détermination de m_t et m_H dans la mesure où la masse du W est elle-même corrigée radiativement par des boucles de quarks ou de bosons de Higgs, comme représenté sur les diagrammes de la figure 1.8. Notons néanmoins que la dépendance de m_W en m_t et m_H est différente de celle des paramètres du Z (m_W^2 est corrigée par $(1 + \Delta r)$, où Δr est, comme $\Delta\rho$, une combinaison de $\frac{m_t^2}{m_Z^2}$ et de $\log \frac{m_H^2}{m_Z^2}$). D'autre part, l'erreur sur l'énergie des faisceaux n'est pas aussi cruciale qu'au pôle du Z car l'incertitude statistique avec 40000 paires de W est de l'ordre de 20 MeV. Une précision sur l'énergie de quelques 10^{-4} suffit dans ce cas (il serait de toutes façons difficile d'atteindre une précision supérieure, la méthode de mesure de l'énergie employée au Z, comme on le verra, est impossible à haute énergie).

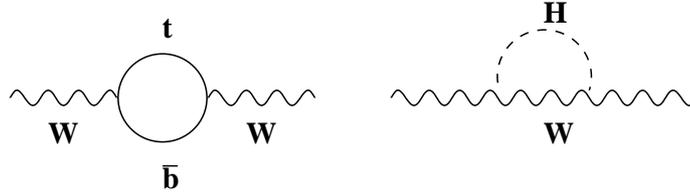


FIG. 1.8 – Propagateurs de W corrigés au premier ordre par des boucles faisant intervenir le quark top et le boson de Higgs.

3. Les taux de saveurs lourdes :

La largeur partielle hadronique en b du Z notée

$$R_b = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{\text{hadron}}}$$

doit être mesurée précisément, car elle donne accès à la masse du quark top *via* des corrections de vertex uniques, comme montré figure 1.9.

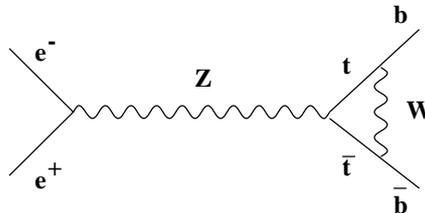


FIG. 1.9 – Correction de vertex au premier ordre de la désintégration partielle du Z en quarks b, modifiant R_b .

Les autres corrections (y compris en m_H) de la figure 1.6 se simplifient dans les rapports. Le taux R_b est modifié par le facteur $(1 + \delta_{vb})$, avec

$$\delta_{vb} = -\frac{20}{13} \alpha \frac{m_t^2}{m_Z^2} \simeq 5\%.$$

On voit alors qu'il faut mesurer R_b à 0.5 % près pour être sensible à δ_{Vb} et, par là, pouvoir prédire la masse du quark top avec une précision comparable à celle obtenue avec la largeur du Z. Pour mesurer R_b , il faut pouvoir identifier les vertex de désintégration des hadrons beaux, c'est le rôle des détecteurs de micro-vertex. Ces mesures sont principalement faites auprès de SLC qui bénéficie des petites dimensions de son faisceau.

4. Les asymétries :

La parité étant maximale violée dans les processus faibles, les couplages gauches (vectoriel + axial) sont différents des couplages droits (vectoriel - axial). On peut alors mesurer des asymétries. Pour le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, on définit

$$A_f = \frac{2v_f/a_f}{1 + (v_f/a_f)^2}$$

L'asymétrie gauche-droite (ou « left-right » en anglais) s'écrit

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R}$$

où σ_L (respectivement σ_R) est la section efficace pour un électron incident gauche (respectivement droit). L'asymétrie avant-arrière (ou « forward-backward » en anglais) s'écrit

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

où σ_F (respectivement σ_B) est la section efficace lorsque le fermion f est émis vers l'avant (respectivement l'arrière) par rapport à la direction de l'électron incident.

Les observables $A_{FB}^\ell = \frac{3}{4}A_eA_\ell$, $A_{FB}^b = \frac{3}{4}A_eA_b$, $A_{FB}^c = \frac{3}{4}A_eA_c$ et la polarisation moyenne du τ , $\langle P_\tau \rangle = A_\tau$, sont accessibles au LEP qui fournit une mesure précise de l'énergie, une grande luminosité et qui accueille des détecteur de précision. D'autre part, SLC fournit un faisceau polarisé qui permet de mesurer $A_{LR} = P_e.A_e$. Toutes ces valeurs contribuent à la détermination de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ via

$$A_f = \frac{2v_f/a_f}{1 + (v_f/a_f)^2}$$

car on a $v_f/a_f = 1 - 4|Q_f|\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$. Cela permet de tester la cohérence interne du modèle en comparant la masse m_W qui en découle de manière indirecte ($\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 1 - m_W^2/m_Z^2(1 + \Delta\rho)$), ainsi que le mécanisme de Higgs le prédit) avec celle obtenue par la mesure directe.

Toutes ces mesures de précision ont une sensibilité à la masse du quark top et/ou la masse du boson de Higgs. Les sensibilités relatives étant différentes, on peut alors ajuster les deux paramètres m_H et m_t dans le cadre du modèle standard, comme illustré par la figure 1.10 (dans l'hypothèse où toutes ces mesures sont compatibles les unes avec les autres, bien sûr). La mesure directe de la masse du top permet alors d'améliorer la précision sur la prédiction de la masse du boson de Higgs.

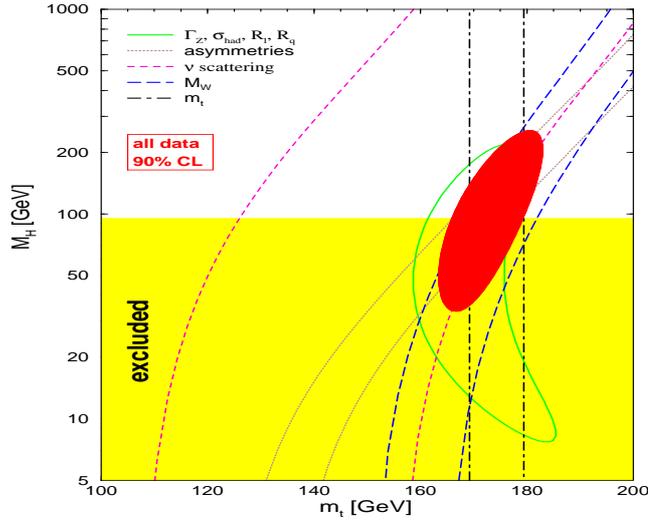


FIG. 1.10 – Contraintes des mesures indirectes dans le plan (m_H, m_t) .

1.1.2 Une précision indispensable sur la mesure de l'énergie du LEP

Comme on l'a déjà mentionné, ces mesures nécessitent une luminosité élevée et bien connue et une mesure de l'énergie très précise (de l'ordre de 10^{-5}). Le LEP (Large Electron Positron collider) est une merveilleuse machine dont l'acronyme pourrait signifier Luminosité Énergie Précision. On va maintenant s'attarder sur la mesure de l'énergie au LEP.

Mesure

Pour fixer les idées, on peut approcher le LEP par un anneau circulaire plongé dans un champ magnétique uniforme. On a alors

$$E \simeq p = eBR = (e/2\pi)BL$$

où e est la charge de l'électron, B la valeur du champ magnétique et L la circonférence comme indiqué sur la figure 1.11.

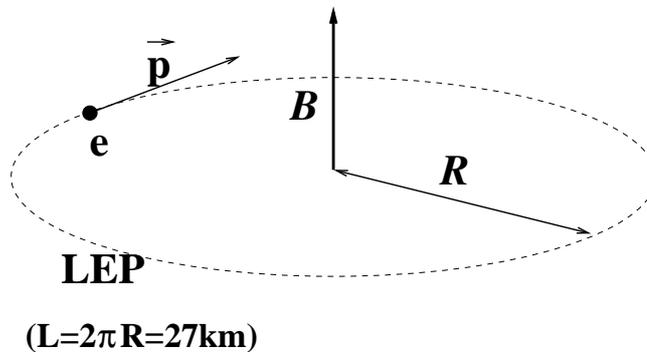


FIG. 1.11 – Schéma simpliste et idéal d'un accélérateur parfaitement circulaire, plongé dans un champ magnétique uniforme.

Dans la réalité, l'anneau n'est pas circulaire et le champ magnétique n'est pas parfaitement uniforme, l'énergie est alors donnée par l'intégrale curviligne

$$E = \frac{e}{2\pi} \oint_{\text{LEP}} B dl$$

Mesurer le champ B en chaque point est possible mais délicat et peu précis. Pour atteindre la précision adéquate, on préfère procéder comme suit : on accélère un faisceau jusqu'à une énergie donnée. Dans des conditions de bonne stabilité, le spin des électrons a tendance à s'aligner sur le champ magnétique B : le faisceau se polarise. C'est cette propriété qui va permettre la détermination de l'énergie du faisceau. Remarquons dès à présent que comme les interactions faisceau-faisceau auraient un effet dépolarisant, on n'utilise qu'un seul faisceau. La mesure ne peut donc pas se faire en collisions comme on le souhaiterait, ce qui nécessite une stabilité à long terme dont on verra quelques conséquences un peu plus loin. Le rayonnement synchrotron a lui aussi un effet dépolarisant (changement de signe du spin à chaque émission de photon). En conséquence, puisque le nombre de photons rayonnés augmente comme la puissance quatre de l'énergie, on ne peut observer de polarisation qu'en dessous de 60 GeV. La technique de mesure ne peut donc pas s'appliquer à LEP2! Enfin, les petites imperfections de l'accélérateur agissent elles aussi dans le mauvais sens. Il faut un travail minutieux de réglage avant de voir une polarisation significative, ce qui prend généralement une heure ou plus (voir figure 1.12).

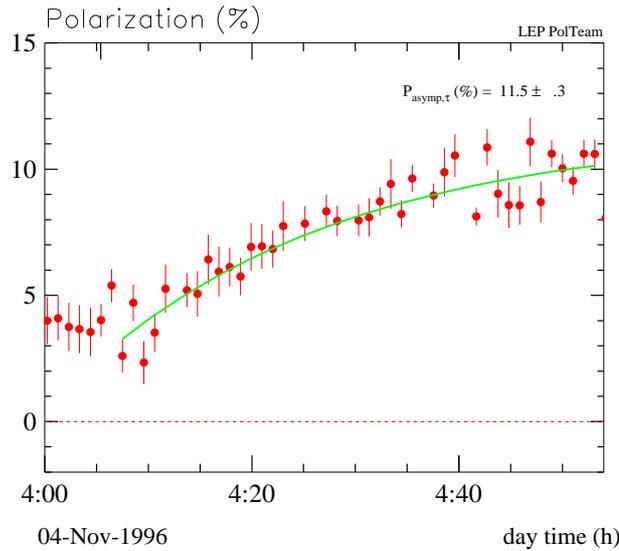


FIG. 1.12 – Polarisation acquise en fonction du temps pour des électrons de 50 GeV.

Le spin des électrons a un mouvement de précession autour du champ B avec une fréquence dite fréquence de Larmor proportionnelle à B (en fait à $\oint_{\text{LEP}} B dl$), et donc à l'énergie du faisceau. Le nombre de révolutions ν_s du spin autour du champ magnétique lors d'un tour de LEP vaut

$$\nu_s = \frac{g_e - 2}{2m_e} E$$

qu'il suffit donc de mesurer pour remonter à E . Pour ce faire, on va utiliser la dépolarisation résonante du faisceau induite par une imperfection magnétique introduite sur son parcours. Pour profiter du caractère résonant, l'énergie E est choisie de telle sorte que ν_s soit demi-entier. L'imperfection est un champ magnétique transverse B_x oscillant le long du rayon. On fait varier la fréquence de B_x jusqu'à ce qu'elle égale ν_s : à ce moment-là, à chaque tour, le champ et le

spin sont tels que B_x donne un à-coup dépolarisant au spin. La dépolarisation résonante est illustrée sur la figure 1.13. Elle annule très vite la polarisation du faisceau.

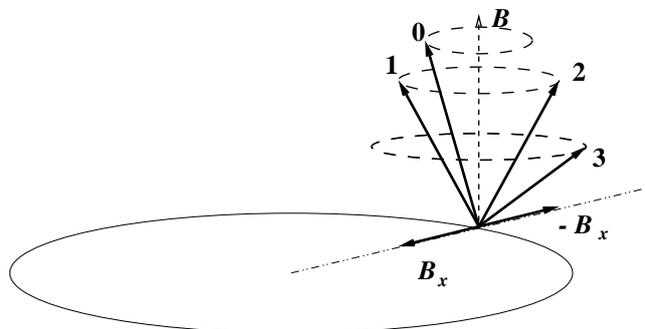


FIG. 1.13 – Variations de la précession de Larmor du spin des électrons en fonction du numéro du tour effectué, en présence d’une composante de champ radial B_x .

La figure 1.14 montre la variation rapide de la polarisation du faisceau lorsque la fréquence d’oscillation de B_x varie autour de ν_s . Cette mesure permet de remonter à ν_s et donc à E . On obtient ainsi une précision sur l’énergie de $2 \cdot 10^{-6}$ (100 keV). Bien sûr un tel procédé n’est possible qu’avec un accélérateur circulaire.

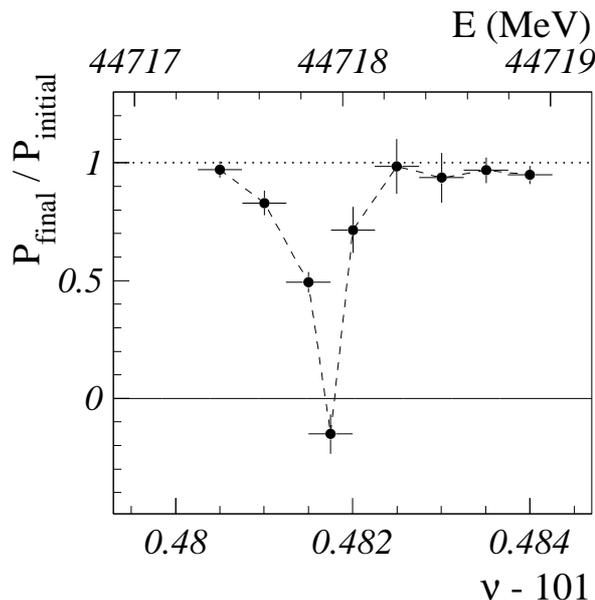


FIG. 1.14 – Diminution de la polarisation en fonction de la fréquence de variation de B_x . Sur l’axe du haut est portée l’énergie correspondante en MeV.

Corrections

Comme on l’a dit, la mesure de l’énergie ne peut pas se faire lorsque les faisceaux sont en collision. Des effets fins, qu’il faut corriger, comme celui de la lune, de la pluie ou même des trains peuvent modifier l’énergie entre l’instant de la mesure et celui où on enregistre les collisions, ce qui rend la détermination de l’énergie très délicate.

Le LEP a rendez-vous avec la lune Dès le début du fonctionnement de l'accélérateur, on avait observé une dispersion de 10 MeV sur l'énergie (ce qui est bien supérieur aux 100 keV obtenus avec la méthode de mesure décrite précédemment) même si la machine restait apparemment dans des conditions fixes. La corrélation avec la position de la lune a été trouvée le 11 novembre 1992.

Le LEP en fonctionnement, ce sont des leptons chargés qui tournent dans un anneau. L'orbite des électrons est fixée par la radio fréquence ($L = c \cdot \Delta t$). En revanche, l'anneau peut bouger et donc les quadripôles aussi. Or, ils ont pour rôle de maintenir le faisceau au centre du tube à vide et sont donc caractérisés par un champ nul en leur centre qui varie très vite autour de ce point. Un déplacement des quadripôles par rapport à l'orbite des électrons entraîne donc une grande variation de l'énergie. Ce déplacement est dû au fait qu'avec 27 km de diamètre, le LEP est sensible à la courbure du globe terrestre lui-même sensible à la présence de la Lune (ce sont les effets de marées terrestres). Compte tenu de la latitude du CERN et de la date considérée, la circonférence du LEP est plus courte de 300 μm à huit heures et seize heures alors qu'à minuit elle est plus longue de 300 μm . Cet effet est illustré par la figure 1.17.

Une fois cet effet compris, on peut prédire la variation de l'énergie en fonction de l'heure, cette prédiction est représentée par la courbe en trait plein de la figure 1.15 qui montre $\Delta E/E$ en fonction de l'heure. On voit que les mesures (les points) correspondent parfaitement à la prédiction.

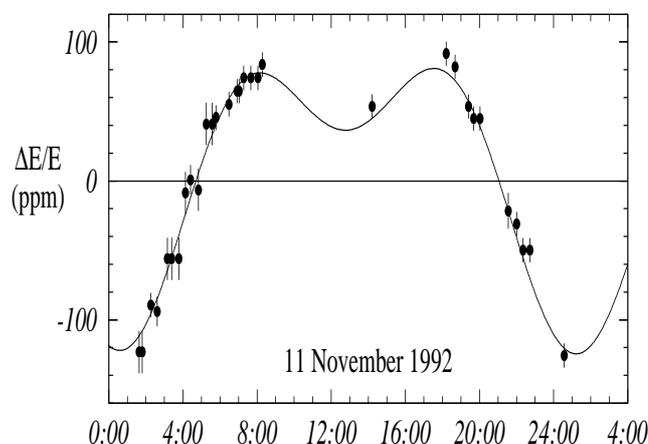


FIG. 1.15 – Effet de la position de la lune sur l'énergie acquise par les électrons : variation relative de l'énergie nominale des leptons en fonction de l'heure.

Chantons sous la pluie Un autre effet de l'ordre de la dizaine de MeV a été découvert plus tard, « grâce à » trois mois d'affilée horriblement pluvieux. Le LEP est entouré de montagnes. Or la pression de l'eau dans les montagnes change la circonférence de l'anneau, et donc à nouveau la position du faisceau par rapport au centre du tube à vide. Celle-ci est contrôlée par les BOMs (Beam Orbit Monitor) et on peut voir, sur la figure 1.16 la variation en énergie du LEP, en fonction des jours, prédite par les BOMs (les carrés) et mesurée (les ronds). La courbe en trait plein montre l'opposée de la hauteur d'eau dans le lac Léman. La corrélation est nette.

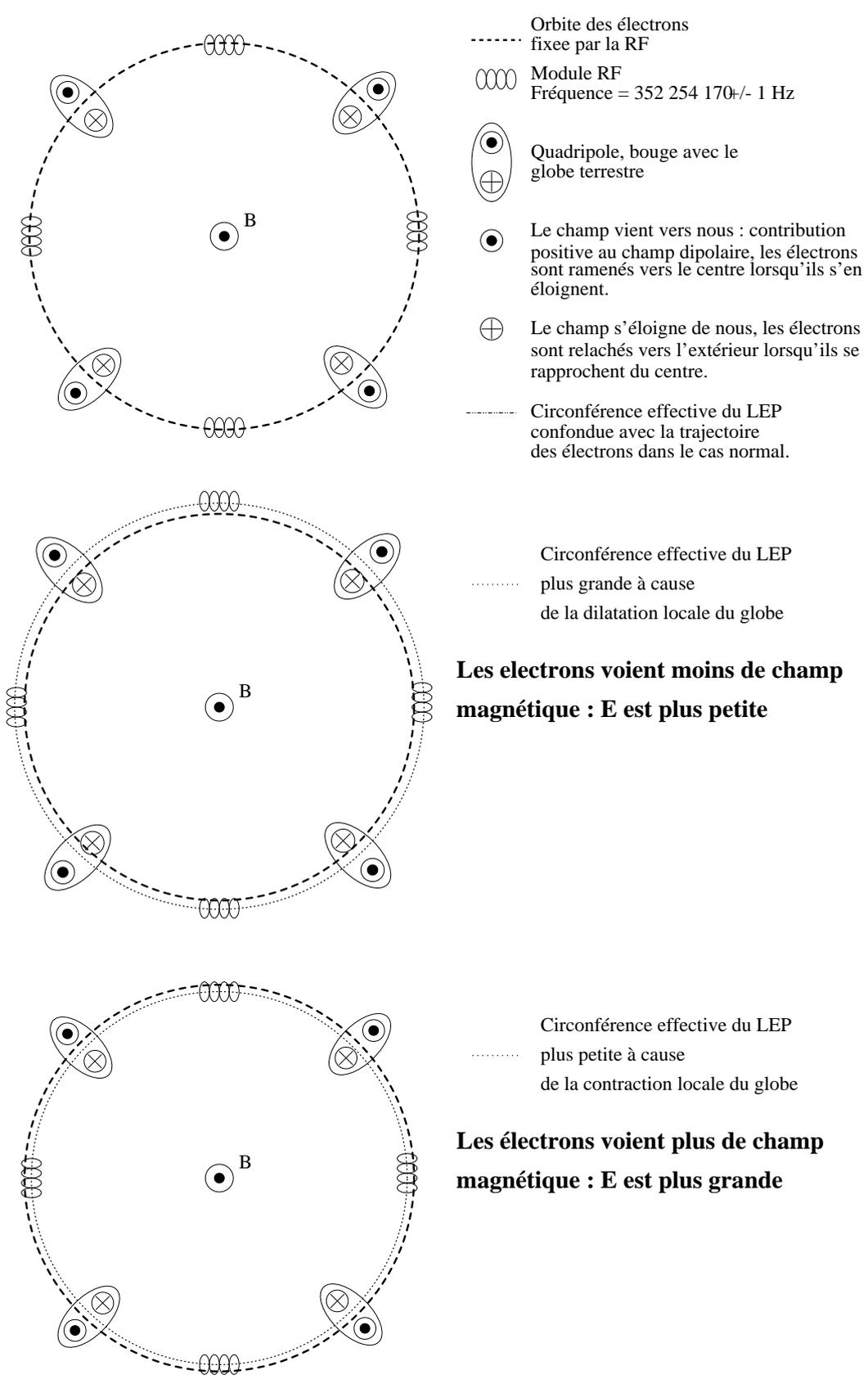


FIG. 1.17 – Effet de la lune sur la forme du globe terrestre, donc sur la position des quadripôles du LEP, donc sur l'énergie nominale des leptons.

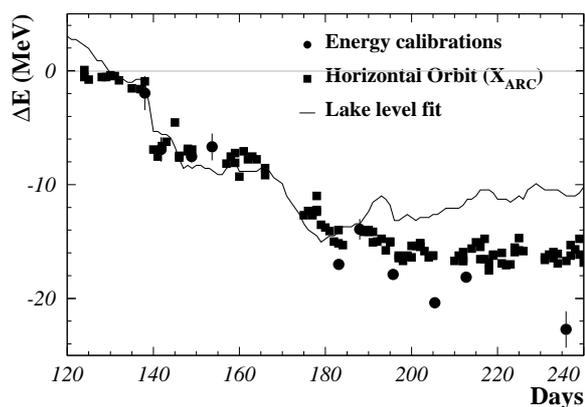


FIG. 1.16 – En fonction du temps en jour, variation de l'énergie des électrons en MeV donnée par la calibration en énergie (les points), par la mesure de l'orbite (les carrés). La courbe donne l'opposée de la hauteur d'eau dans le lac Léman (unité arbitraire).

En voiture s'il vous plaît La déformation du globe terrestre n'est pas le seul effet auquel est sensible l'énergie du LEP. Le passage des trains dans la région de Genève la modifie aussi. Les courants passant dans les rails et s'échappant dans les profondeurs de la terre, sont capturés par LEP et en modifient le champ magnétique. Avant 1995, le champ magnétique du LEP était surveillé par deux sondes NMR (Nuclear Magnetic Resonance) installées sur un dipôle de référence en surface. En 1995, on a équipé de NMR certains dipôles du LEP et on a constaté des dérives qui ont été imputées aux passages des trains. La cause ferroviaire a été confirmée après une grève totale d'un jour à la SNCF au cours de laquelle aucun effet de ce genre n'a été observé. Sur la figure 1.18, on voit le voltage dans les rail (en haut), le voltage au niveau du tube à vide du LEP (au milieu) et le champ magnétique en fonction du temps (en bas). La corrélation est époustouflante.

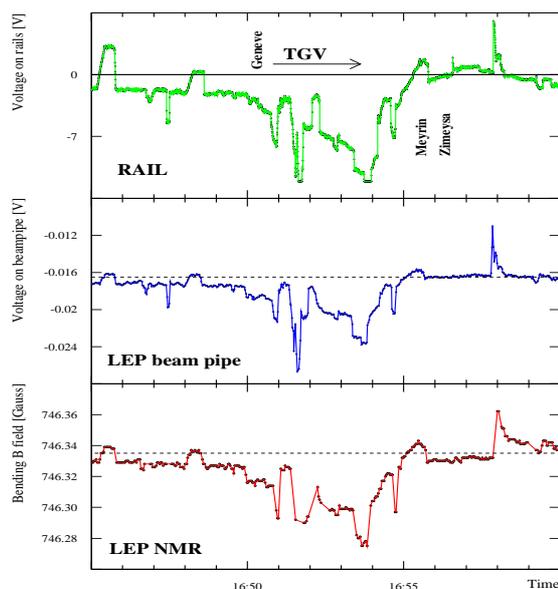


FIG. 1.18 – Corrélation entre le courant dans les rails du TGV, dans le tube à vide du LEP et le champ magnétique mesuré en fonction de l'heure.

Résultats

L'énergie du LEP est maintenant mesurée à moins de 2 MeV près. Grâce à cette précision, les observables électrofaibles peuvent être mesurées avec une grande exactitude. En avant goût de ce que l'on va détailler au chapitre suivant, la table 1.2 donne quelques résultats avec les précisions atteintes sur les observables.

Observable	Mesure	précision	Observable	Mesure	précision
m_Z	91.1876 ± 0.0021 (GeV)	$2 \cdot 10^{-5}$	R_b	0.21664 ± 0.00068	$3.1 \cdot 10^{-3}$
Γ_Z	2.4952 ± 0.0023 (GeV)	10^{-3}	R_c	0.1729 ± 0.0032	$2 \cdot 10^{-2}$
σ_{had}	41.541 ± 0.037 (nb)	10^{-3}	A_e	0.15138 ± 0.00216	$1.4 \cdot 10^{-2}$
Γ_{had}	1.7444 ± 0.0020 (GeV)	$1.5 \cdot 10^{-3}$	A_b	0.921 ± 0.020	$2.2 \cdot 10^{-2}$
$\Gamma_{\ell^+\ell^-}$	83.984 ± 0.086 (MeV)	10^{-3}	A_c	0.667 ± 0.026	$3.9 \cdot 10^{-2}$

TAB. 1.2 – Exemples d'observables mesurées au LEP et à SLC, avec les impressionnantes précisions atteintes.

1.1.3 Au travail : les mesures indirectes de m_H

Nous allons maintenant détailler les étapes des mesures de précision qui mènent à la détermination indirecte de la masse du boson de Higgs, dans le cadre du modèle standard. Comme annoncé, il s'agit d'abord de mesurer les paramètres du boson Z et les taux des saveurs lourdes, afin de prédire la masse du quark top. En injectant cette prédiction dans les mesures des asymétries et de $\sin^2 \theta_W$ on peut déterminer de façon précise la masse du boson W. Pour s'assurer que le modèle est cohérent et qu'on maîtrise toutes les étapes des mesures, on peut comparer le résultat aux mesures directes de m_W et de m_{top} . On a alors tous les ingrédients pour faire un ajustement global du modèle standard et en déduire la masse m_H .

La courbe d'excitation du Z

Pour mesurer la courbe d'excitation du Z qui mène à la détermination de tous ses paramètres, il faut connaître l'énergie de chaque collision et identifier les états finals. L'identification des particules dans l'état final est rendue possible par les détecteurs situés sur le LEP. Sur la figure 1.19, on voit pour chaque canal de désintégration du Z un exemple d'événement vu par le détecteur ALEPH : l'identification est particulièrement claire dans tous les cas. Les largeurs partielles correspondant aux différents types de désintégration du Z sont reportées dans le tableau 1.3.

Canal	Largeur partielle	Rapport de branchement
Hadronique	1.739 GeV	70 %
Neutrinos	0.497 GeV	20 %
Leptonique	0.250 GeV	10 %

TAB. 1.3 – Largeurs partielles et rapports de branchement correspondant aux trois canaux de désintégration du Z.

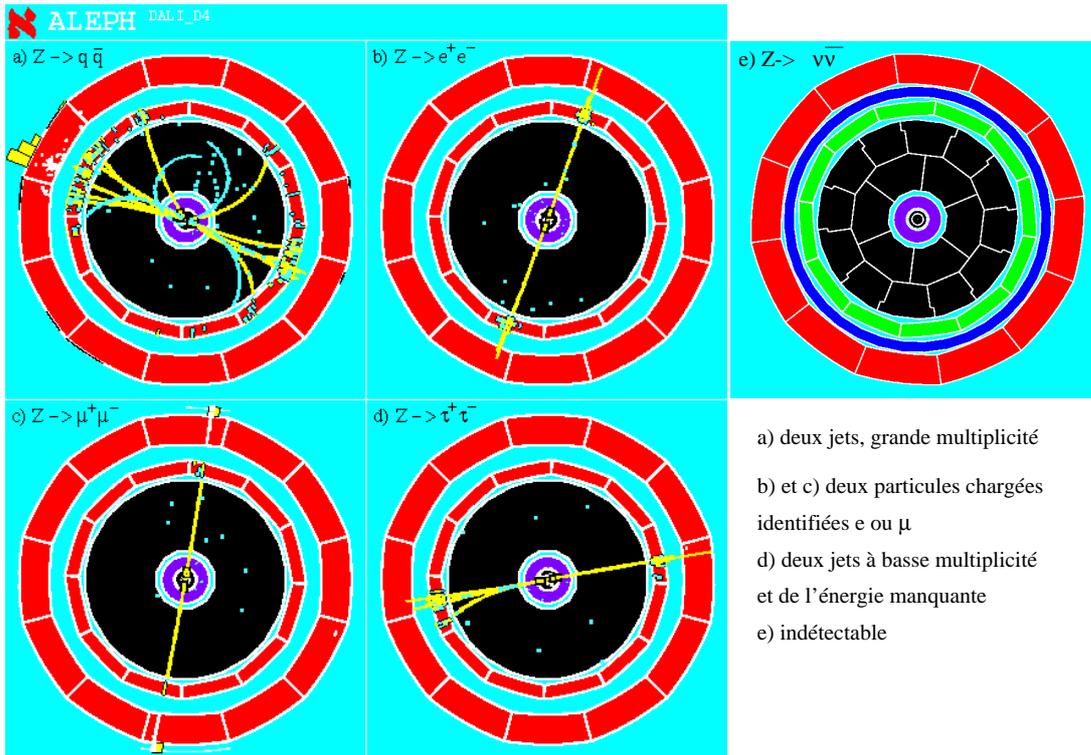


FIG. 1.19 – Identification des particules dans l'état final : a) $Z \rightarrow q\bar{q}$, les deux jets de particules sont bien séparés; b) $Z \rightarrow e^+e^-$, les leptons chargés laissent deux traces visibles dans les trajectomètres et déposent leur énergie dans le calorimètre électromagnétique; c) les deux muons de l'événement $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ traversent toutes les couches du détecteur laissant des traces dans les trajectomètres, le calorimètre à hadrons et les chambres à muons; d) un des τ de l'événement $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ se désintègre en jet hadronique et l'autre en électron; e) les événements $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ sont indétectables !

La figure 1.21 montre la distribution des événements enregistrés par ALEPH selon leur multiplicité dans l'état final et leur masse invariante. On voit deux populations à la masse m_Z : à haute multiplicité les 16 millions d'événements hadroniques et à basse multiplicité le pic des leptoniques (en électrons ou en muons) et la queue des événements $\tau^+\tau^-$. La masse invariante reconstruite pour ces derniers est plus basse à cause de la présence dans l'état final des neutrinos qui emportent de l'énergie invisible.

Le pic à basse masse et basse multiplicité vient des événements dits $\gamma\gamma$ dont le diagramme est donné sur par la figure 1.20.

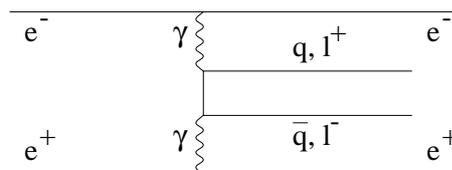


FIG. 1.20 – Diagramme du processus $\gamma\gamma$.

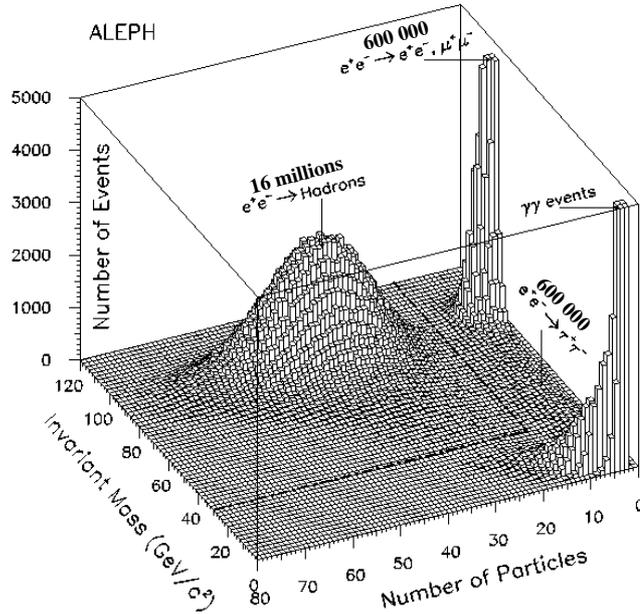


FIG. 1.21 – Masse invariante des états finals de désintégration du Z dans ALEPH vs multiplicité de l'état final. On distingue les états finals à haute multiplicité (canal hadronique) de ceux à faible multiplicité (canaux leptoniques).

À partir de cette distribution, on fait une sélection des Z avec une grande efficacité et une haute pureté. Néanmoins, le comptage reste délicat à cause des effets systématiques. Les résultats sur les paramètres du Z sont résumés dans la table 1.4.

Observable	Valeur	Incertitude
m_Z	91187.5 MeV	2.1 MeV
Γ_Z	2495.2 MeV	2.3 MeV
σ^0	41.540 nb	0.037 nb
R_ℓ	20.767	0.025

TAB. 1.4 – Résultats sur les paramètres du Z.

En particulier, on voit que la largeur Γ_Z est mesurée à 10^{-3} près. Cette incertitude de 2.3 MeV, dominée par l'incertitude sur l'énergie des faisceaux, est à comparer à la valeur de 500 MeV que l'on avait en 1989. Comme Γ_Z est le paramètre le plus sensible à la masse du quark top (Γ_Z est proportionnel à $(1 + \Delta\rho)^2$), cette précision permet de déduire m_t avec une incertitude de 25 GeV/c² environ :

$$m_t \sim 165 \pm 25 \text{ GeV}/c^2.$$

La figure 1.22 montre la détermination de m_t à partir de la largeur du Z. Cette figure est un résultat de 1998. Les valeurs numériques ont peu changé depuis mais maintenant, on montre préférentiellement la dépendance avec la masse du boson de Higgs, en fixant la masse du top à sa valeur mesurée (voir plus loin).

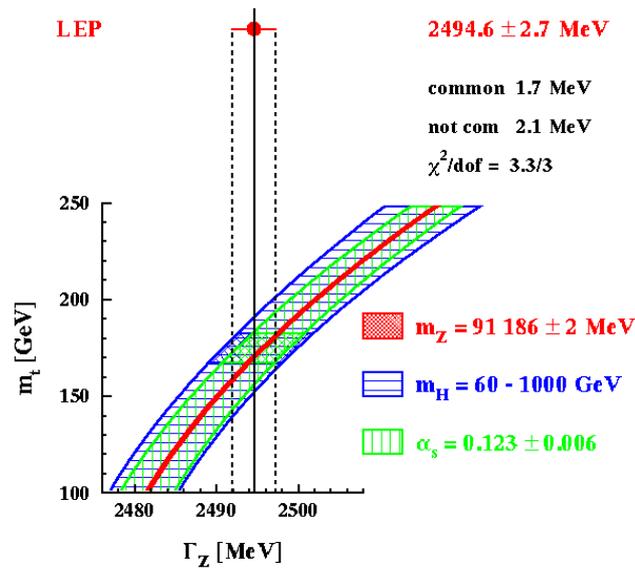


FIG. 1.22 – Détermination de la masse du quark top à partir de la largeur du Z.

Les taux de productions des saveurs lourdes

Pour identifier les productions de quarks b et c on utilise des détecteurs de vertex suffisamment précis pour voir leurs vols. Les hadrons formés de ces quarks ont des temps de vie macroscopiques (1.6 ps pour les b par exemple) qui correspondent à des vols de plusieurs millimètres au LEP et à SLC. La reconstruction des vertex en trois dimensions permet de déterminer les vertex secondaires et tertiaires. Les paramètres d'impact des traces reconstruites donnent accès à une très bonne identification des quarks b avec une grande pureté. La figure 1.23 montre l'exemple d'un événement $Z \rightarrow b\bar{b}$ reconstruit par le détecteur ALEPH.

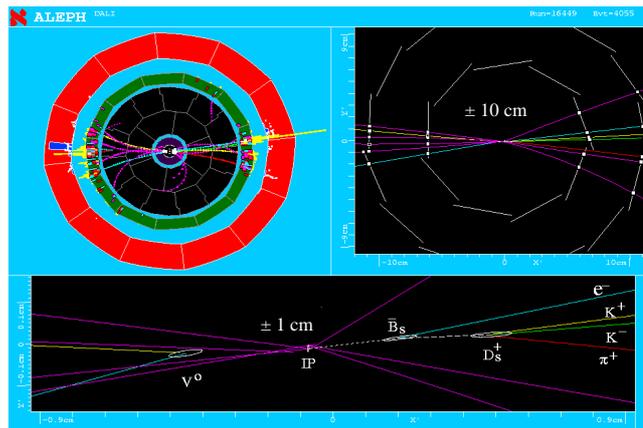


FIG. 1.23 – Exemple d'un événement $Z \rightarrow b\bar{b}$ reconstruit par ALEPH. L'agrandissement du haut montre une zone de ± 10 cm autour du point d'interaction, celui du bas une zone de ± 1 cm. On reconstruit les vertex de désintégration d'un B_s .

Au LEP, les détecteurs de vertex (silicium, CCD ou pixels) permettent d'obtenir une bonne résolution, de quelques dizaines de microns sur les paramètres d'impact. Le rayon de la couche la plus proche du faisceau est de l'ordre de 6 cm. À SLC, cette résolution est excellente (de

l'ordre de quelques microns) car le rayon interne du détecteur de vertex de SLD est de 2.3 cm, grâce aux dimensions réduites des faisceaux (peu de rayonnement synchrotron et pas d'effet faisceau-faisceau). Le détecteur SLD peut identifier séparément les vertex de b et de c avec une bonne pureté. Un outil puissant pour les distinguer est la reconstruction de la masse invariante de l'ensemble des particules chargées provenant des vertex secondaires ($m_b \sim 5 \text{ GeV}/c^2$ et $m_c \sim 1.5 \text{ GeV}/c^2$) dont on voit le résultat sur la figure 1.24.

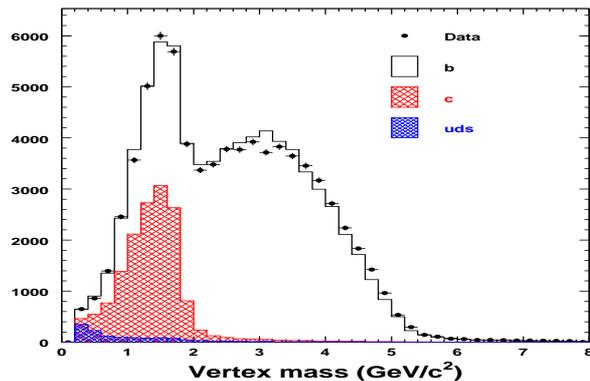


FIG. 1.24 – « Masse reconstruite des vertex secondaires » avec SLD, les ronds figurent les données, la zone gris clair montre les vertex de c, la zone blanche les vertex de b simulés. La petite zone gris foncé en début de spectre montre la masse reconstruite à partir de la simulation des vertex issus de quark u, d et s.

À ces outils de détection s'ajoute la méthode de la double identification pour réduire les incertitudes grâce à la simulation. Il s'agit de résoudre le système suivant :

$$\begin{aligned} f_1^{\text{hemi}} &= R_b \varepsilon_b + R_c \varepsilon_c + R_{\text{uds}} \varepsilon_{\text{uds}}, \\ f_2^{\text{hemi}} &= R_b \varepsilon_b^2 (1 + \rho_b) + R_c \varepsilon_c^2 + R_{\text{uds}} \varepsilon_{\text{uds}}^2. \end{aligned}$$

On divise l'événement en deux hémisphères séparés par le plan transverse à l'axe de poussée. Dans chaque hémisphère, un vertex primaire est reconstruit. Alors, f_1^{hemi} est la fraction d'hémisphères étiquetés b, f_2^{hemi} est celle des événements doublement étiquetés. Les ε sont les efficacités d'identification et ρ_b prend en compte la corrélation qu'il existe entre les deux hémisphères quand ils sont tous les deux étiquetés. On extrait ε_c , ε_{uds} et ρ_b de la simulation (ce sont des valeurs petites, même une incertitude systématique élevée sur ces valeurs n'aurait que peu d'influence sur le résultat), R_c est issu d'autres mesures plus directes. On résout le système pour trouver ε_b et R_b .

Les résultats combinés de LEP et SLC sont les suivants :

Taux	Valeur	Incertitude
R_b	21.646 %	0.075 % ($3 \cdot 10^{-3}!!!$)
R_c	17.19 %	0.31%

Les figures 1.25 donnent les contours obtenus dans le plan (R_b , R_c) et le résultat combiné sur R_b venant des différentes expériences, avec l'impact sur la prédiction de m_t .

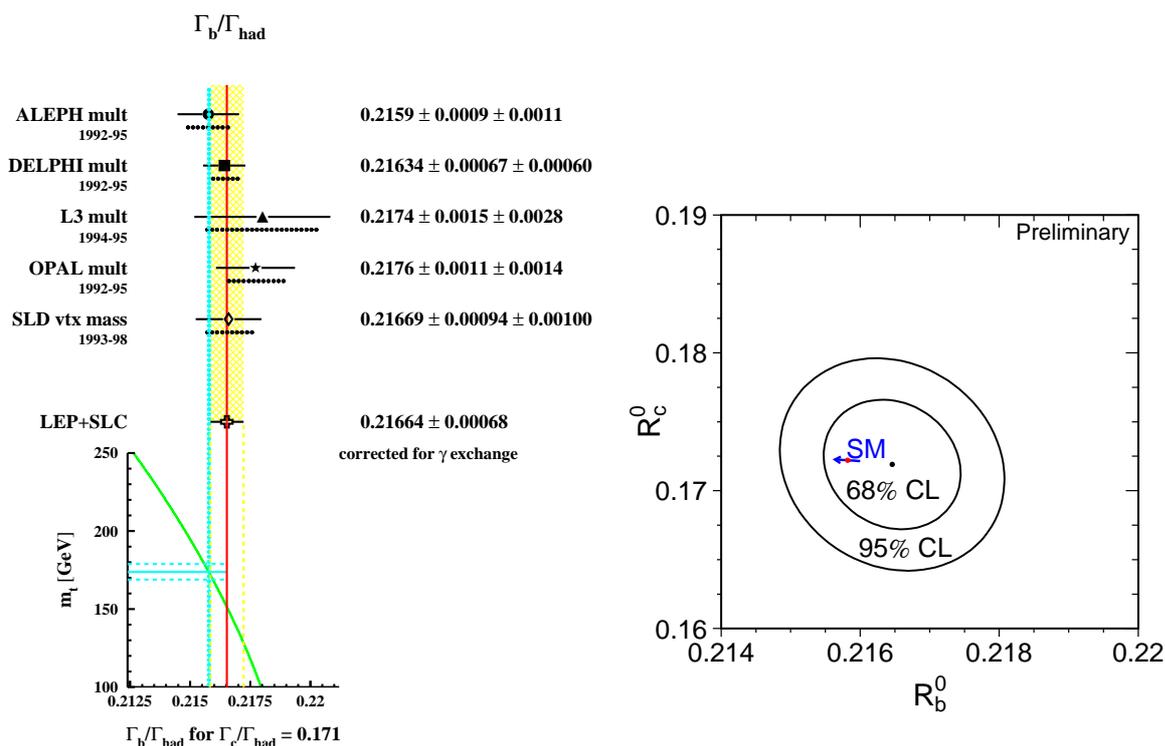


FIG. 1.25 – À gauche, résultat de la mesure de R_b expérience par expérience et combiné. À droite, contours à 68 et 95 % de niveau de confiance dans le plan (R_b, R_c) , comparaison avec la prédiction du modèle standard pour $m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$.

Rien qu’avec cette mesure, on obtient une précision excellente sur m_t (les dépendances en m_H , α_s etc... s’annulent dans le rapport) :

$$m_t = 150 \pm 25 \text{ GeV}/c^2$$

Prédiction de la masse du quark top avec les mesures électrofaibles

Toutes les mesures de précision des observables électrofaibles sont combinées pour obtenir une mesure indirecte de la masse du quark top. La figure 1.26 donne entre 1989 et 1994 les prédictions, les limites et la mesure fournies par les expériences au LEP et à SLC, d’une part, et à FNAL, d’autre part. Les barres d’erreur horizontales marquées LEP indiquent des mesures indirectes, les barres verticales donnent des limites.

En 1989, il n’existait que des limites données principalement par les expériences UA1 et UA2 du CERN et les expériences de diffusion de neutrinos. Dès le début du fonctionnement de LEP et de SLC, des prédictions, année après année, étaient faites par le LEP et suivies de peu par une nouvelle limite de FNAL. En mars 1994, une masse de $177 \text{ GeV}/c^2$ pour le quark top avait été prédite par le LEP et SLC avec une précision statistique de $10 \text{ GeV}/c^2$, pour une masse du boson de Higgs fixée à $300 \text{ GeV}/c^2$. Un mois après, conforté par ce résultat, le Tevatron (CDF) osait finalement annoncer sa première évidence à 2.9σ du quark top, avec une section efficace trois fois plus grande que prédite par le modèle standard. La section efficace de production en collisions $p\bar{p}$ est depuis retombée à une valeur plus normale et les mesures indirectes ont continué à gagner en précision.

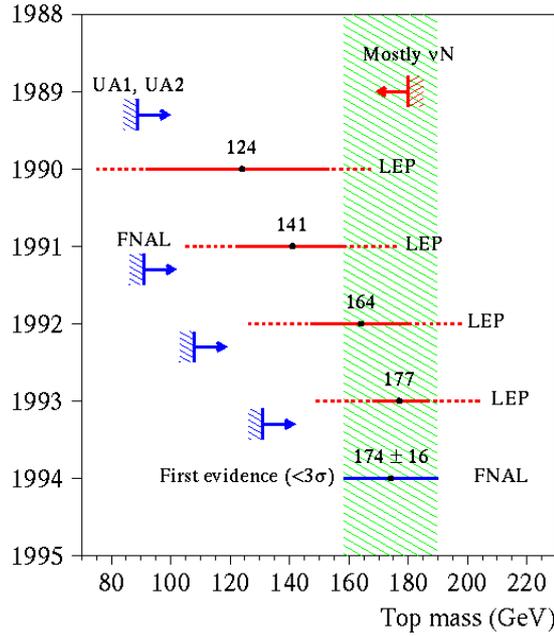


FIG. 1.26 – Évolution au cours du temps des mesures (indirectes du LEP, et limites de FNAL jusqu'en 1994) de la masse du quark top.

En 2001, on peut confronter les résultats des mesures indirectes avec la mesure directe :

$$m_t^{\text{EW}} = 180.5 \pm 10.0 \text{ GeV}/c^2$$

$$m_t^{\text{directe}} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$$

La cohérence entre les deux résultats est excellente. On peut alors effectuer un ajustement global du modèle standard qui permet d'atteindre de manière indirecte la masse du boson de Higgs, m_H *via* les mesures de $\Delta\rho$ et de m_t (voir plus tard).

Asymétries

La mesure des asymétries donne accès à $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ *via* les couplages. En effet, rappelons que :

$$A_f = \frac{2v_f/a_f}{1 + (v_f/a_f)^2} \quad \text{et} \quad v_f/a_f = 1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$$

où a_f et v_f sont les couplages axial et vectoriel au fermion f . Pour obtenir le plus précisément possible l'angle de mélange électrofaible, il importe de maîtriser les mesures des asymétries.

La plus précise : A_{LR} C'est seulement auprès du détecteur SLD que ce genre de mesure est effectué car la polarisation des faisceaux permet d'y accéder avec précision. La plus puissante de ces mesures est l'asymétrie gauche-droite A_{LR} :

$$A_{LR} = \frac{\sigma(-P_e) - \sigma(+P_e)}{\sigma(-P_e) + \sigma(+P_e)} \equiv \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = A_e P_e$$

avec P_e la polarisation qui est à mesurer : $P_e = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$. La mesure de A_{LR} , qui vaut A_e quand la polarisation est de 100 %, c'est-à-dire à peu près 14 %, est dix fois plus sensible à $\sin^2 \theta_W$

que A_{FB} (proportionnel au produit $A_e A_\ell$ qui est de l'ordre de 1 à 2 %). D'autre part, A_{LR} est indépendant de l'état final, on compte juste les événements $e^+e^- \rightarrow Z$, donc il n'y a pas besoin d'identification. Comme c'est un rapport, A_{LR} est indépendant de l'acceptance du détecteur, de la mesure de luminosité et la plupart des corrections théoriques et des incertitudes se compensent. Tout cela fait que les erreurs statistiques et systématiques sont suffisamment bonnes pour entrer en compétition avec les mesures d'asymétries au LEP, malgré une statistique accumulée 100 fois plus faible.

On va étudier de plus près la mesure de A_{LR} à SLC. Pour effectuer cette mesure, il faut remplir plusieurs conditions.

1. La première condition à remplir est d'avoir un faisceau d'électrons polarisés.

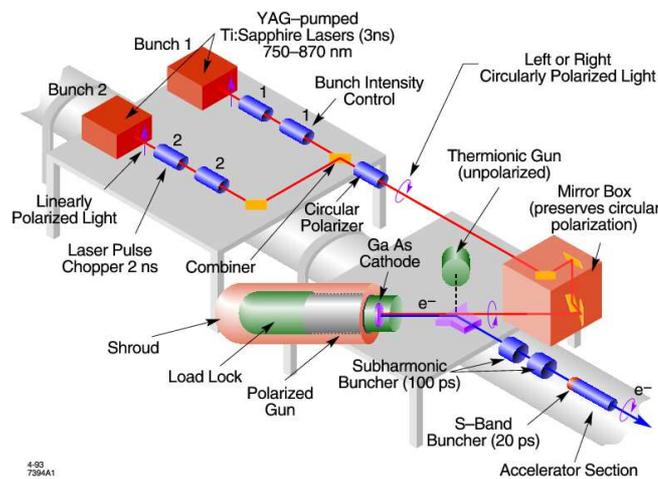


FIG. 1.27 – Source d'électrons polarisés de SLC.

Après de SLD, des électrons polarisés longitudinalement sont produits en illuminant une photocathode de GaAs avec des lasers polarisés circulairement. En principe, on peut atteindre une polarisation de 100 %. En pratique, on atteint seulement 80 % de polarisation. Le système de polarisation des électrons de SLC est représenté sur la figure 1.27.

Pour limiter les biais et effets systématiques, on change le signe de la polarisation de façon aléatoire pour être sûr que la même quantité de données est enregistrée avec les deux signes. On transporte, on accélère et on fait se croiser les électrons polarisés avec le soin qu'il faut pour que la polarisation soit maintenue jusqu'au point d'interaction. Ce n'est absolument pas simple à réaliser mais SLC a été construit pour ça dès le départ (au contraire du LEP).

2. La deuxième condition est de savoir mesurer la polarisation des électrons avec une précision de 0.5 %. La station de mesure de la polarisation des électrons à SLC est montrée sur la figure 1.28.

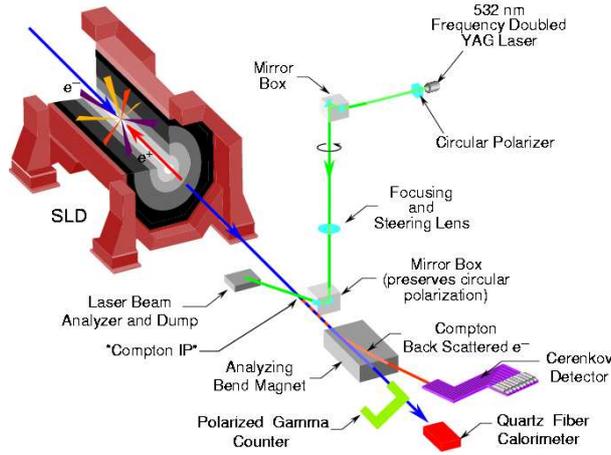


FIG. 1.28 – Polarimètre Compton mesurant avec une précision de 0.5 % la polarisation des électrons accélérés par SLC.

Le principe est le suivant : on fait se croiser des électrons de 45.6 GeV polarisés longitudinalement avec des photons de 2.33 eV (532 nm) polarisés circulairement tous les sept paquets (c'est-à-dire avec une fréquence de 17 Hz). On détecte, après un aimant de courbure, les électrons diffusés par interaction Compton en fonction de leur énergie, avec des compteurs Čerenkov placés en aval. La section efficace $e\gamma \rightarrow e\gamma$ varie avec l'énergie des électrons détectés selon

$$\sigma(E) = \sigma_0 \times [1 + A(E)P_e P_\gamma].$$

Comme ils viennent de processus purement QED, σ_0 et $A(E)$ sont théoriquement très bien connus. De façon aléatoire, on retourne le signe de la polarisation des photons (proche de 100 %, mesurée en optique par des filtres). On compte le nombre d'électrons détectés dans chaque canal Čerenkov. On déduit la polarisation des électrons de l'asymétrie

$$\frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow} - 2N^{\text{offset}}} = A(E)P_\gamma P_e,$$

où N^{offset} est mesuré avec les six paquets qui ne sont pas illuminés par les lasers.

- La troisième et dernière condition pour réussir une telle mesure est un bon comptage des événements dans SLD, puisque $A_{LR} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = A_e P_e$ (N_L est le nombre d'événements venant d'électrons gauches, N_R d'électrons droits). Par exemple, pour les données 1997-98, on a $N_L = 183355$ et $N_R = 148259$ et $P_e = 72.92\%$ soit $A_e = 0.1491 \pm 0.0024(\text{stat.}) \pm 0.0010(\text{syst.})$.

Si on tient compte de toutes les données accumulées par SLD, on obtient

$$A_e = 0.15138 \pm 0.00216,$$

soit

$$\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 0.23097 \pm 0.00027.$$

Les asymétries : résultats sur $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$. Le résultat extrêmement précis donné par la mesure de A_e doit être combiné avec ceux apportés par les autres mesures d'asymétries. Les résultats en matière de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ sont donné sur la figure 1.29. Le premier point est celui donné par SLC, les deux lignes délimitent la moyenne du LEP.

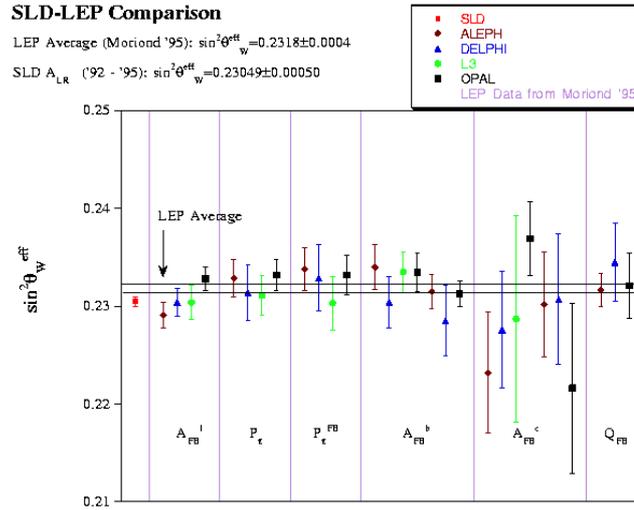


FIG. 1.29 – Comparaison des résultats sur $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ à partir des mesures d'asymétries au LEP et à SLD.

Sur la figure 1.30 on voit ces résultats présentés différemment. Les trois mesures du haut viennent des résultats leptoniques, elles donnent une moyenne de 0.2310 ± 0.0002 alors que les trois résultats du bas viennent de mesures hadroniques et donnent une moyenne de 0.2323 ± 0.0003 , on voit que ces résultats sont marginalement en accord.

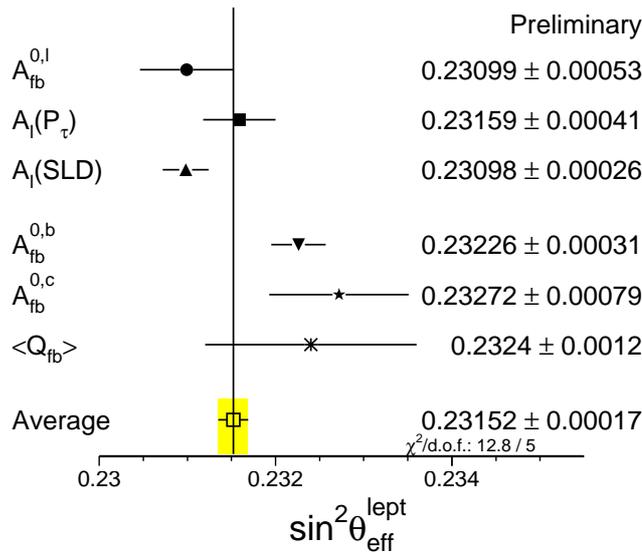


FIG. 1.30 – Résultats sur $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ à partir des asymétries. Les trois résultats du haut viennent des mesures leptoniques, les trois du bas des mesures hadroniques. L'accord entre les deux groupes de mesures (0.2310 ± 0.0002 et 0.2323 ± 0.0003) est marginal mais acceptable.

Cet effet est mis en évidence sur la figure 1.31 qui montre en fonction du temps l'évolution

de la valeur de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ donnée par la mesure de A_{LR} (valeurs systématiquement inférieures à la valeur globale actuelle) et par la mesure de A_{FB}^b (valeurs systématiquement supérieures à la valeur globale actuelle). L'accord est néanmoins acceptable : les deux résultats, à 3.2 écarts standards, sont extraits de plus de vingt mesures et la distribution globale correspond à une probabilité de χ^2 globale de 10 %. D'autre part, on peut voir sur la figure 1.31 que l'écart absolu entre A_{LR} et A_{FB}^b n'a cessé de diminuer au cours du temps tout en gardant la même signification statistique. Ce comportement est typique d'une fluctuation statistique dans les données initiales. Cependant, quelques années de prises de données supplémentaires auprès des deux accélérateurs auraient permis d'investiguer plus en avant.

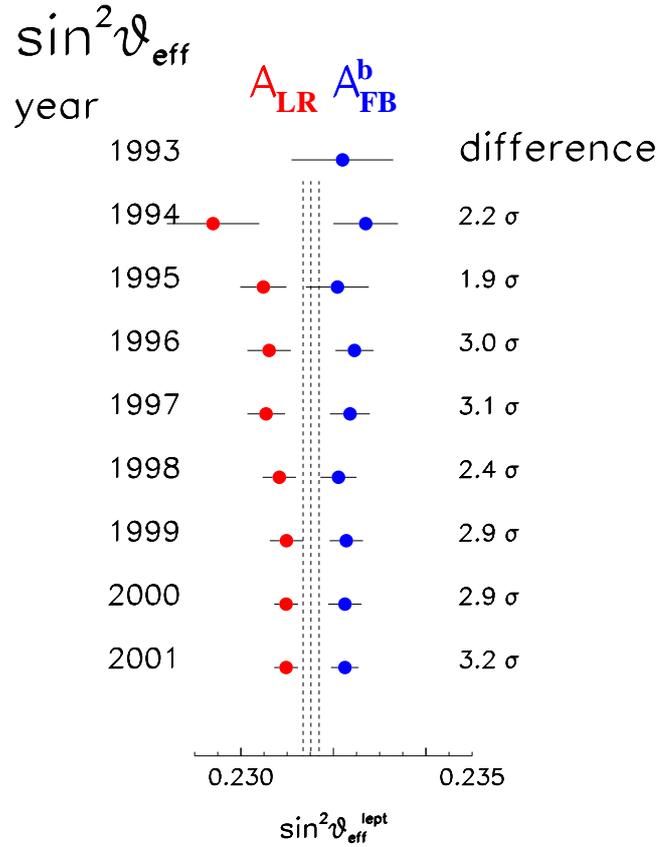


FIG. 1.31 – Évolution au cours du temps de la valeur de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ donnée par la mesure de A_{LR} et de A_{FB}^b . La bande centrale donne la valeur globale actuelle. À droite, le désaccord entre les deux types de mesures est indiqué.

Au final, le résultat combiné sur $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ de 0.23152 ± 0.00017 , c'est-à-dire précis à $5 \cdot 10^{-4}$ près, est excellent. La précision atteinte sur $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ rend les mesures sensibles à la masse du boson de Higgs.

Résultats des asymétries pour les couplages Entre les mesures des asymétries et la détermination précise de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$, on passe par la détermination des couplage axial et vectoriel à partir de la mesure de A_{LR} de SLC et de $Z \rightarrow \ell^+ \ell^-$ du LEP. Un bon moyen de toucher du doigt les progrès gigantesques que ces deux machines ont permis de faire durant la dernière décennie est de regarder l'évolution de l'erreur sur les couplages, comme montré sur la figure 1.32 qui

donne les contours dans le plan (a_ℓ, v_ℓ) déterminés par l'expérience, à gauche, avant les mesures permises par LEP et le SLC, à droite, après le LEP et le SLC. Les échelles sont les mêmes, les contours sont réduits au point de la figure de droite, dont la taille correspond à dix fois les barres d'erreur réellement obtenues. La précision atteinte est adéquate pour avoir une bonne sensibilité sur la masse du boson de Higgs.

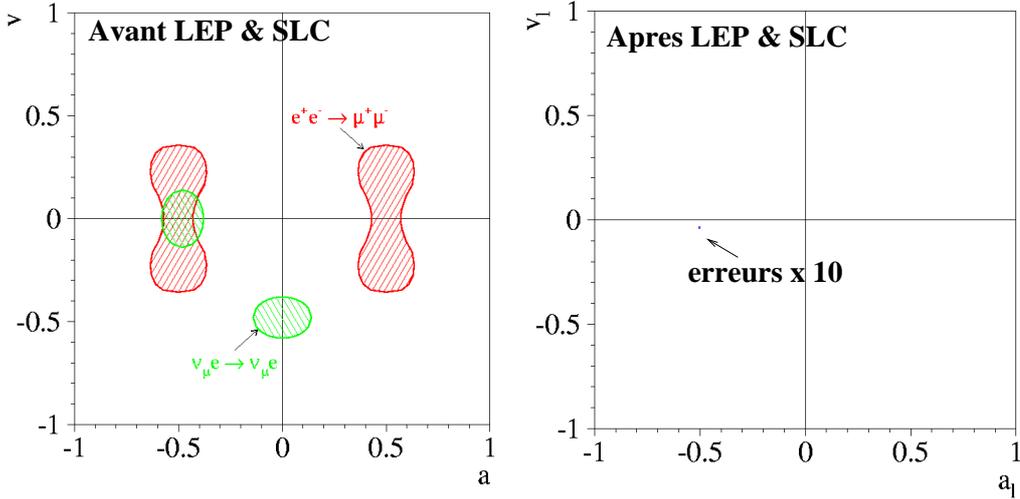


FIG. 1.32 – Contours dans le plan (a_ℓ, v_ℓ) déterminés par l'expérience, à gauche, avant les mesures permises par LEP et SLC, à droite, après le LEP et le SLC.

Le « point » de la figure 1.32 de droite contient les derniers résultats en matière de couplages électrofaibles. Il est agrandi sur la figure 1.33, par un facteur 200.

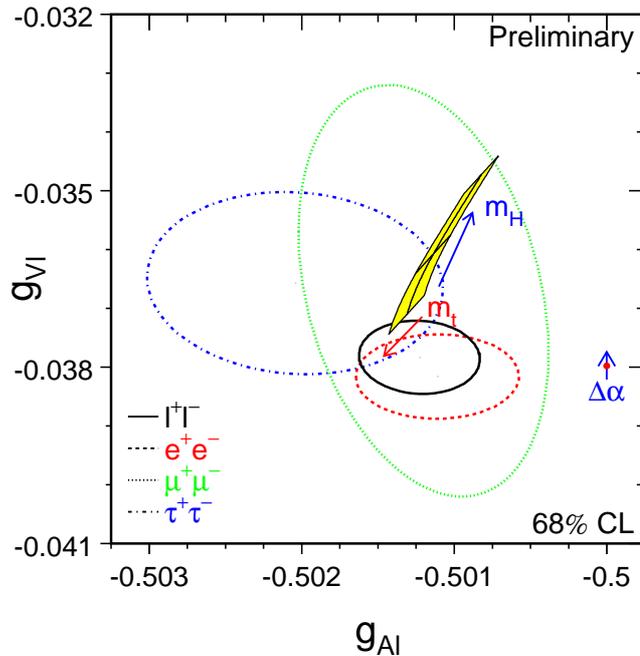


FIG. 1.33 – Contours dans le plan (a_ℓ, v_ℓ) déterminés par LEP et SLC. Ce sont les résultats combinés de l'été 2001. La prédiction du modèle standard, en fonction des valeurs de m_t et m_H , est également indiquée.

Résultats des asymétries pour m_W Au sein du modèle standard, et si le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est bien le mécanisme de Higgs, on peut prédire m_W *via*

$$m_W^2 = m_Z^2(1 + \Delta\rho) \cos^2 \theta_W^{\text{eff}}$$

et m_t à partir de $\Delta\rho$. Sur la figure 1.34 on voit les résultats présentés à Moriond 2001 dans le plan (m_t, m_W) . Le contour en pointillés donne le résultat des mesures directes (voir plus tard), celui en trait plein les résultats des mesures de précision, les contours sont à 68 % de niveau de confiance. La bande grisée montre la dépendance en m_H dans le modèle standard *via* les corrections quantiques, c'est-à-dire, pour une masse de Higgs donnée, la zone du plan autorisée par l'ajustement du modèle standard.

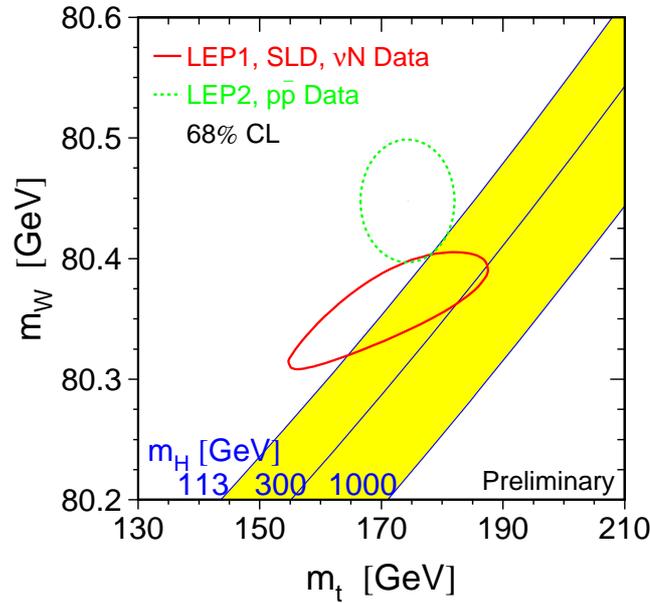


FIG. 1.34 – Dans le plan (m_t, m_W) , résultats des mesures directes (contour en trait plein) et indirectes (contour en pointillés) à 68 % de niveau de confiance. La bande grisée donne la dépendance en m_H lorsque m_H varie entre $113 \text{ GeV}/c^2$ et $1 \text{ TeV}/c^2$.

On remarque le bon accord entre le résultat de la combinaison des mesures indirectes et l'ajustement du modèle standard, de même que l'accord entre les mesures directes et indirectes. Enfin, les mesures tant directes qu'indirectes semblent donner la préférence à un boson de Higgs léger (voir plus tard).

La masse du W à LEP2

Production et désintégration Lorsque l'énergie dans le centre de masse est suffisante, c'est-à-dire $\sqrt{s} \geq 2m_W$, alors la production de paires de W est possible *via* les diagrammes de la figure 1.35. Chaque W peut alors se désintégrer en une paire de quarks ou une paire lepton-neutrino. On distingue donc trois états finals : le canal quatre jets ($W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$), le canal semi-leptonique ($W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2\ell\bar{\nu}$) et le canal leptonique ($W^+W^- \rightarrow \ell_1\nu_1\ell_2\bar{\nu}_2$). Le premier est caractérisé par quatre jets de particules bien séparés, il représente 45.6 % des cas; le deuxième par deux jets hadroniques, un lepton et de l'énergie manquante, il concerne 43.8 % des cas; le troisième par deux leptons et de l'énergie manquante, son rapport de branchement est de 10.8 %.

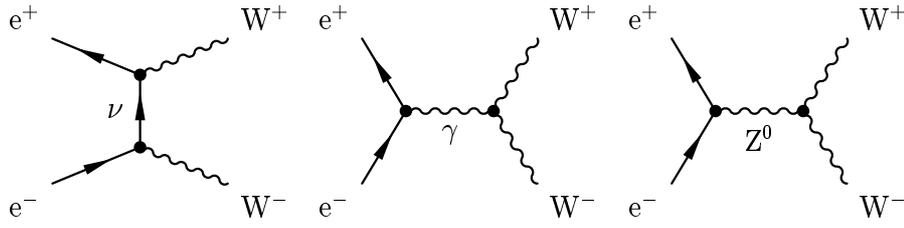
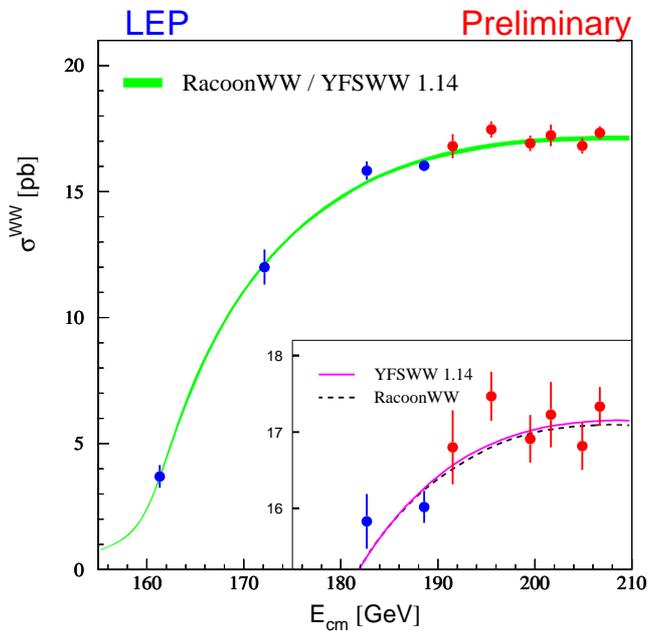


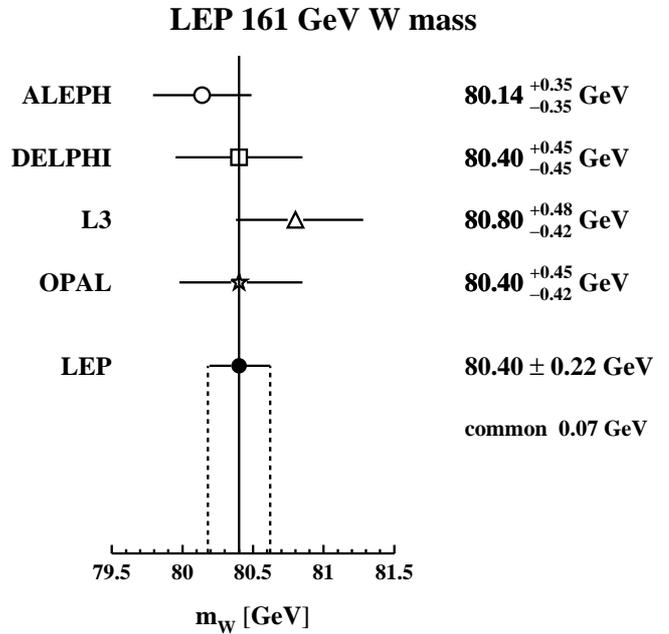
FIG. 1.35 – Diagrammes de production des paires de W à LEP2.

Section efficace au seuil La production de paires de W est possible dès que l'énergie dans le centre de masse est suffisante ($\sqrt{s} = 2m_W$), la section efficace de production au seuil est donc reliée à la masse du W. Compte tenu de la largeur du W, le lien n'est pas direct, en revanche c'est dans cette zone en énergie que la section efficace varie le plus rapidement avec la masse du W, et y est donc le plus sensible. Cette méthode est fiable à condition de connaître très précisément l'énergie. Elle sera utilisée par les futurs collisionneurs à leptons (chapitres 3 et 4). Sur la figure 1.36(a) on voit la section efficace de production de paires de W en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le point à plus basse énergie est celui où la section efficace de production est le plus sensible à m_W . De cette valeur, les quatre expériences LEP ont déduit la masse du boson W comme résumé sur la figure 1.36(b). On mesure

$$m_W(\text{seuil}) = (80.40 \pm 0.22)\text{GeV}/c^2.$$



(a) Mesure au LEP de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ entre 160 et 210 GeV.



(b) Masse du boson W mesurée à partir de la section efficace de production de paires W^+W^- au seuil par les expériences LEP et résultat combiné.

FIG. 1.36 – Au LEP, détermination de m_W à partir de la section efficace de production au seuil. Le point à 161 GeV de la figure (a) correspond au résultat combiné présenté en (b).

Mesure directe de m_W Une autre méthode est de reconstruire la masse des états finals identifiés comme venant de la désintégration d'une paire de W. Dans le cas du canal quatre jets, on peut faire un ajustement à cinq contraintes (une contrainte vient de la conservation de l'énergie, trois de la conservation de l'impulsion et la dernière en exigeant que les deux masses des bosons reconstruits soient égales). Dans le cas du canal semi-leptonique, on n'a plus que deux contraintes car on ne connaît pas l'impulsion du neutrino. Les résultats pour OPAL sont montrés sur la figure 1.37 avec en haut la masse reconstruite après ajustement pour le canal hadronique et en bas pour le canal semi-leptonique, pour toute la luminosité enregistrée par l'expérience entre 183 et 209 GeV.

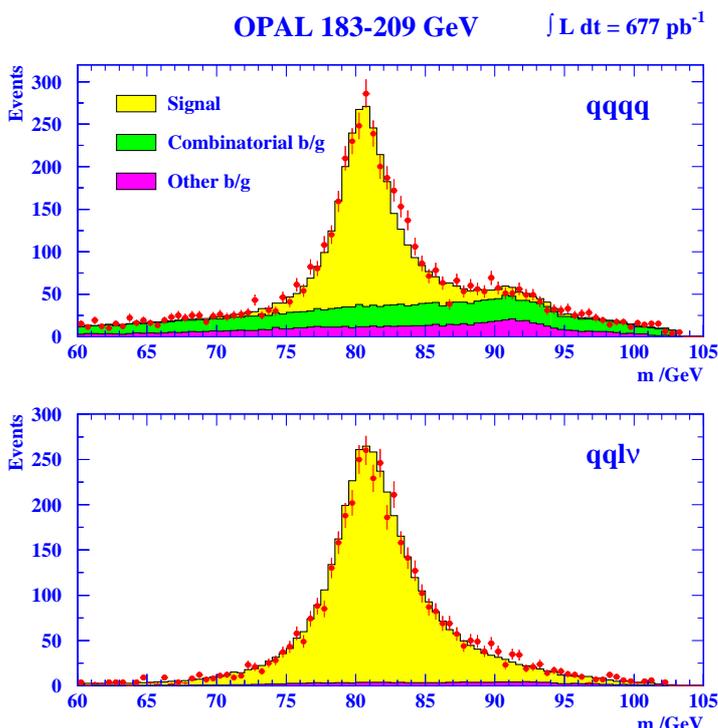


FIG. 1.37 – Spectres de masse du boson W mesurés par l'expérience OPAL, en haut pour le canal hadronique, $m_W = 80.448 \pm 0.043 \text{ GeV}/c^2$; en bas pour le canal semi-leptonique $m_W = 80.457 \pm 0.062 \text{ GeV}/c^2$.

Résultats et erreurs Cette étape des mesures de précision permet de tester la cohérence interne du modèle standard en comparant les résultats des mesures indirectes avec ceux des mesures directes. Encore une fois, le LEP a permis une avancée considérable. La figure 1.38 montre combien le LEP était adapté aux buts qui lui étaient donnés, à savoir la détermination des masses du quark top et du boson de Higgs. En effet, elle montre la précision à laquelle on est arrivé sur les masses des bosons Z et W à comparer avec les résultats précédant ceux du LEP.

La figure 1.39 résume les résultats sur la masse du boson W. Elle montre à la fois une bonne cohérence entre les expériences, avec les résultats des collisionneurs hadroniques, et avec les mesures indirectes.

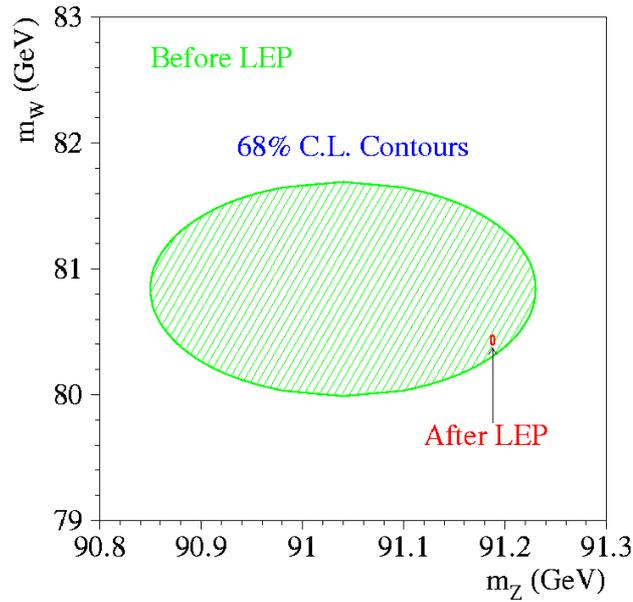


FIG. 1.38 – Mesures des masses des bosons W et Z à 68 % de niveau de confiance, avant et après LEP.

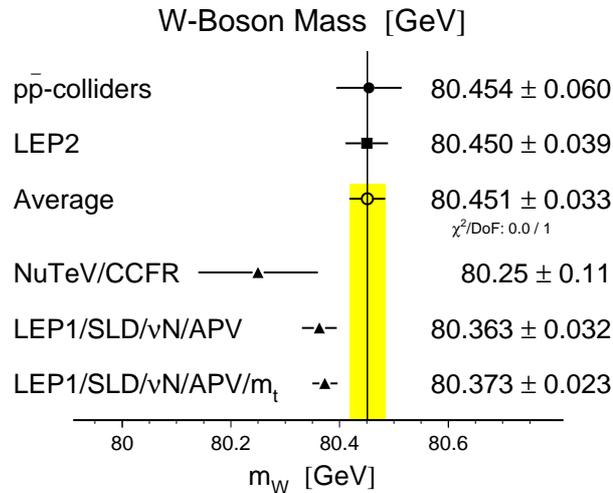


FIG. 1.39 – Comparaison des mesures de m_W . Les premiers résultats en partant du haut sont les mesures directes par les collisionneurs hadroniques, par le LEP et combiné (bande gris clair). Les autres résultats viennent de mesures indirectes.

Interactions dans l'état final Dans le cas du canal purement hadronique les interactions entre les quarks ou les hadrons ne venant pas du même W peuvent provoquer un décalage avec le canal semi-leptonique. Il s'agit des effets de corrélations de Bose-Einstein entre hadrons de même nature et des reconnections de couleur dans le cas des quarks. S'ils existent, les effets sont petits mais il faut en tenir compte. Pour cela, on utilise les données à deux jets qui ne souffrent pas de ces effets et avec deux de ces événements, on fabrique un faux quatre jets, que l'on peut comparer avec les vrais quatre jets pour en déduire les effets recherchés.

Ajustement global du modèle standard

À partir de l'ensemble des mesures dites « électrofaibles », toutes sensibles à $\Delta\rho$, et des masses m_Z , m_W et m_t , on peut déterminer la valeur de m_H *via* $\Delta\rho$. Les histogrammes de la figure 1.40 donnent les résultats des mesures de précision de la largeur du Z, la section efficace hadronique, la masse du W et les asymétries. Ces résultats sont représentés par les bandes verticales en gris clair. Les bandes hachurées donnent la masse du boson de Higgs en fonction de ces observables telle que la prédit le modèle standard pour $m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$, $\alpha_s = 0.118 \pm 0.002$ et $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)} = 0.02761 \pm 0.00036$. Les incertitudes les plus importantes sur la masse du boson de Higgs viennent de la masse du quark top et de la valeur de la constante de structure fine QED à la masse du Z. Or, cette valeur se déduit de la valeur $\alpha(0)$ en la corrigeant de la contribution leptonique qui est très bien connue et de la contribution des six quarks que l'on sépare en celle du quark top qui est pris comme un paramètre du modèle et celle des cinq quarks légers notée $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$.

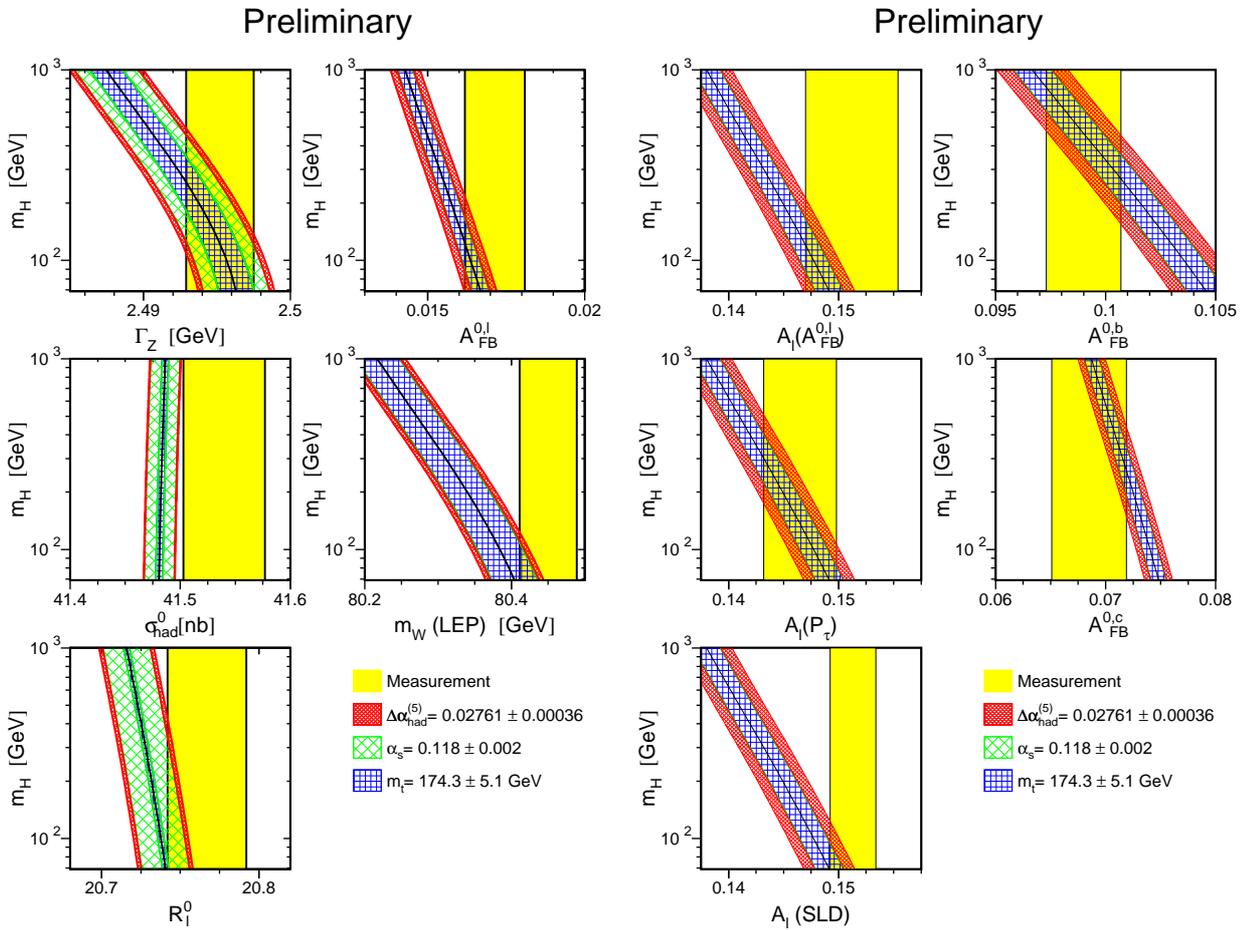


FIG. 1.40 – Résultats des mesures de précision et dépendance de la masse du boson de Higgs en fonction des observables mesurées dans le modèle standard.

De toutes ces mesures on peut faire un ajustement global qui est résumé sur le diagramme dit de la bande bleue, présenté en figure 1.41. Cette figure montre la courbe de $\Delta\chi^2$ issue des mesures de précision effectuées à LEP et par SLD, CDF, D0 et d'autres expériences, en fonction de la masse du boson de Higgs dans le modèle standard.

Deux valeurs de $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ sont retenues (qui diffèrent par l'énergie jusqu'à laquelle on fait intervenir les calculs de QCD perturbatifs). La valeur la plus précise est celle qui intervient dans la courbe en pointillés. La valeur de m_{H} qui minimise $\Delta\chi^2$ pour cette courbe est

$$m_{\text{H}}^{\text{EW}} = 108_{-38}^{+57} \text{ GeV}/c^2 \text{ et } m_{\text{H}} \leq 222 \text{ GeV}/c^2 \text{ à } 95 \% \text{ de niveau de confiance.}$$

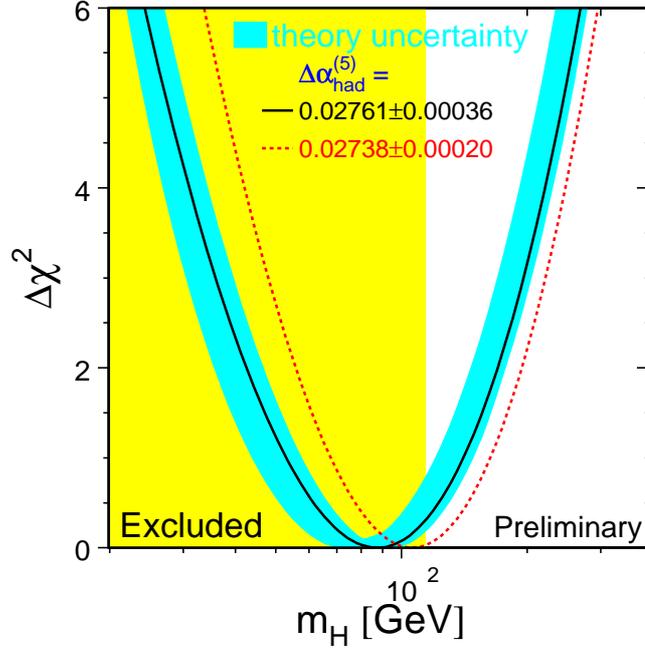


FIG. 1.41 – $\Delta\chi^2$ de l'ajustement de m_{H} dans le modèle standard en prenant en compte toutes les mesures de précision. La zone à gauche est exclue par les recherches directes du boson de Higgs à LEP, la bande grise prend en compte les incertitudes théoriques. Les deux courbes diffèrent par la valeur de $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ utilisée, la plus précise intervient dans la courbe en pointillés.

Pour vérifier les résultats, on fait un ajustement complet et on regarde pour chaque observable de précision l'écart de la valeur ajustée à la valeur mesurée divisé par l'erreur sur la mesure, les résidus, montrés figure 1.42.

Pour un nombre infini de mesures, la distribution des résidus est une gaussienne de valeur moyenne nulle et de largeur de 1. Ici, on trouve la moyenne à 0.22 ± 0.28 et la largeur à 1.1 ± 0.4 ce qui est tout à fait correct. La valeur qui montre le plus grand écart est celle de $A_{\text{fb}}^{0,b}$ (à -2.9σ) mais la probabilité globale du χ^2 est de 8 % ce qui est tout-à-fait raisonnable d'un point de vue statistique.

Avec une indétermination de $\pm 5.1 \text{ GeV}/c^2$ sur la masse du quark top et de $\pm 34 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse du boson W on estime la masse du boson de Higgs à $108_{-38}^{+57} \text{ GeV}/c^2$. Si on pouvait atteindre une précision de $\pm 2 \text{ GeV}/c^2$ et $\pm 15 \text{ MeV}/c^2$ sur les masses m_t et m_W respectivement alors on aurait $m_{\text{H}}^{\text{EW}} = ?_{-16}^{+21} \text{ GeV}/c^2$. Avec trois années supplémentaires au pic du Z ou deux ans de plus à haute énergie avec les collisionneurs LEP et SLC, on aurait pu atteindre $m_{\text{H}}^{\text{EW}} = ?_{-10}^{+15} \text{ GeV}/c^2$.

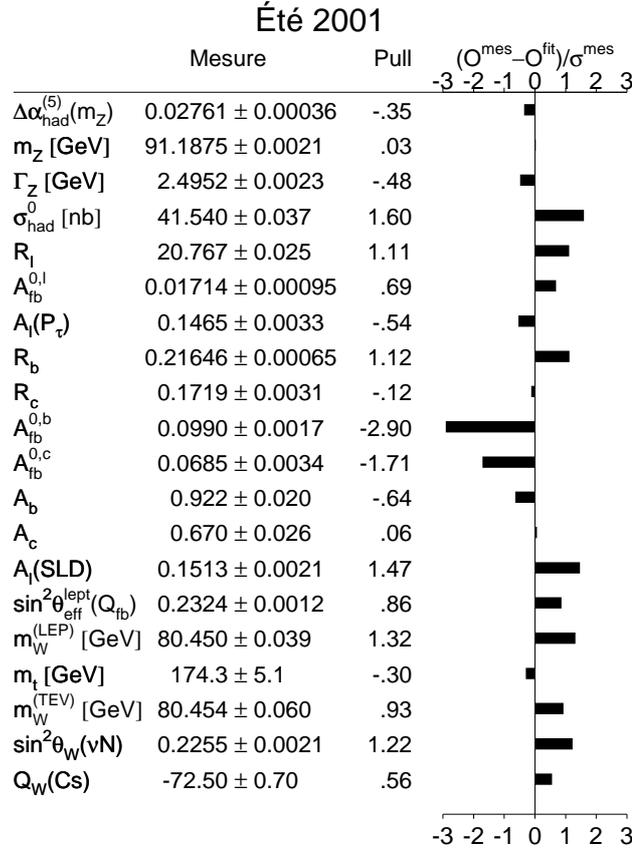


FIG. 1.42 – Écarts des mesures aux valeurs données par un ajustement complet du modèle standard.

Pour conclure cette partie sur les recherches indirectes auprès du LEP et de SLC, ces deux machines ont permis de tester le modèle standard de façon interne avec une très grande précision. Elles ont permis de vérifier les prédictions de la brisure de la symétrie électrofaible (avec par exemple $m_W = m_Z \times \cos \theta_W$ aux arbres). On a pu, grâce à ces accélérateurs, prédire la masse du quark top des années avant sa découverte en 1995 à FNAL, avec les corrections radiatives.

Les mesures effectuées auprès du LEP et de SLC conduisent à la prédiction d'une masse de boson de Higgs relativement petite (autour de $100 \text{ GeV}/c^2$). Quelques années de plus de fonctionnement auraient permis une prédiction à mieux que $15 \text{ GeV}/c^2$. Les mesures de précision dans le secteur électrofaible vont donc avoir une importance cruciale aux prochains collisionneurs e^+e^- et $\mu^+\mu^-$.

1.2 Recherche directes de Higgs

On va maintenant s'intéresser aux recherches directes de boson de Higgs au LEP. Dans un premier temps on rappellera brièvement les résultats des recherches directes à LEP1. Ensuite on verra les résultats à plus hautes énergies. On verra en particulier le rôle des améliorations du collisionneur pour la sensibilité au boson de Higgs.

1.2.1 À LEP1

Au pic du Z, le boson de Higgs standard est produit essentiellement par Higgsstrahlung en association avec un Z hors couche de masse, comme montré sur le diagramme 1.43.

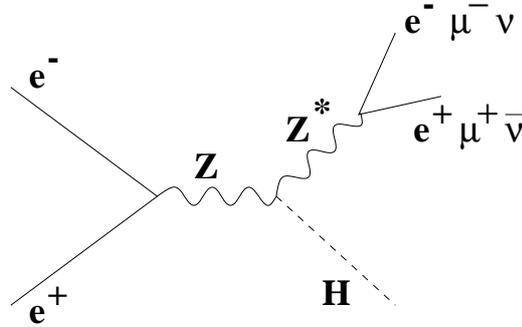


FIG. 1.43 – À LEP1, le boson de Higgs est produit avec un Z^* . Les seuls canaux étudiés sont $Z^* \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\nu\bar{\nu}$.

La difficulté d'une telle recherche est illustrée sur la figure 1.44. On y voit, en ordonnée à gauche, le rapport de branchement du processus $Z \rightarrow H\bar{f}f$ en fonction de la masse du boson de Higgs considérée. En regard à droite, on trouve le nombre d'événements attendus à LEP1 pour ces processus, à comparer avec le nombre total de Z de l'ordre de $2 \cdot 10^7$.

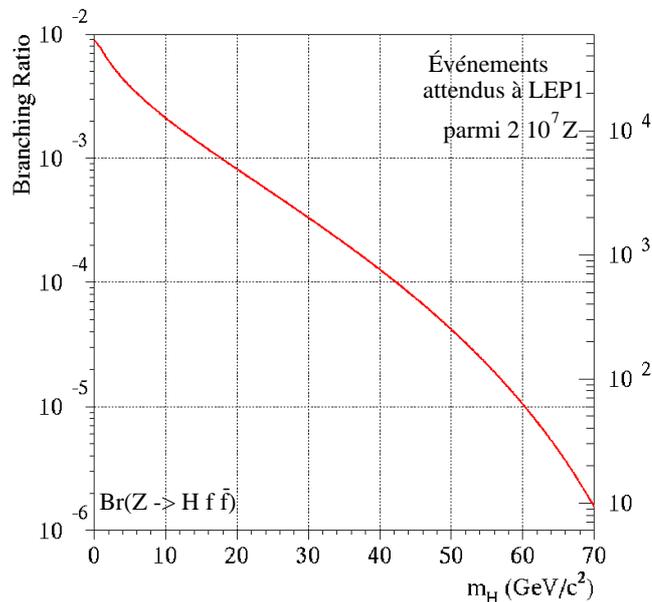


FIG. 1.44 – En fonction de la masse du boson de Higgs standard, rapport de branchement de $Z \rightarrow H\bar{f}f$. Sur l'axe de droite sont portés les nombres de tels événements attendus.

La figure 1.44 montre que quelques 10000 événements sont attendus si le boson de Higgs a une masse inférieure à $20 \text{ GeV}/c^2$. La recherche du boson de Higgs ne pose alors pas trop de difficultés. Elle a été en particulier menée dans trois canaux dont les états finals sont représentés sur la figure 1.45.

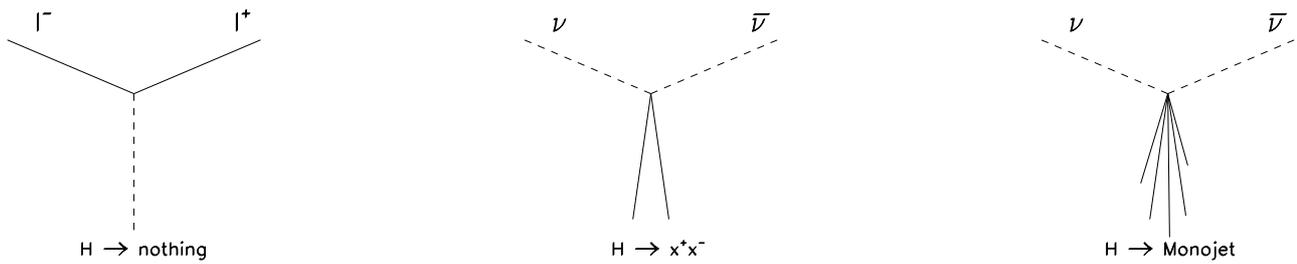


FIG. 1.45 – Topologies des états finals analysés pour la recherche de bosons de Higgs à LEP1, pour $m_H \lesssim 20 \text{ GeV}/c^2$.

Le premier canal (figure 1.45 de gauche) est intéressant lorsque la masse du boson de Higgs est telle que $m_H \lesssim 2m_e$, il est alors stable et donc indétectable. On cherche dans ce cas une paire de leptons acoplaire et de l'énergie manquante. Le deuxième canal (figure 1.45 du milieu) concerne une paire x^+x^- reculant face à un Z qui se désintègre en $\nu\bar{\nu}$ pour tenir compte des désintégrations $H \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \pi^+\pi^-, \dots$. Enfin, lorsque le boson de Higgs se désintègre en hadrons, comme il est léger, on cherche des monojets (figure 1.45 de droite) et de l'énergie manquante. La figure 1.46 montre les exemples de deux événements reconstruits par ALEPH dans le cadre de cette recherche. À gauche on voit une paire acoplaire e^+e^- , à droite un événement monojet.

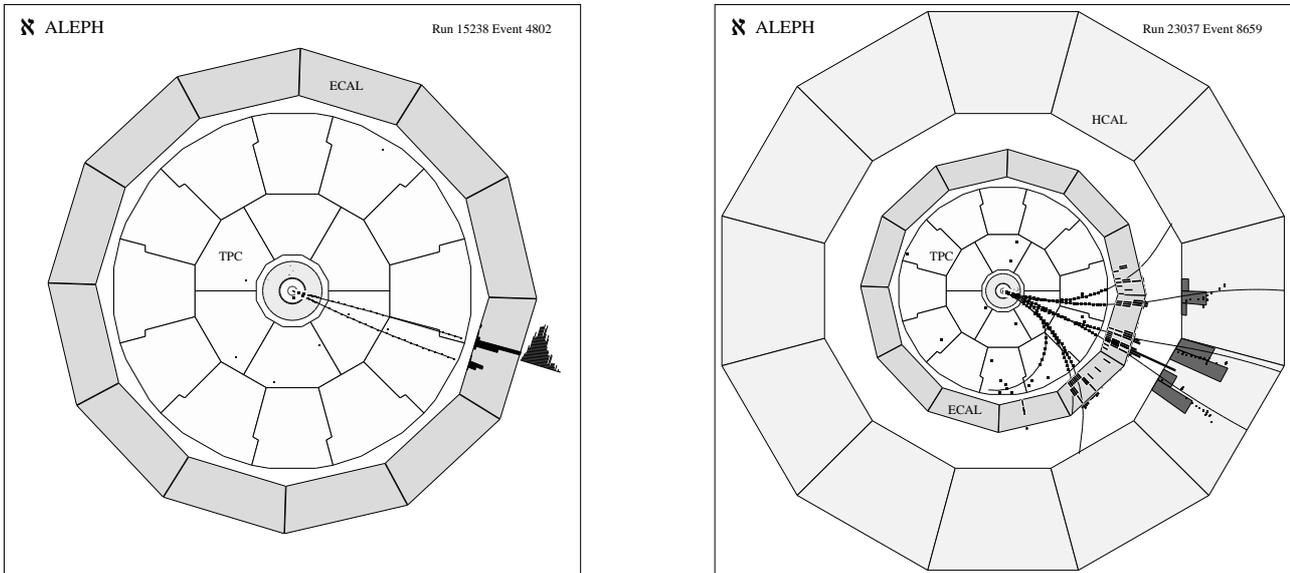


FIG. 1.46 – Deux événements reconstruits par ALEPH, à gauche une paire e^+e^- acoplaire, à droite un monojet.

Le petit nombre d'événements vus dans les quatre expériences est incompatible avec les milliers d'événements de production de boson de Higgs attendus si sa masse est inférieure à $20 \text{ GeV}/c^2$. En revanche il est tout à fait compatible avec les quelques événements de fond attendus (essentiellement $e^+e^- \rightarrow \gamma^*Z^*, \gamma^* \rightarrow x^+x^-$ et $Z^* \rightarrow \nu\bar{\nu}$). Ces recherches ont donc permis d'exclure à beaucoup plus que 95 % de niveau de confiance un boson de Higgs standard de masse inférieure à $20 \text{ GeV}/c^2$.

Pour des masses de boson de Higgs plus élevées, deux états finals sont étudiés, représentés sur la figure 1.47. Le premier canal (à gauche) est appelé $H\nu\nu$. On recherche deux jets acoplanaires issus du boson de Higgs et de l'énergie manquante venant de la décroissance du Z en $\nu\bar{\nu}$. Le deuxième canal est le canal dit leptonique où le système de deux jets du boson de Higgs est face à une paire e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ (figure de droite). Ces deux canaux ne représentent que 24 % des états finals mais ce sont les seuls facilement discernables du bruit de fond.

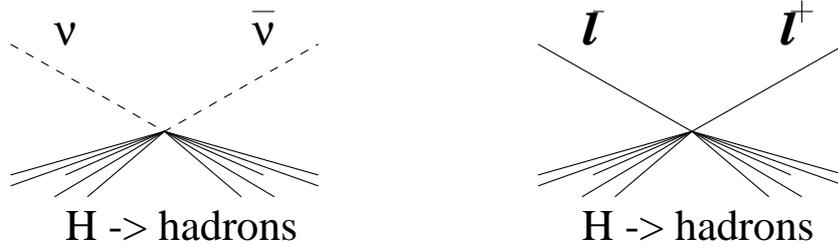


FIG. 1.47 – États finals étudiés pour la recherche du boson de Higgs à LEP1 lorsque $m_H > 20 \text{ GeV}/c^2$.

La figure 1.48 montre deux candidats des données d'ALEPH, à gauche un candidat $H\mu\mu$, à droite un candidat $H\mu\mu$.

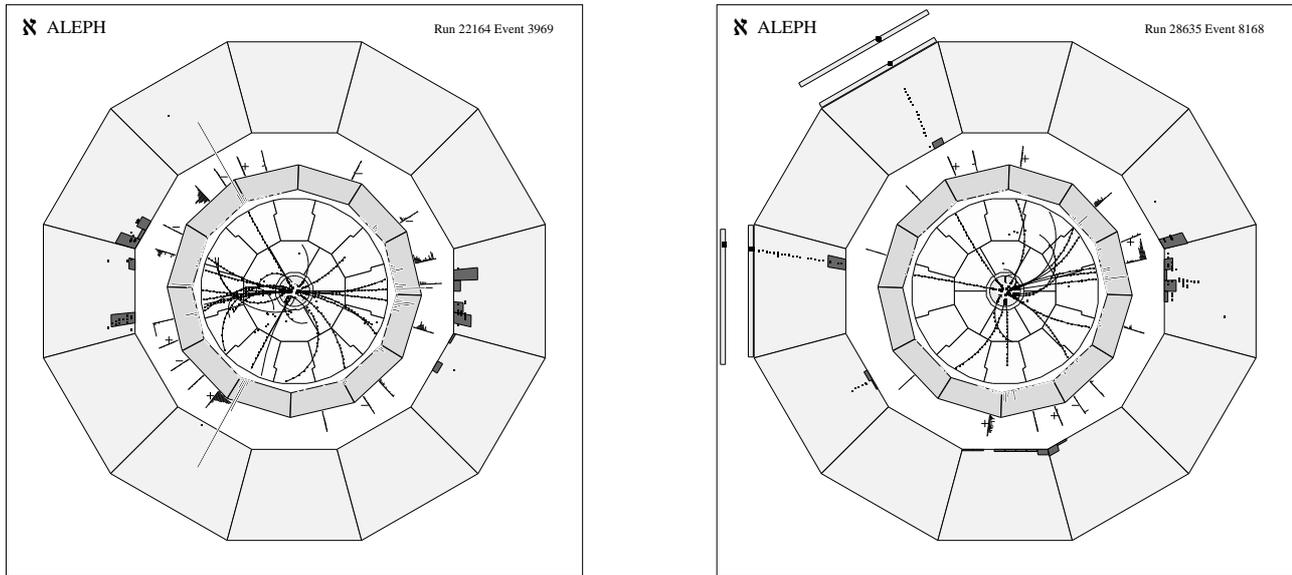


FIG. 1.48 – Deux événements reconstruits par ALEPH, à gauche un candidat $H\mu\mu$, à droite un candidat $H\mu\mu$.

Encore une fois, le petit nombre d'événements observés est compatible avec le bruit de fond attendu ce qui a permis à LEP1 d'exclure des masses du boson de Higgs comprises entre 0.0 et $65.6 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance.

1.2.2 Le boson de Higgs à LEP2

Production de bosons de Higgs à LEP2

Aux énergies de LEP2, le boson de Higgs standard est essentiellement produit par le processus de Higgsstrahlung dont le diagramme est représenté sur la figure 1.49, et se désintègre en une paire de quarks $b\bar{b}$ dans plus de 70% des cas si $m_H < 115 \text{ GeV}/c^2$.

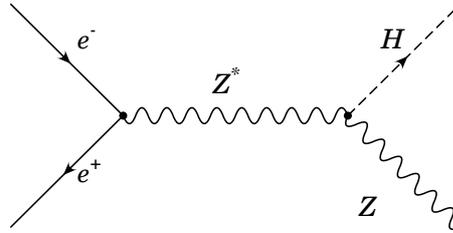


FIG. 1.49 – Diagramme principal de production d'un boson de Higgs standard aux énergies de LEP2 : le Higgsstrahlung.

Les canaux analysés sont caractérisés par l'état final $H \rightarrow b\bar{b}$ associé aux produits de désintégration du boson Z qui peuvent être e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\nu\bar{\nu}$ ou $q\bar{q}$. Ces analyses sont décrites plus en détail dans le cours de Pierre Lutz. Les sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse sont portées sur la figure 1.50 pour différentes masses du boson de Higgs. La ligne en pointillés montre la sensibilité à 5σ pour 200 pb^{-1} .

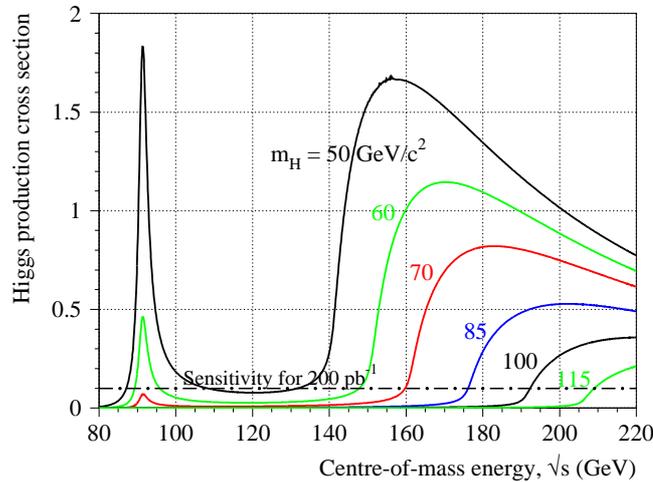


FIG. 1.50 – Sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction de \sqrt{s} pour différentes masses de bosons de Higgs.

Avec 200 pb^{-1} , on a une sensibilité de 5σ pour un boson de Higgs de $100 \text{ GeV}/c^2$ si l'énergie disponible dans le centre de masse vaut 192 GeV . À luminosité égale, on peut trouver un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ si l'énergie dans le centre de masse est de 210 GeV . L'importance de pouvoir accumuler des données aux plus hautes énergies possibles est énorme. C'est pourquoi un travail titanesque a été fourni pour augmenter l'énergie délivrée par le LEP.

Un travail de titan pour gagner en énergie

La perte d'énergie par tour due au rayonnement synchrotron est proportionnelle à la puissance quatre de l'énergie et inversement proportionnelle au rayon de courbure ρ :

$$E_{\text{perdue par tour}} \propto E^4/\rho$$

ce qui implique que l'énergie maximale d'un faisceau est proportionnelle à la racine quatrième du produit du voltage radio-fréquence et du rayon de courbure :

$$E_{\text{max}} \propto (\text{voltage RF} \times \rho)^{1/4}$$

Pour augmenter l'énergie disponible dans le centre de masse, donc l'énergie des faisceaux de leptons, on peut augmenter le voltage radio-fréquence et/ou le rayon de courbure (!). Le coût en puissance pour augmenter la RF est très élevé, on a besoin de 130 MV par tour pour obtenir une énergie de faisceau de 45.6 GeV et de plus de 3 GV pour atteindre 100 GeV, d'où la nécessité d'utiliser des cavités supraconductrices pour réduire le coût de l'électricité nécessaire. Dans la table 1.5, on donne les caractéristiques du LEP qui ont permis la montée en énergie de 1989 à 2000.

En plus de ces changements, l'équipe du LEP a tout fait, entre 1999 et 2000 pour gagner le plus d'énergie possible afin d'augmenter la sensibilité à des bosons de Higgs de masses de plus en plus élevées. C'est un travail titanesque et minutieux à la fois, qui a fait du LEP, dans ses deux dernières années de fonctionnement une machine parfaitement adaptée à la recherche du boson de Higgs. C'est tout particulièrement vrai pour l'année 2000.

année	\sqrt{s} (GeV)	nombre de cavités en cuivre	nombre de cavités supra	RF (MV)
1989-95	m_Z	128	aucune	180
1996	161	128	144	1600
	172		176	2000
1997	183	52	240	2500
1998	189	52	272	2850
1999	192	48	288	3000
	196			↓
	200			↓
	202			3550
2000	205	56	288	3650
	↓ 209.2			

TAB. 1.5 – Caractéristiques du LEP en nombre de cavités accélératrices (classiques et supraconductrices) et en gradient accélérateur disponible qui ont permis la montée en énergie entre 1989 et 2000.

1. Augmentation du gradient et amélioration de la cryogénie.

Une des façons de gagner en énergie est d'augmenter le gradient accélérateur des cavités. Bien sûr, pour cela il a fallu améliorer la stabilité à haut gradient des cavités et donc la cryogénie. La cryogénie prévue pour le LHC a été installée au cours de l'année 1999

dans ce but. Sur la figure 1.51, on voit la distribution du gradient en MV/m en nombre de cavités divisé selon trois périodes : début 1999 (avec une moyenne de 6 MV/m on atteignait 192 GeV), fin 1999 (avec en moyenne 7 MV/m, l'énergie disponible était de 200 GeV) et fin 2000, où avec une moyenne de 7.5 MV/m l'énergie était de 204 GeV. Ce gradient est de 40 % supérieur aux spécifications de la machine !

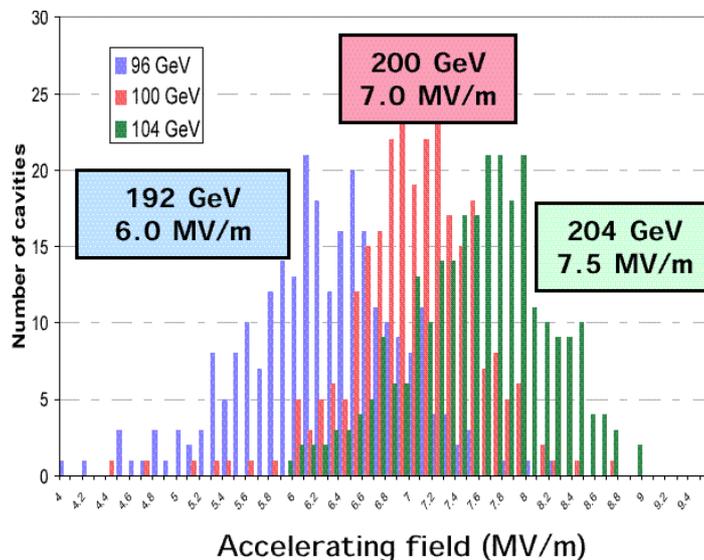


FIG. 1.51 – Les trois périodes représentées correspondent à début 1999 (192 GeV), fin 1999 (200 GeV) et fin 2000 (204 GeV). Le gradient obtenu alors est de 40 % supérieur aux spécifications de la machine, c'est un exploit.

Ce changement a permis à la fois d'augmenter l'énergie et la masse m_H maximale à laquelle les analyses peuvent être sensibles (à 3σ) :

E :192 → 204 GeV, m_H : 100 → 112 GeV

2. Amélioration de la stabilité des faisceaux et une marge de sécurité plus faible.

Avec l'amélioration de la cryogénie, la stabilité des faisceaux a augmenté et on a pu se permettre de ne garder que 100MV de marge ce qui correspond à la défaillance d'un unique klystron sans perte du faisceau. Cette modification de régime n'a entraîné qu'une faible réduction de la durée de vie des faisceaux (1h30 environ) mais a occasionné le gain suivant :

E :204 → 205.5 GeV, m_H : 112 → 113 GeV

D'autre part, à la toute fin de vie des faisceaux, on passait à une configuration sans klystron de réserve mais à haute énergie pendant environ 15 mn. Cela permettait d'atteindre des énergies très hautes :

E :205.5 → 207 GeV, m_H : 113 → 114 GeV

3. Ré-installation de huit cavités supplémentaires en cuivre (qui avaient été enlevées) :

E :207 → 207.4 GeV, m_H : 114 → 114.25 GeV

4. Utilisation des correcteurs d'orbite comme des dipôles magnétiques (utilisés par LEP1, en 2000 seulement 20 % étaient câblés), d'où la possibilité d'augmenter l'énergie des faisceaux sans accroître la perte en énergie par rayonnement synchrotron, en augmentant le rayon de courbure effectif du LEP :

E :207.4 → 207.8 GeV, m_H : 114.25 → 114.5 GeV

5. Diminution de la fréquence RF de 100 Hz sur 350 MHz, les faisceaux voient alors plus de champ magnétique dans les quadripôles, le rayon de leur orbite étant légèrement plus grand. D'autre part, les paquets de particules sont plus courts et plus larges, ce qui permet de les pousser plus haut sur l'onde RF sans perte. La luminosité diminue légèrement, mais :

E :207.8 → 209.2 GeV, m_H : 114.5 → 115.1 GeV

Pour résumer les performances exceptionnelles du LEP en 2000 dans la chasse au boson de Higgs, on peut rappeler que 220 pb⁻¹ ont été délivrés pour chaque expérience. Entre avril et mai les énergies disponibles dans le centre de masse valaient entre 204 et 205 GeV. À partir de début juin, elles dépassaient régulièrement 206 GeV, et de septembre à novembre, alors que le LEP était passé en mode boson de Higgs exclusivement, elles étaient tout le temps supérieures à 206.5 GeV. Sur la figure 1.52, on voit l'évolution de la sensibilité à 3σ sur m_H de 1996 à fin 2000. Ces performances ont permis d'exclure des masses de bosons de Higgs inférieures à 114.1 GeV/c² à 95 % de niveau de confiance.

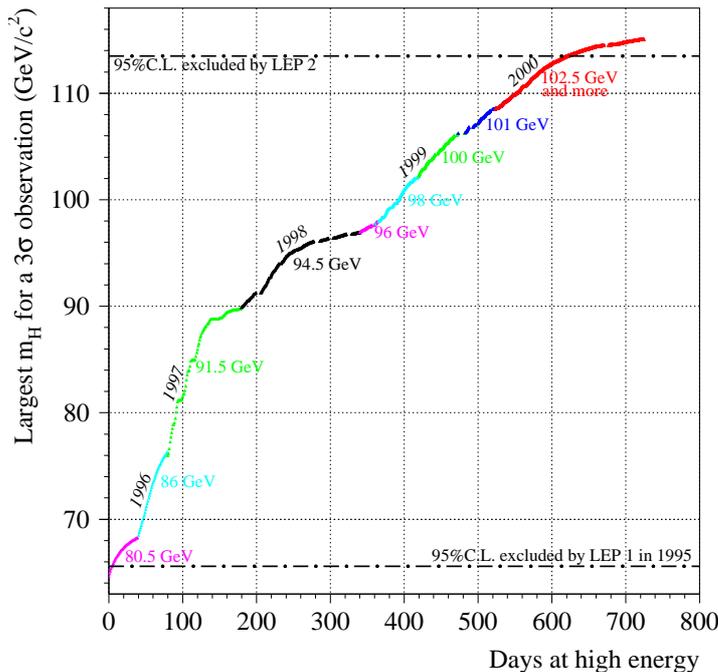


FIG. 1.52 – Évolution de la sensibilité à 3σ sur m_H de 1996 à fin 2000.

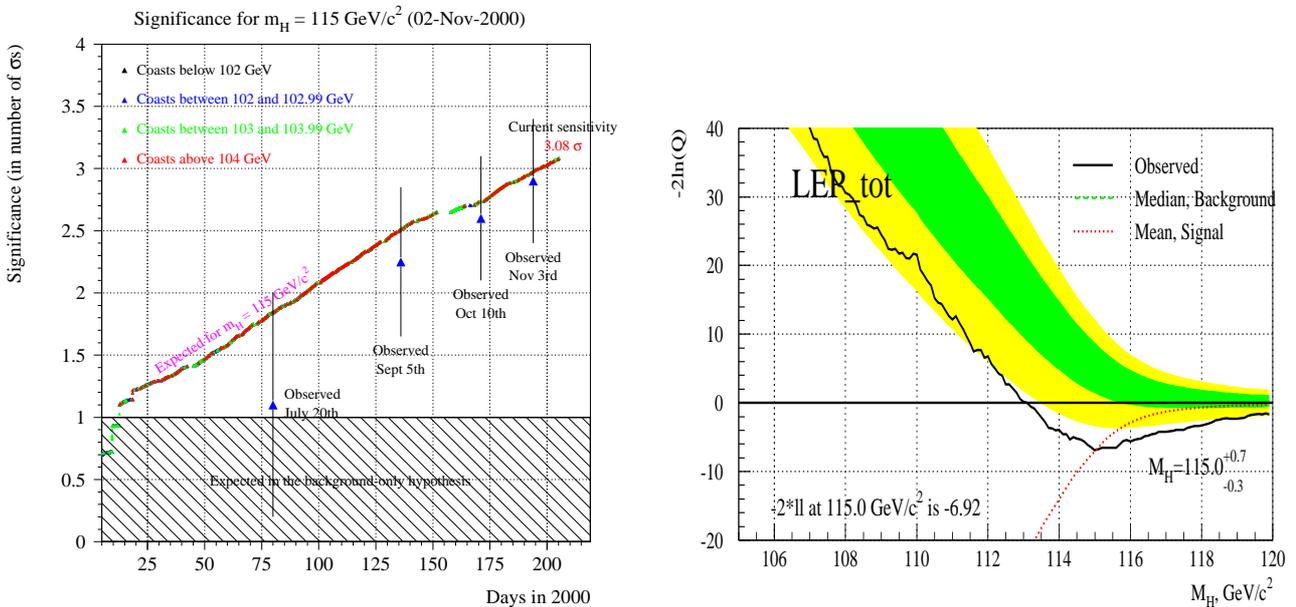
On peut rajouter qu'il y avait encore matière à amélioration. En effet, il restait de la place pour bénéficier de 372 cavités, ce qui aurait permis d'atteindre des énergies dans le centre de masse de $E = 220$ GeV. D'autre part, le LEP a fonctionné avec huit sections droites (pour pouvoir faire fonctionner le LHC sans démonter le LEP). Avec quatre sections droites seulement (ce qui aurait suffi puisqu'on a finalement démonté le LEP), le rayon de courbure dans les portions courbes n'aurait pas eu besoin d'être si grand, et la perte en rayonnement synchrotron aurait pu être limitée, on aurait alors pu atteindre $E = 240$ GeV. Le domaine de masse de boson de Higgs prédit par la supersymétrie aurait pu être entièrement couvert.

Les résultats

Pour la première fois en trente ans de recherche, les expériences LEP ont eu des indices de boson de Higgs. Les résultats et événements candidats sont détaillés dans le cours de P. Lutz.

On peut les résumer en notant que globalement les observations sont compatibles avec la présence d'un boson de Higgs d'environ $115 \text{ GeV}/c^2$ aussi bien en ce qui concerne la section efficace totale que la répartition entre les différentes expériences et les différents canaux d'analyse. La signification de l'excès observé a régulièrement augmenté entre juin 2000 et la fin des prises de données, comme on peut le voir sur la figure 53(a). D'autre part, le maximum de vraisemblance (ou le minimum du logarithme de la vraisemblance) est aussi élevé qu'on peut a priori l'attendre en présence d'un signal et, comme indiqué sur la figure 53(b) correspond à :

$$m_H = 115.0^{+0.7}_{-0.3} \text{ GeV}/c^2$$



(a) Augmentation de la signification observée au LEP en 2000 à $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ comparée à ce qui serait attendu en présence de fond seul (zone hachurée).

(b) $-2 \log Q$, logarithme de la vraisemblance en fonction de la masse testée pour un boson de Higgs standard.

FIG. 1.53 – Compatibilité générale des observations au LEP en 2000 avec l'observation d'un boson de Higgs d'environ $115 \text{ GeV}/c^2$.

Le spectre en masse observé en 2000 par les quatre expériences auprès du LEP est montré sur la figure 1.54.

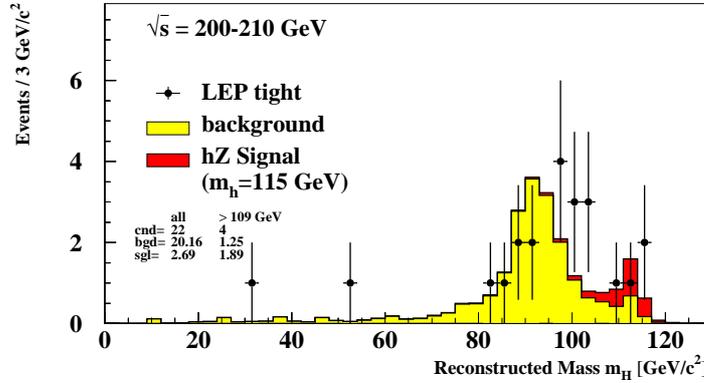


FIG. 1.54 – Spectre en masse observé en 2000 au LEP pour un boson de Higgs standard.

Avec six mois de plus de prise de données en 2001, correspondant à une luminosité intégrée de 200 pb^{-1} et avec une énergie dans le centre de masse au dessus de 208.5 GeV , l'excès observé de presque 3σ serait devenu, avec un boson de Higgs standard de $115 \text{ GeV}/c^2$, un excès sans ambiguïté de $5.5_{-0.9}^{+0.6}\sigma$. Cela aurait donné le spectre en masse de la figure 1.55. *A contrario*, si l'observation des expériences LEP n'est pas celle d'un boson de Higgs, cette prise de données supplémentaire aurait permis de conclure à une fluctuation statistique. L'arrêt du LEP semble donc assez difficile à justifier d'un point de vue scientifique et une année supplémentaire n'aggravait pas le retard pris par le LHC.

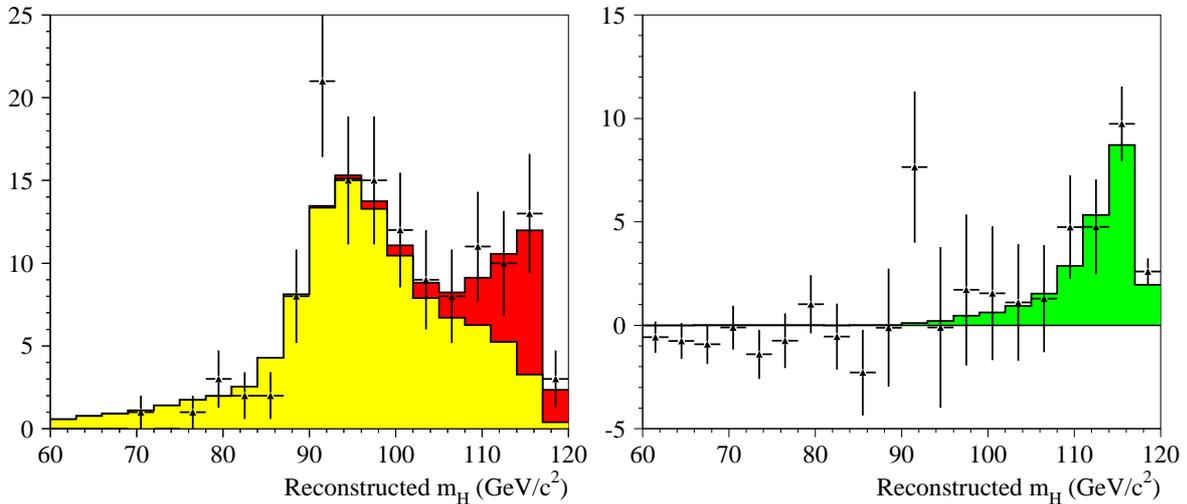


FIG. 1.55 – Spectre de masse reconstruit attendu dans le cas d'un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$, après six mois de prise de données en 2001 au LEP. À droite, le spectre après soustraction du fond.

1.3 Conclusion

Après douze années de physique de précision exceptionnelle, le LEP et SLC ont ouvert la route et montré les défis pour les cinquante prochaines années de physique des particules :

- Comprendre l’origine de la brisure de la symétrie électrofaible. En établissant expérimentalement la relation entre les masses des bosons Z et W , en mesurant des corrections radiatives compatibles avec un boson de Higgs et avec des indices d’un signal à $115 \text{ GeV}/c^2$, le LEP donne des indices en faveur du mécanisme de Higgs.
- Comprendre comment cette symétrie est brisée. Le LEP a permis peut être d’avoir des indices de supersymétrie (l’unification des trois constantes de couplage l’échelle de grande unification est correcte dans les modèles supersymétrique mais pas dans le cadre du modèle standard par exemple).
- Comprendre l’origine de la brisure de la supersymétrie.
- Comprendre comment cette dernière est brisée.

Il y a plusieurs voies expérimentales à disposition, chacune avec ses qualités et ses potentialités en physique :

- On peut vouloir découvrir les particules supersymétriques et les bosons de Higgs lourds, auquel cas le LHC (pour les bosons de Higgs, les squarks et les gluinos) puis CLIC et les collisionneurs à muons (les charginos, les Higgs et les neutralinos) feront le travail.
- On peut se fixer comme but d’étudier précisément les prédictions du mécanisme de Higgs, alors un collisionneur linéaire de 350 GeV ou plus permettrait de mesurer tous les couplages du boson de Higgs le plus léger (chapitre 3).
- Une troisième possibilité est d’étudier les résonnances (boson de Higgs) et les seuils (W et top) sensibles à la théorie sous-jacente *via* les corrections radiatives, et là, ce sera le rôle de GigaZ ou des collisionneurs à muons de précision (chapitre 4).

Chapitre 2

La physique du Higgs auprès d'un collisionneur linéaire e^+e^-

2.1 Pourquoi un collisionneur linéaire e^+e^- ?

La contribution du LEP et de SLC dans la compréhension fine de la brisure de la symétrie électrofaible et de son mécanisme de Higgs est éclatante et a été démontrée dans la première partie du cours. Cette compréhension peut encore être (r)affinée en continuant et en améliorant les mesures en collisions e^+e^- . C'est pourquoi il faut aller de l'avant avec les collisionneurs linéaires en répondant à trois demandes :

1. Un besoin en haute luminosité :

Pierre Lutz nous a montré dans son cours que, à moins d'augmenter la statistique (et donc d'accumuler plus de luminosité), le LEP ne pouvait pas atteindre les 5σ requis pour annoncer la découverte du boson de Higgs. Un collisionneur linéaire devra donc produire beaucoup plus de luminosité que LEP et SLC n'en étaient capables, afin de non seulement « découvrir » le ou les bosons de Higgs, mais aussi d'en mesurer les propriétés avec précision.

Pour les mesures de précision au LEP, compte tenu de la section efficace de production de paires de W qui est de l'ordre de 15 pb, une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} suffisait. En revanche, la section efficace de production de HZ est plutôt de l'ordre de 0.1 pb et nécessite une luminosité 600 fois plus grande (ou 150 fois plus grande par expérience LEP). Pour des mesures de précision du secteur de Higgs, une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} conviendrait. Or, ce chiffre est 25000 fois plus grand que la luminosité totale accumulée par SLC, le seul prototype de collisionneur linéaire e^+e^- à haute énergie réalisé à ce jour. La luminosité instantanée doit donc passer de 10^{30} à $2.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Selon les estimations optimistes d'usage, il suffirait alors de deux ans pour atteindre les 500 fb^{-1} souhaités, mais il faut tout de même garder à l'esprit qu'il a fallu onze ans à SLC et au LEP pour accumuler la luminosité intégrée prévue initialement, *i.e.* 20 pb^{-1} et 1 fb^{-1} respectivement, même si PEP-II est sur la bonne voie avec 20 fb^{-1} en un an à $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La figure 2.1 montre l'évolution en fonction de l'énergie dans le centre de masse des

sections efficaces de processus intéressants auprès d'un collisionneur e^+e^- . Notons que le besoin en luminosité croît comme l'énergie dans le centre de masse au carré, s , à cause de la section efficace du processus de Higgsstrahlung, $e^+e^- \rightarrow ZH$, qui décroît en $1/s$. On peut observer un tel comportement sur la courbe $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, et en général, pour tous les processus d'annihilation.

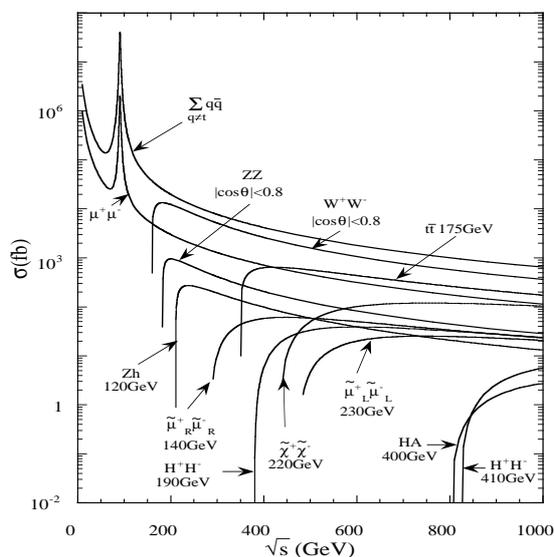


FIG. 2.1 – Sections efficaces représentatives auprès d'un collisionneur e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

2. Un besoin en énergie élevée :

Le LEP arrivait à son maximum en énergie et il devenait difficile de voir un boson de Higgs même à $115 \text{ GeV}/c^2$. Pour éviter un écueil similaire à un collisionneur linéaire, il faut prévoir une énergie suffisante pour couvrir largement tout le domaine de masse encore permis par les recherches directes et les mesures de précision faites par le LEP et SLC, soit $114.1 < m_H < 222 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance. Une énergie de 350 GeV serait donc amplement suffisante, et une flexibilité permettant de balayer toutes les énergies entre 91 et 350 GeV ouvrirait la voie à une étude extrêmement précise de la résonance du Z et du seuil de production de paires de W et de quarks top. Or le coût d'un anneau de collision comme le LEP croît comme l'énergie à la puissance quatre, à cause des pertes par rayonnement synchrotron qu'il faut compenser par de la puissance accélératrice. En l'absence de rayonnement synchrotron, le coût d'un collisionneur linéaire varie lui linéairement avec l'énergie. Il se trouve que les coûts sont similaires pour une énergie de l'ordre de 200 GeV (figure 2.2). Le LEP était donc le dernier anneau de collision e^+e^- de haute énergie.

Pour résumer, un collisionneur linéaire fournissant jusqu'à environ 350 GeV permettrait de faire des mesures de précision dans le cadre du modèle standard (dont l'importance capitale est apparue dans le premier cours) et de chercher le boson de Higgs tel que prédit par les mesures de précision et les recherches directes au LEP. Pour aller plus loin, *i.e.* pour trouver de la physique nouvelle, un saut quantique en énergie, permettant d'atteindre 3

à 5 TeV, est nécessaire. Ce saut est similaire à celui qui existe entre le TeVatron et le LHC. En revanche, une machine intermédiaire (quelques 800 GeV) coûterait cher sans réelle justification scientifique au jour d'aujourd'hui.

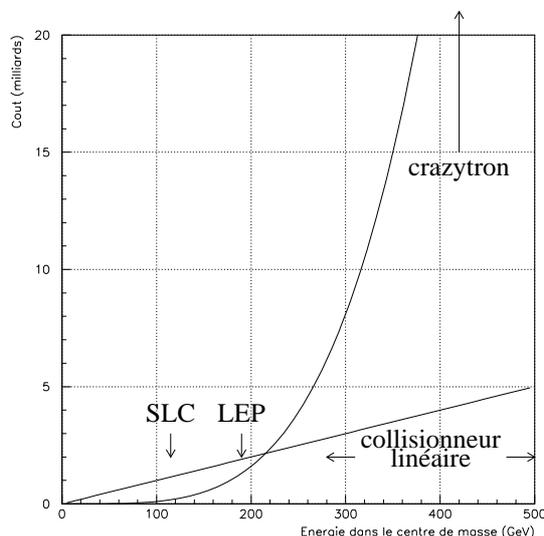


FIG. 2.2 – Coût des collisionneurs en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans le cas de collisionneurs linéaires comme le SLC et circulaires comme le LEP.

3. Une nouvelle génération de détecteurs :

Bien que la physique susmentionnée (étude de la résonance du Z, étude des seuils du W et du top, étude des propriétés du boson de Higgs) puisse être menée à bien avec un détecteur à la LEP, le but est de faire un saut quantitatif dans la précision des mesures d'un ou deux ordres de grandeur par rapport à LEP. Il convient pour cela d'y adapter la précision du détecteur, afin de réduire les erreurs systématiques au niveau des incertitudes statistiques.

Nous allons détailler ces trois points par la suite. Pour fixer les idées, le fonctionnement de base d'un collisionneur linéaire e^+e^- (illustré par la figure 2.3) est le suivant :

1. Les particules sont créées en train de paquets et accélérées à environ 2 GeV.
2. On les injecte dans un anneau d'amortissement pour réduire l'émittance des faisceaux par refroidissement radiatif.
3. Ensuite la longueur des paquets est réduite, tout d'abord en introduisant une corrélation entre la position longitudinale et l'énergie dans une cavité radio-fréquence (RF), puis en traversant une série d'aimants dans lesquels les particules suivent un trajet de longueur proportionnelle à leur énergie. Les particules sont alors accélérées jusqu'à 8 GeV avant que soit procédé à une nouvelle compression de la longueur des paquets.

4. On arrive à la phase d'accélération dans la partie linéaire de l'accélérateur. L'énergie maximale est proportionnelle au gradient accélérateur (délivré par les cavités accélératrices RF) et à la longueur de l'accélérateur : $E \propto \text{gradient (MV/m)} \times \text{longueur (km)}$.
5. Avec une dernière focalisation télescopique, la taille transverse des paquets est modifiée de façon à obtenir la luminosité requise. Nous verrons au paragraphe suivant comment la focalisation des faisceaux influe sur la luminosité.
6. Au point de collision, les paquets ne se rencontrent qu'une fois ce qui présente l'avantage de supprimer les multiples interactions faisceau/faisceau qui limitaient le courant maximal à l'injection, et donc la luminosité à LEP. Les paquets après collision sont envoyés vers une zone de déversement.

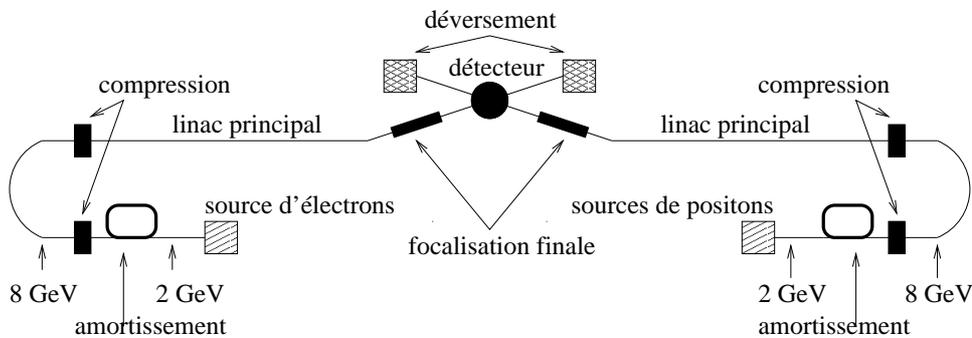


FIG. 2.3 – Schéma simpliste d'un collisionneur linéaire e^+e^- .

Les anneaux d'amortissement et la focalisation finale sont cruciaux pour l'augmentation de la luminosité. Pour l'énergie, ce sont les structures accélératrices qui priment. Nous allons d'abord nous intéresser à la façon d'obtenir une haute luminosité puis nous verrons comment obtenir des énergies élevées, enfin nous examinerons les possibilités pour un détecteur de précision.

2.1.1 Obtention d'une très haute luminosité

Définition et techniques de base

La luminosité (densité de particules par paquet dans les trains) est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N^+ N^- n_b f_{\text{rep}}}{4\pi \sigma_x \sigma_y} H_D$$

Le numérateur ($N^+ N^- n_b f_{\text{rep}}$) est le produit des nombres de particules chargées par paquet, du nombre de paquets et de la fréquence de répétition. Durant les dix dernières années, les efforts de R&D ont permis de gagner un facteur 100 sur ce produit en augmentant le nombre de paquets par train et le nombre de particules par paquets. Il est limité physiquement par la puissance transmise au faisceau. Une autre limitation tient au fait que si les paquets de particules sont petits, ils créent des ondes qui perturbent les paquets suivants (on parle de champ de sillage). Enfin, l'ouverture de l'accélérateur détermine la taille des paquets.

Le dénominateur $\sigma_x \sigma_y$ est le produit des deux largeurs des profils transverses des faisceaux. Durant la dernière décennie, on a réussi à le réduire d'un facteur 100 grâce au refroidissement radiatif et surtout grâce à la focalisation achromatique finale. Les effets limitant la réduction des tailles transverses viennent du fait que la diminution de la taille des paquets induit de forts champs électrique et magnétique et donc des effets faisceau/faisceau (appelés beamstrahlung), création de paires et finalement explosion des faisceaux (voir plus tard).

Enfin, le facteur H_D représente l'effet d'autofocalisation des collisions e^+e^- et de défocalisation des collisions de particules de même charge.

Refroidissement radiatif

Le principe est le suivant : dans un anneau d'amortissement, les électrons perdent de l'impulsion transverse et longitudinale en émettant des photons colinéairement (voir figure 2.4 à gauche). La perte d'impulsion longitudinale est compensée par l'accélération longitudinale fournie par la RF tandis que l'impulsion transverse reste constante, ce qui induit naturellement une réduction de l'extension angulaire des faisceaux, et donc de l'émittance transverse (figure 2.4 à droite). Cette réduction est limitée par le spectre en impulsion transverse des photons émis par rayonnement synchrotron.

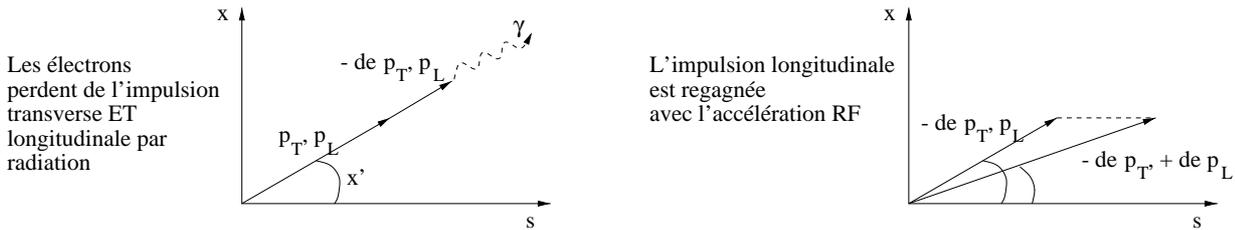


FIG. 2.4 – Principe du refroidissement radiatif, la perte d'impulsion longitudinale induite par rayonnement est compensée par l'accélération, ce qui n'est pas le cas de l'impulsion transverse.

La seule installation au monde de test de ce procédé est l'anneau d'amortissement ATF à KEK (dont le schéma est donné figure 2.5). Pour l'instant il fonctionne en mode mono-paquet avec une intensité inférieure à $3 \mu A$ alors que SLC fonctionnait à $60 \mu A$.

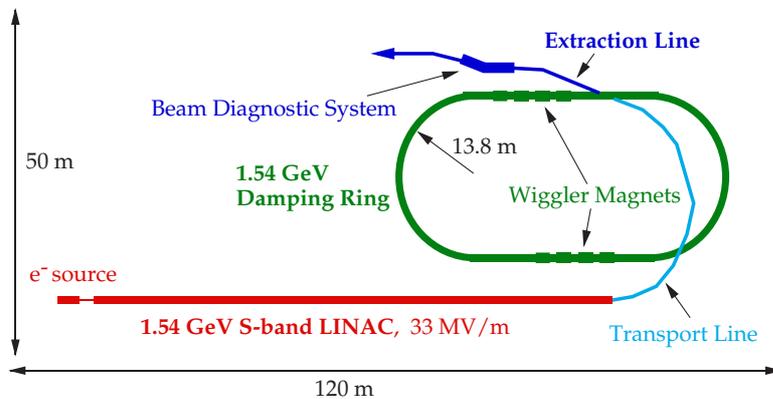


FIG. 2.5 – Schéma de ATF (Accelerator Test Facility) à KEK.

L'émittance verticale est réduite encore jusqu'à des niveaux intéressants (figure 2.6) mais reste à ce jour encore 50 % plus grande que ce qui est requis par les futurs collisionneurs linéaires. L'utilisation d'une intensité plus grande et l'étude des effets possibles du mode multi-paquets est prévue.

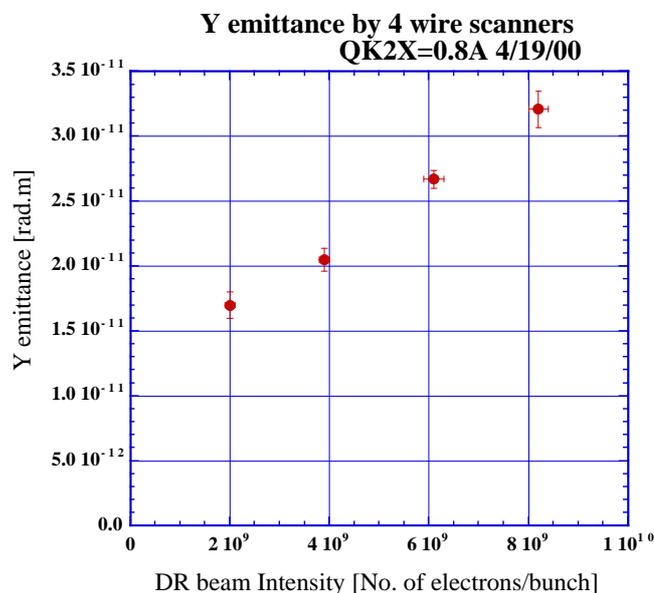


FIG. 2.6 – Émittance verticale du faisceau d'électrons auprès de l'ATF en fonction du nombre d'électrons par paquet.

La focalisation finale

Le but principal de la focalisation finale est de réduire à des dimensions nanométriques les faisceaux élargis par le chromatisme de quadripôles conventionnels (illustré par la figure 2.7) : en effet, un quadripôle focalise à différentes positions des particules d'énergies différentes. Pour supprimer cet effet, on utilise des quadripôles non linéaires et des sextupôles que l'on doit disposer de manière très précise.

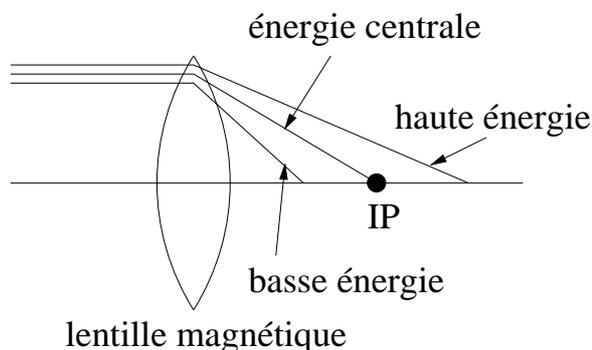


FIG. 2.7 – Défocalisation des faisceaux par les quadripôles conventionnels.

Pour limiter les effets du beamstrahlung, les faisceaux ne sont pas de section ronde mais plate verticalement (100 fois moins haut que large). Le Final Focus de SLC a conduit à de très

bons résultats, présentés sur la figure 2.8, qui correspondent à un gain d'un facteur 10 sur la luminosité entre 1990 et 1998.

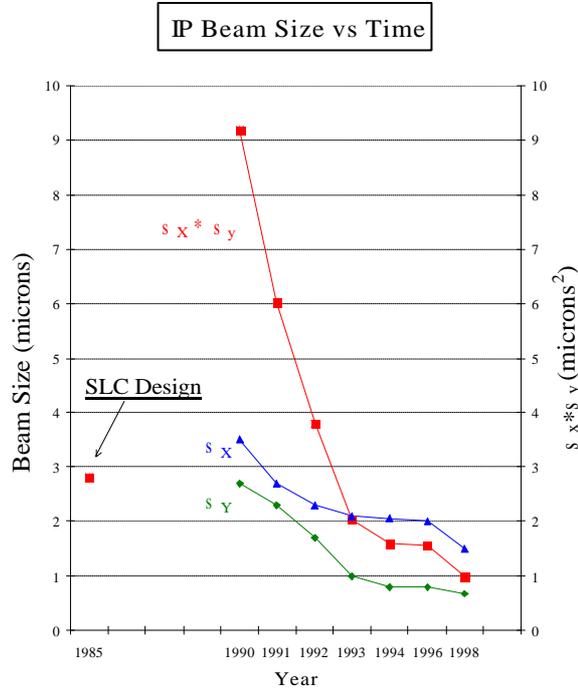


FIG. 2.8 – Tailles transversales des faisceaux d'électrons en microns, atteintes par la focalisation finale de SLC, en fonction du temps.

Pour un collisionneur linéaire du futur, on voudrait obtenir $\sigma_x < 500$ nm et $\sigma_y < 5$ nm c'est-à-dire améliorer les performances de la focalisation finale de deux ordres de grandeur par rapport au SLC.

La seule installation au monde qui permette cette étude est le FFTB (Final Focus Test Beam) à SLAC, dont la localisation et le schéma sont donnés sur la figure 2.9.

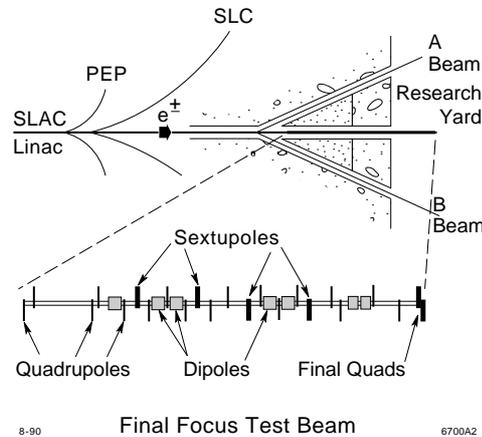


FIG. 2.9 – Schéma de la partie de FFTB qui permet de mesurer et tester l'émittance verticale du faisceau.

On mesure la taille verticale du faisceau par la méthode décrite sur les figures 2.10. Un laser forme par interférences un réseau de franges. On balaye ce réseau avec le faisceau d'électrons et on détecte les photons d'effet Compton (interaction faisceau-franges blanches), on regarde les modulations des photons émergeant avec la position du faisceau incident sur la résille. Si le faisceau incident est large il n'y a pas ou peu de modulations, quand l'extension verticale du faisceau d'électrons diminue, l'amplitude des modulations augmente. Elle est maximale lorsque la dimension transverse du faisceau devient inférieure à l'interfrange du réseau. Un exemple de signal est donné par la figure 2.11.

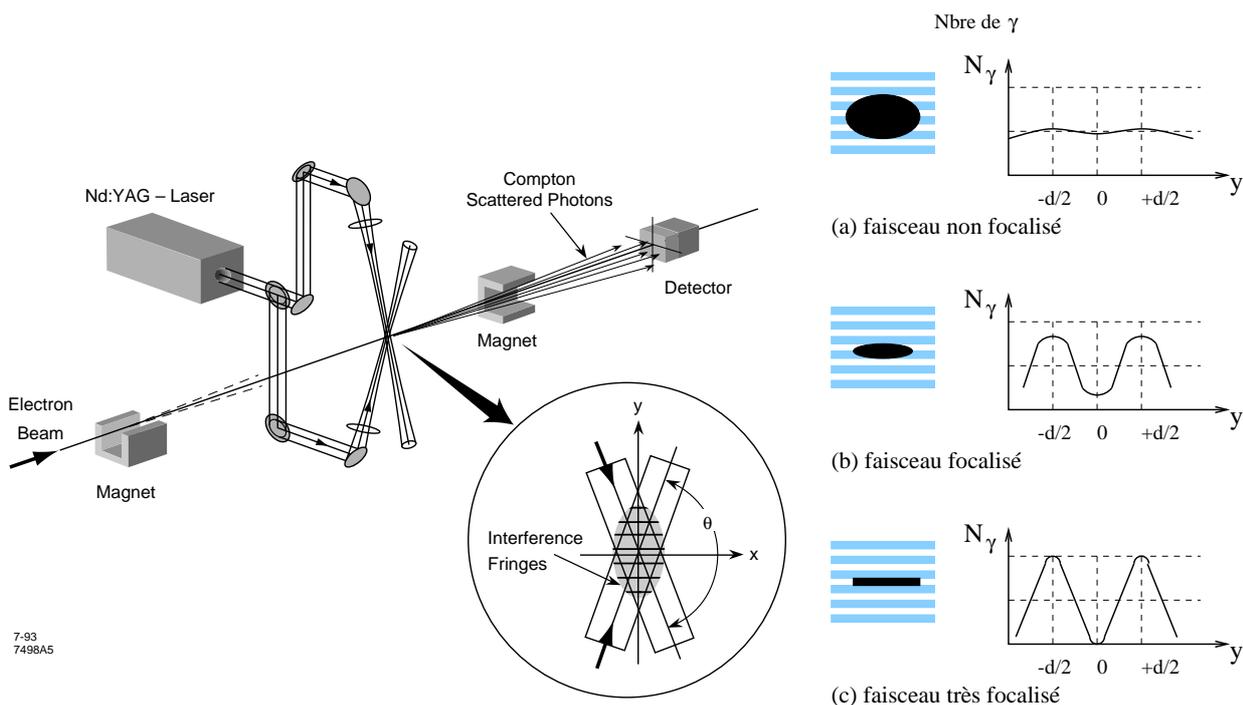


FIG. 2.10 – Principe de la mesure de la dimension verticale des faisceaux à FFTB, à gauche, l'installation; à droite, nombre de photons Compton en fonction de la position du faisceau dans trois cas typiques.

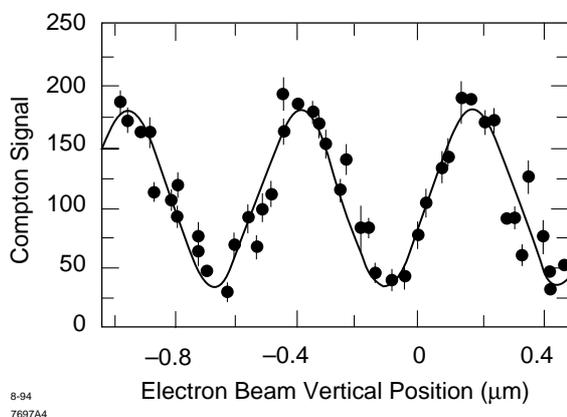


FIG. 2.11 – Nombre de photons Compton en fonction de la position du faisceau d'électrons par rapport au réseau de franges.

Les résultats de FFTB sont impressionnants. Typiquement, SLAC a obtenu des dimensions verticales de $\sigma_y = 77 \pm 7$ nm. Certes, les dimensions absolues sont toujours au moins dix fois plus grandes que celles nécessaires pour une luminosité adéquate auprès d'un futur collisionneur linéaire. Il faut cependant réaliser que (i) le faisceau original de SLAC n'est pas optimisé : c'est la diminution relative qui importe; et (ii) l'énergie cinq à dix fois plus élevée des faisceaux contribuera aussi largement à la diminution de leur taille.

Les difficultés : l'alignement

Compte tenu de la petite taille des faisceaux, on doit considérer un alignement axé sur le faisceau lui-même et pas sur l'appareillage autour. Pour cela, il faut des moniteurs de position de faisceau très précis au niveau des quadripôles et des structures, et des techniques fines de mesure de la taille des faisceaux.

Les mesures et tests effectués avec le SLC et l'expérience FFTB sont très encourageants et montrent qu'aussi bien la technologie que la stratégie sont au point pour obtenir un alignement correct.

Une difficulté sérieuse pourrait venir des mouvements du sol à basse fréquence (inférieure à 1 Hz) mais ils peuvent être mesurés de façon rétroactive *via* l'alignement des faisceaux. Au-dessus de 1 Hz, les amplitudes des mouvements non corrélés entre les positons et les électrons doivent rester inférieures à 10 nm, taille transverse caractéristique des faisceaux, pour assurer une collision. Les déplacements caractéristiques en fonction de la fréquence du bruit sont donnés figure 2.12, sur différents sites.

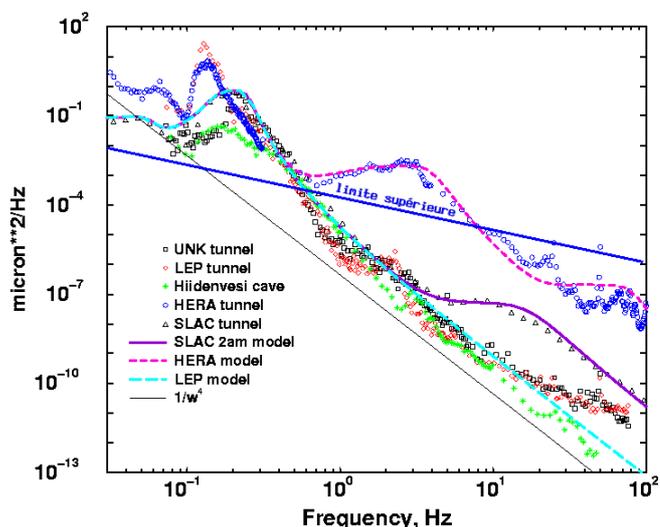


FIG. 2.12 – Déplacement des faisceaux en fonction de la fréquence des bruits sur différents site. La ligne continue la plus haute donne la limite supérieure acceptable.

Il y a bien des paramètres à prendre en compte, comme : la nature du sol, la roche dure étant préférable au sable, les bruits environnants, produits par les villes, les passages de véhicules etc... Évidemment, il ne faut pas oublier tous les bruits liés à l'accélérateur lui-même, comme les vibrations générées par les pompes, les écoulements de fluide, les compresseurs, tout ce matériel

devant se trouver le plus loin possible des faisceaux.

Par exemple, le tunnel d'HERA ferait un site déplorable car il est construit dans du sable et se trouve non loin de la ville d'Hambourg. Néanmoins, on peut toujours jouer sur la profondeur du tunnel pour atténuer les bruits nuisibles.

Les difficultés : interaction faisceau/faisceau

Il faut savoir que le champ magnétique créé par un paquet d'un faisceau sur une particule test d'un paquet du faisceau opposé est de l'ordre du kilo-Tesla, ce qui est énorme. Le rayonnement synchrotron induit par de tels champs joue alors un rôle très important. On l'appelle le beamstrahlung, comme déjà mentionné plus haut.

Il a pour effet de dégrader le spectre de la luminosité, donc $\mathcal{L}(E)$ doit être mesurée avec une grande précision. Il est aussi à l'origine d'un flux de photons de haute énergie contre lesquels il faut protéger les détecteurs.

D'autre part, comme déjà mentionné, il provoque l'explosion des paquets : les faisceaux de positons et d'électrons se focalisent l'un l'autre (c'est le paramètre H_D qui intervient dans la luminosité, ou effet de pincement) puis explosent aussitôt après la collision (c'est en fait une implosion, aussi appelée phénomène de disruption). Là encore, les détecteurs doivent être protégés contre ces « faisceaux » divergents.

Enfin, les particules chargées incidentes et les photons émis par beamstrahlung produisent des paires électron-positon qui doivent être confinées dans le tube à vide, par le champ magnétique du solénoïde du détecteur. La figure 2.13 donne le nombre de coups venant de telles paires dans les cinq couches du détecteur de vertex envisagé pour TESLA pour différentes valeurs du champ et différentes valeurs de \sqrt{s} .

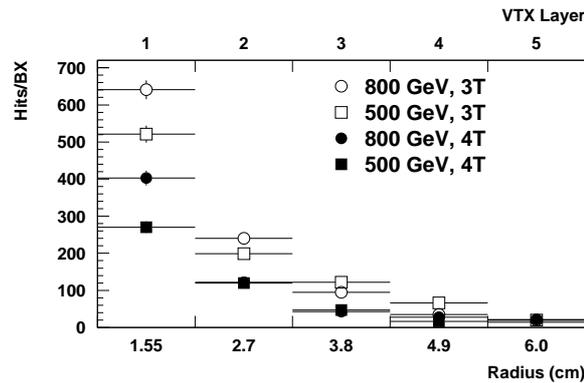


FIG. 2.13 – Nombre de coups venant de paires dans les cinq couches du détecteur de vertex envisagé pour TESLA pour différentes valeurs du champ magnétique du solénoïde et différentes valeurs de \sqrt{s} .

Les faisceaux divergents, les photons de beamstrahlung et les paires e^+e^- sont absorbés dans des calorimètres et absorbeurs vers l'avant, qu'on appelle des masques, de telles sorte que même les

quadripôles les plus proches de l'interaction sont protégés. Le schéma d'un tel masque envisagé pour le détecteur qui sera situé auprès de TESLA est donné sur la figure 2.14.

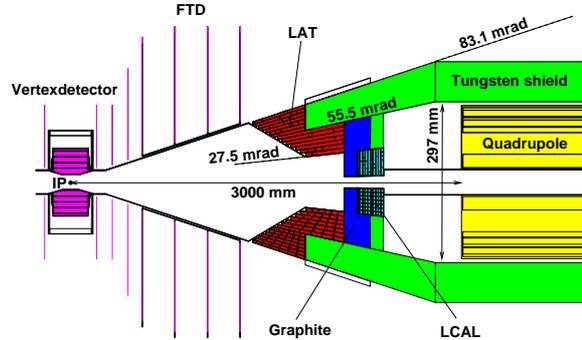


FIG. 2.14 – Schéma possible d'un masque pour TESLA. Le LCAL est le Luminosity CALorimeter, le LAT désigne le Low Angle Tracker.

On constate ainsi qu'il est possible de gérer les niveaux de radiation et d'interaction au niveau du détecteur. Il faut mentionner que la situation est de toutes façons bien plus favorable qu'au LHC, pour lequel des solutions ont déjà été trouvées et testées avec succès.

Mesure

Pour mesurer le spectre en luminosité, on utilise un processus simple dont l'état final est identifiable sans ambiguïté, et dont on connaît parfaitement la section efficace : les événements de type Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). L'énergie effective dans le centre de masse de ces événements est déduite de l'acolinéarité des particules dans l'état final, ce qui permet d'avoir accès à la distribution exacte de la luminosité en fonction de l'énergie, relative à l'énergie nominale. À $\sqrt{s} = 500$ GeV, la section efficace de ce processus est de 300 pb, pour des angles supérieurs à 7° . On voit que la mesure de la luminosité nécessite une excellente reconstruction des traces à bas angle. Une bonne résolution angulaire et une très bonne simulation des événements doublement radiatifs sont indispensables, ainsi qu'une grande stabilité de l'accélérateur, pour rendre cette mesure fiable.

Notons qu'avec cette mesure, on peut obtenir facilement une précision de 0.1 %. Cependant une précision 100 fois meilleure est requise au pic du Z pour l'option GigaZ par exemple (voir plus tard), ce qui représente un défi important au niveau de la compréhension systématique de la mesure.

2.1.2 Obtention d'une très haute énergie

Choix de la technologie

Les accélérateurs peuvent être globalement caractérisés par deux critères, la radio fréquence employée (les dénominations sont rappelées sur la figure 2.15) et leurs cavités accélératrices, en cuivre à température ambiante ou supraconductrices.

Les projets qui suivent ont choisi des cavités en cuivre à température ambiante,

- JLC à KEK, qui occupe ce qu'on appelle la « bande C », soit une radiofréquence de 5.7 GHz, optimisé pour des énergies de faisceau de 350 à 500 GeV;
- NLC à SLAC ou à KEK, qui occupe la « bande X », est calé sur une radiofréquence de 11.4 GHz et est optimisé pour fournir des faisceaux de 1 TeV,
- et CLIC au CERN qui propose d'utiliser une radiofréquence de 30 GHz et vise des énergies de faisceaux de 3 à 5 TeV.

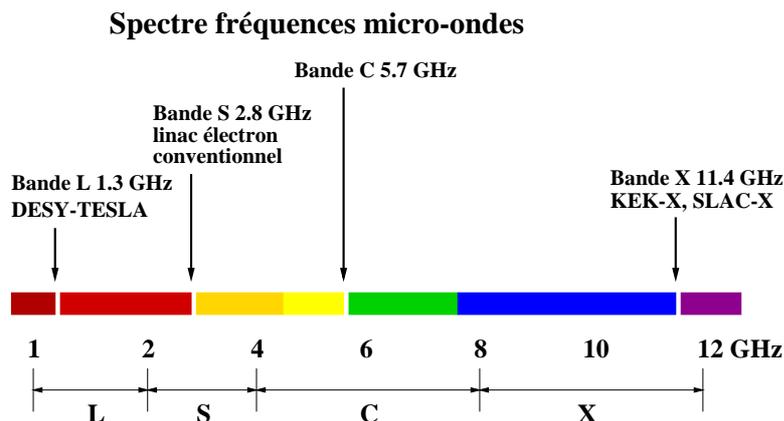


FIG. 2.15 – Dénominations des différentes bandes de radiofréquence utilisées par les futurs accélérateurs linéaires e^+e^- .

On note que l'énergie maximale est proportionnelle à la radio-fréquence. En effet, la durée pendant laquelle la puissance doit être délivrée est inversement proportionnelle à la radio-fréquence, ce qui permet d'augmenter le gradient accélérateur maximal en conséquence pour une puissance donnée. D'un autre côté, la taille des structures des cavités accélératrices est elle aussi inversement proportionnelle à la radio-fréquence, ce qui limite la quantité de particules dans chaque train de paquets lorsque la fréquence augmente. En conséquence, les dimensions des faisceaux doivent diminuer d'autant au point de collision afin de préserver la luminosité (voir table 2.1).

Un choix radicalement différent a été fait pour le projet TESLA, à DESY : des cavités supraconductrices en Niobium massif opèrent à une température de 1.8 K et à une fréquence très basse, 1.3 GHz (bande L). Cette fréquence permet en effet de ne pas limiter l'intensité des faisceaux par l'ouverture des structures accélératrices. Comme, de plus, dans le cas de cavités supraconductrices, le transfert de puissance au faisceau est très efficace, le gradient accélérateur n'est pas limité par la puissance disponible. La seule limitation, de taille, vient des champs électriques et magnétiques critiques dans le Niobium (autour de 40 MV/m pour le gradient accélérateur, pour des cavités parfaitement usinées et des surfaces sans défauts) au-delà desquels les propriétés supraconductrices du Niobium disparaissent. Pour garder une longueur raisonnable, TESLA est donc optimisé pour 350-500 GeV, avec possible extension à 800 GeV.

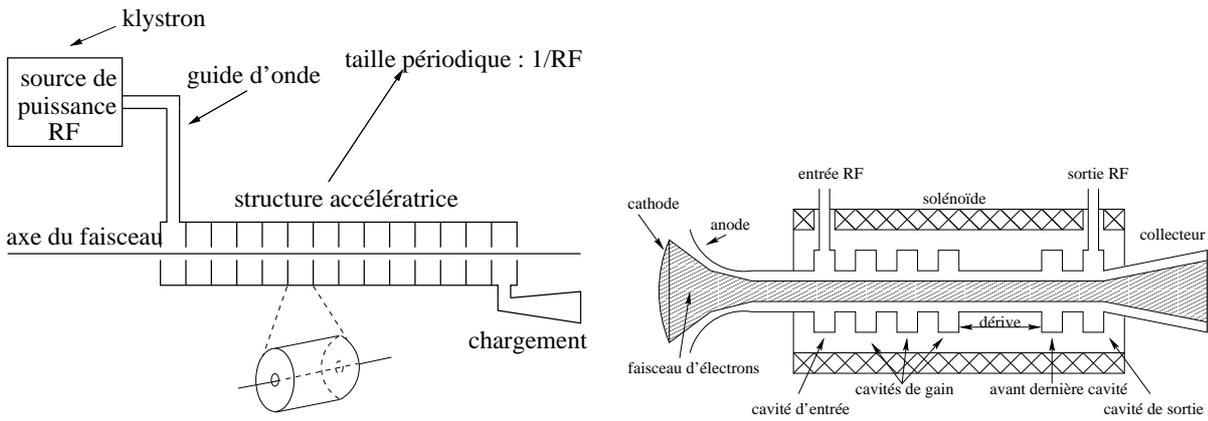
Comment ça marche ?

Le gain total en énergie dans un collisionneur linéaire est donné par un accélérateur dont la plus grande part de la longueur est occupée par les structures accélératrices (contrairement au

cas d'un circulaire dont une très grande partie est occupée par les aimants) :

$$E = E_0 + \text{gradient} \times \text{longueur}.$$

La structure de base d'un tel accélérateur est composée des éléments représentés sur la figure 2.16(a). Contrairement à ce qui se passe avec les accélérateurs circulaires, l'accélération a lieu tout près du sommet de l'onde RF. On n'a pas besoin d'introduire le déphasage dont on avait besoin pour des raisons de stabilité et d'équilibre à LEP par exemple. Toutes les particules voyagent de concert à la même vitesse, et suivant la même trajectoire moyenne.



(a) Représentation schématique d'une structure accélératrice de base, pour un linéaire.

(b) Schéma d'un klystron.

FIG. 2.16 – Structures de base d'un LinAc.

Un élément primordial de la structure accélératrice est le klystron, dont un schéma de principe est donné figure 2.16(b). Son fonctionnement est fondé sur la modulation d'un faisceau d'électrons de forte intensité, émis par une cathode à l'une des extrémités du klystron. Cette modulation se fait au moyen d'une cavité résonante, excitée par le signal radio-fréquence à amplifier et placée sur le passage du faisceau. La puissance initiale de la RF est progressivement concentrée sur une impulsion de très haute intensité, par « bunching » (ou découpage en paquets d'électrons) progressif du faisceau continu initial, avec une fréquence égale à celle de la structure de la cavité résonante. C'est la hauteur du pulse qui détermine le gradient accélérateur. Ensuite, l'onde est guidée jusqu'au faisceau principal qu'elle accélère.

Pour accélérer le faisceau sur toute la longueur du LinAc, on peut soit utiliser de nombreux klystrons, soit, comme dans le projet CLIC, garder le même principe mais en utilisant un unique faisceau accélérateur de haute intensité et de basse énergie, lui-même périodiquement re-accélééré par des cavités RF à basse fréquence. La fréquence de 30 GHz est, comme avec les klystrons, obtenue *via* la structure périodique de la ligne du faisceau accélérateur.

Mesure de l'énergie

Dans un collisionneur linéaire, l'énergie n'est pas égale à la circulation du champ magnétique comme dans un collisionneur circulaire. Les méthodes de mesure basées sur cette identité (dé-polarisation résonante, mesure de flux magnétique, mesure du champ magnétique par NMR)

ne sont donc plus utilisables. Le problème de la mesure absolue de l'énergie n'est pas encore résolu. À l'heure actuelle, on envisage d'utiliser un spectromètre magnétique pour caractériser les faisceaux sortants (après croisement). Notons qu'alors, la mesure devient excessivement difficile si les faisceaux ne se croisent pas à angle.

Cette méthode a été essayée pour le LEP et on a atteint une précision de $5 \cdot 10^{-4}$ à comparer à la précision de quelques 10^{-5} ou mieux pour améliorer la précision de la mesure directe de la masse du W atteinte au LEP, par exemple. Plus d'études sur ce sujet sont encore nécessaires pour en prouver la faisabilité.

2.1.3 Revue technologique

On voit que les possibilités techniques et les stratégies envisageables sont variées : TESLA, bande L, 20 MV/m; JLC, bande C, 30-40 MV/m; NLC, bande X, 55/70 MV/m; CLIC, deux faisceaux, 150 MV/m. Les dessins des accélérateurs reflètent cette diversité, comme on peut le voir sur la figure 2.17.

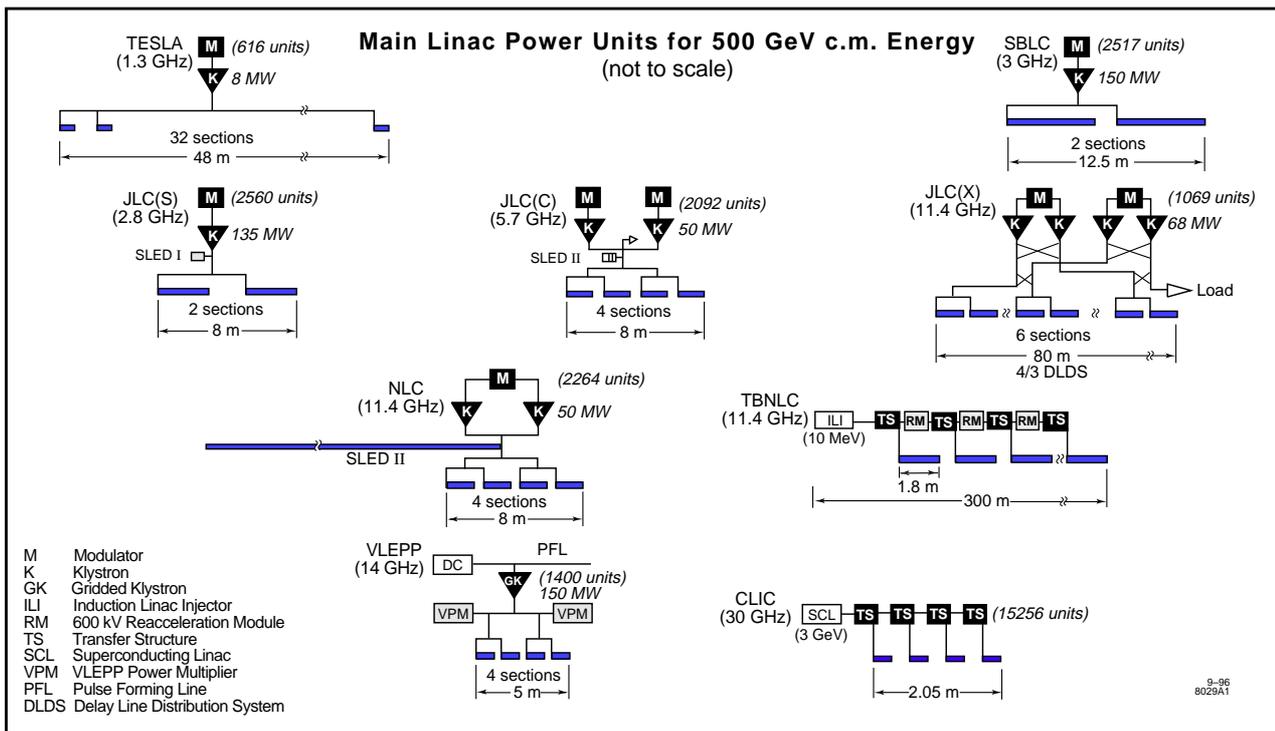


FIG. 2.17 – Différents choix technologiques pour les Linacs principaux des divers projets de collisionneurs linéaires e^+e^- .

TESLA

Comme on l'a dit, TESLA (à DESY) est à part parce que c'est la seule machine qui utilise des sections supraconductrices dans ses Linacs principaux. Sa radiofréquence est la plus basse (1,3 GHz) et l'ouverture des structures accélératrices la plus grande (7 cm).

Ses avantages sont de très forts courants et de très hautes luminosités. D'autre part, compte tenu de la basse RF, l'espacement entre les paquets de particules est important (environ 700 ns),

les champs de sillage (champ créé par les particules chargées en mouvement qui affecte soit la queue d'un paquet soit les paquets suivants et qui peut être longitudinal, entraînant une dispersion en énergie, ou transverse, élargissant les faisceaux) sont faibles. Le plus grand défi pour TESLA est d'atteindre des gradients accélérateurs de 20 MV/m, dans un premier temps, de manière reproductible et fiable. La figure 2.18 montre un schéma du collisionneur.

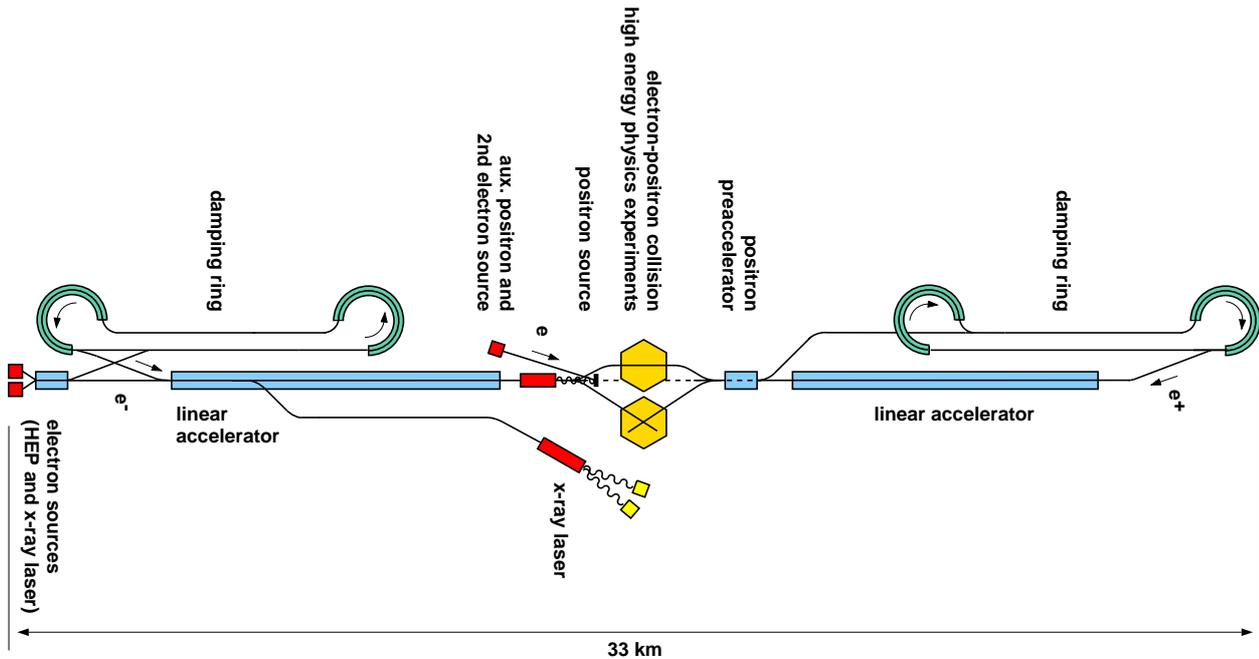


FIG. 2.18 – Schéma de TESLA.

Les LinAcs principaux se composent de 616 unités, chacune équipée d'un klystron de puissance maximale 8 MW. On peut remarquer que les anneaux d'amortissements ont une forme en « os » due au fait que les paquets sont très longs. Les linacs principaux sont déjà très longs (33 km), l'augmentation de l'énergie ultérieure de 500 GeV à 800 GeV implique donc une augmentation de gradient (jusqu'à environ 40 MV/m) difficile à réaliser. On peut aussi envisager une augmentation de 25 % de la longueur (jusqu'à 40 km).

Notons la possibilité de polariser les positons à 50 % à partir d'un faisceau d'électrons de 150 GeV polarisés à 80 %.

Les caractéristiques principales de TESLA sont résumées dans la table 2.1.

Le travail sur les cavités supraconductrices est très important car le gradient maximal qu'on peut obtenir est directement relié à l'état de surface des cavités. Deux techniques de polissage sont employées : le polissage chimique ou l'électropolissage. La figure 2.19 de gauche montre le gradient accélérateur obtenu avec des cavités traitées par l'une ou l'autre méthode. L'électropolissage est la plus performante, mais reste à développer. La figure 2.19 de droite montre les facteurs de qualités des cavités dites de la troisième série en fonction du gradient accélérateur exigé. Le facteur de qualité Q est inversement proportionnel à la résistance de surface et détermine le caractère supraconducteur du matériau.

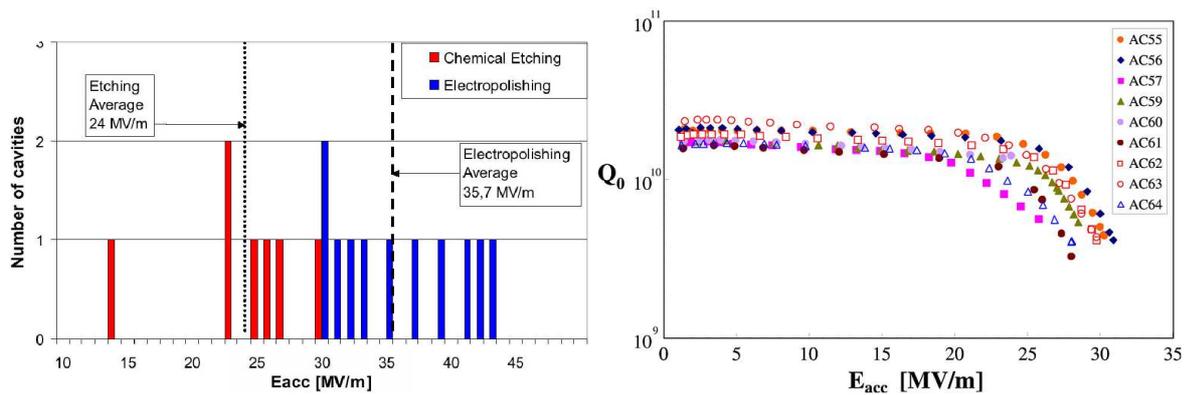


FIG. 2.19 – À gauche, gradient accélérateur obtenu avec des cavités traitées par électropolissage (en plus foncé) ou par polissage chimique (en plus clair). À droite, courbes de réponse des cavités de la troisième série.

La bande C, JLC(C)

Le projet JLC est développé à KEK. La bande C concerne une technologie connue, fiable, facile à réaliser, à coût relativement faible, dans la mesure où c'est la technologie la plus proche de celle utilisée à SLC (2.8 GHz), à un facteur deux près. Les composants de l'accélérateur sont testés et prêts. Plus de 5000 heures de test ont été effectuées depuis 1998 sur les composants radiofréquence à 5.7 GHz, les klystrons (de 50 MW) et les structures accélératrices. Les caractéristiques principales de JLC(C) sont résumées dans la table 2.1.

La bande X, NLC

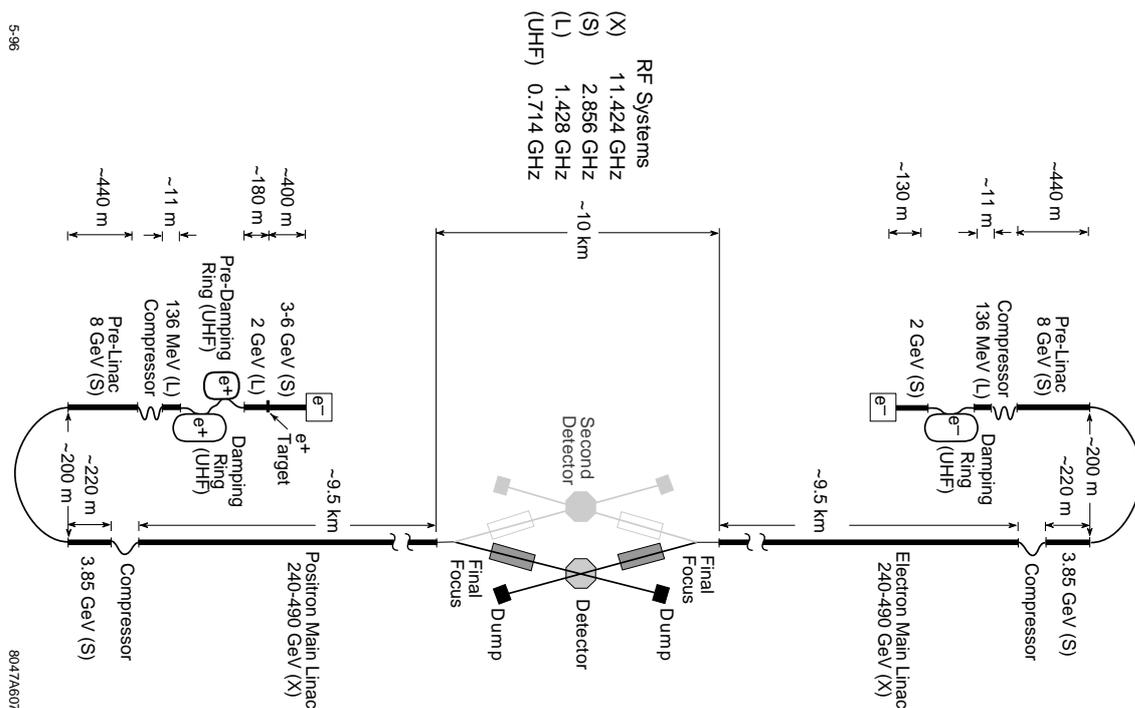


FIG. 2.20 – Schéma de NLC.

Le projet NLC (figure 2.20) est en phase de recherche et développement, à KEK et à SLAC, pour atteindre les plus hauts gradients requis dans des structures quatre fois plus petites que celles du SLC. La première étape vise à atteindre 500 GeV, avec une luminosité allant jusqu'à $20 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Lors d'une deuxième étape, les Linacs fourniront 1 TeV et la luminosité passera à $34 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour atteindre les 1000 fb^{-1} . Des améliorations futures sont envisagées pour atteindre 1.5 TeV en augmentant le gradient ou la longueur de l'accélérateur. On peut noter que les faisceaux se croisent à angle pour éviter les interactions multiples.

Des études sont nécessaires pour réduire le coût et améliorer les performances des structures.

CLIC

Le projet CLIC, à l'étude au CERN, est un collisionneur de haute énergie (entre 0.5 et 5 TeV dans le centre de masse), de haute luminosité (entre 10^{34} et $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), compact (l'acronyme signifie Compact Linear Collider). Il pourrait atteindre des énergies bien supérieures à celles des autres projets, la conception étant optimisée pour 3 à 5 TeV, en plusieurs étapes. Il se distingue par la technologie à deux faisceaux dans laquelle la puissance RF destinée au LinAc principal est extraite d'un second faisceau de basse énergie mais de haute intensité, parallèle au faisceau principal. Pour un collisionneur de 3 TeV, cela représente 22 structures d'extraction et de transferts de puissance délivrant chacune environ 70 GeV. Cette technologie présente l'avantage de s'affranchir de tous les composants tels que les modulateurs ou les klystrons, les deux faisceaux pouvant alors tenir aisément dans un même tunnel de faible diamètre. CLIC aura une longueur totale d'environ 38 km. Le projet est représenté sur la figure 2.21. Les gradients envisagés sont très importants (de l'ordre de 150 MV/m) dont la faisabilité reste à démontrer.

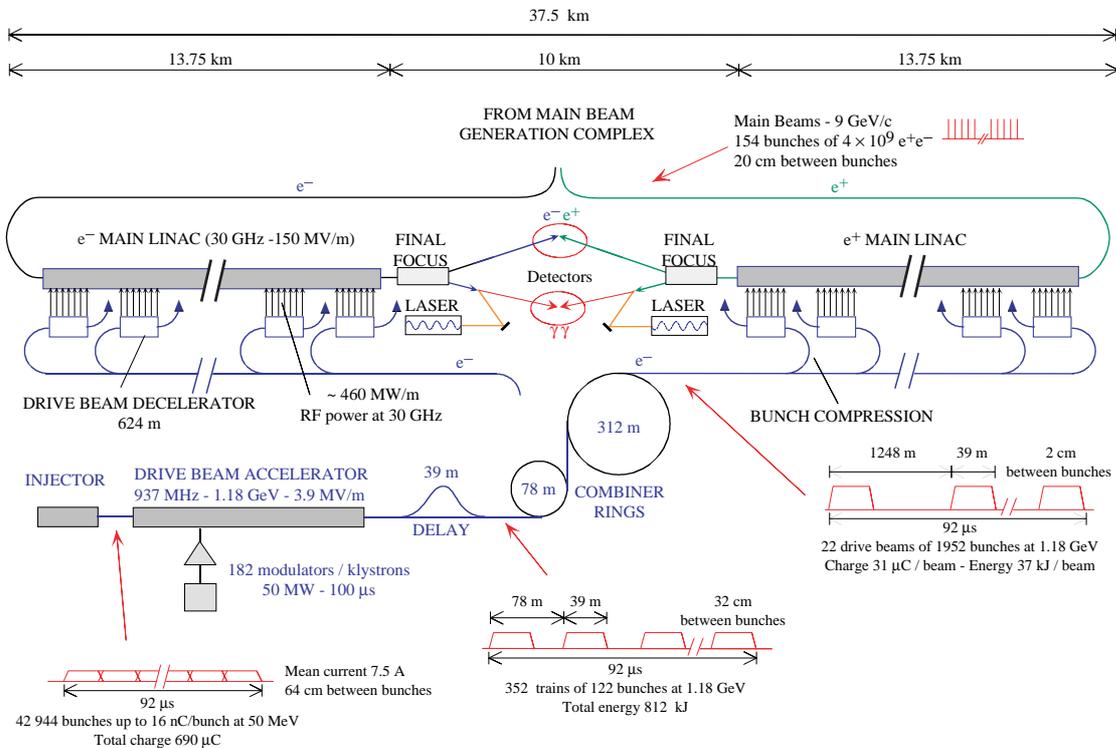


FIG. 2.21 – Schéma de CLIC.

Le projet CLIC a commencé par plusieurs installations de tests. L'installation CTF2 fournissait

des gradients accélérateurs de 60 MV/m. La RF s'écroulait au-delà. L'installation de test CTF3, dont le dessin final est donné sur la figure 2.22 fournira une énergie de 500 MeV avec des gradients de 150 MV/m.

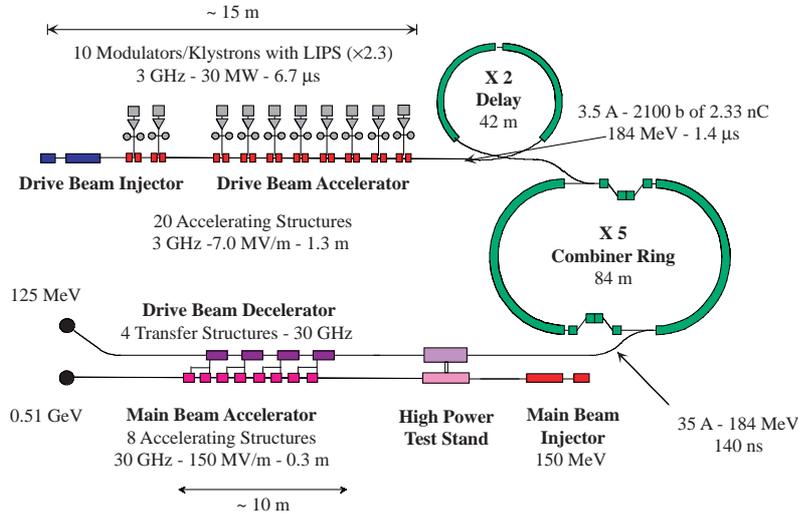


FIG. 2.22 – Schéma de l'installation de test de CLIC, CTF3.

Le projet CLIC a encore du pain sur la planche : il lui faut démontrer que des gradients accélérateurs de 150 MV/m peuvent être maintenus pendant 130 ns, développer toute la technologie nécessaire pour 30 GHz (les structures sont minuscules, il s'agit là d'un travail d'orfèvre). Le système de focalisation finale pour des faisceaux permettant d'atteindre 5 TeV dans le centre de masse n'existe pas encore. Il lui faut démontrer la faisabilité de la stabilisation de faisceaux de dimensions sub-nanométriques. Il lui faut prouver que des émittances extrêmement petites peuvent être atteintes et maintenues, ainsi que la faisabilité de dimensions transverses incroyablement petites (40/0.6 nm). Quoiqu'il en soit, la construction de « CLIC 1 » ne peut pas être envisagée avant la prochaine décennie, et sans doute pas avant 2020.

Résumé

	TESLA	JLC/NLC	CLIC
énergie (TeV)	0.5	1.0	de 3 à 5
luminosité (10^{34})	3.4	3.4	10.0
fréquence RF (GHz)	1.3	11.424	30
fréquence de répétition (Hz)	5	120	75
nb. de paquets / pulse	2820	190	154
espacement des paquets (ns)	337	1.4	0.666
charge des paquets (10^{10})	2.0	0.75	0.4
σ_x/σ_y au point d'interaction (nm)	553/5	190/2.1	40/0.6
taille du site (km)	33	30.6	30

TAB. 2.1 – Caractéristiques des projets de collisionneurs linéaires e^+e^- .

Et les autres possibilités

Une fois le collisionneur linéaire construit, sous une forme ou sous une autre, avec telle ou telle technologie, de multiples usages peuvent être envisagés.

- Le plus simple consiste à remplacer la source de positons par une source d'électrons afin d'étudier les collisions électron-électron. Cela peut être utile pour les processus dans la voie t (comme la production de sélectron par exemple). C'est de toutes façons nécessaire pour l'option suivante.
- Les collisions $\gamma\gamma$ ou γe . En illuminant un (ou les deux) faisceau d'électrons avec un (ou deux) laser, on peut produire des photons d'effet Compton rétro-diffusés à quelques millimètres du point d'interaction (voir figure 2.23). Ce procédé est en principe très utile pour mesurer la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$, et pour en déduire la largeur de désintégration du boson de Higgs en $\gamma\gamma$ et peut-être même la largeur totale du boson de Higgs (grâce à la mesure indépendante en mode e^+e^- des rapports d'embranchements en deux photons ou en $b\bar{b}$, voir plus loin). Cependant, comme on le verra plus tard, la précision que l'on pourrait atteindre n'est pas suffisamment précise pour avoir des répercussions intéressantes sur la théorie. D'autre part, les difficultés techniques d'une telle entreprise sont nombreuses, et loin d'avoir une solution éprouvée.

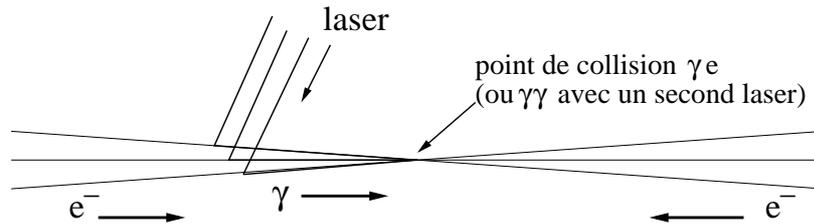


FIG. 2.23 – Collisions γe ou $\gamma\gamma$ avec des photons Compton produits par interaction de laser sur les faisceaux primaires d'électrons.

- Enfin, une option dite GigaZ est envisagée. C'est la possibilité de faire de la physique à très grande statistique au pic du Z ou au seuil de production des paires de W. On peut espérer une luminosité instantanée 100 fois plus élevée qu'au LEP à $\sqrt{s} = m_Z$ ou $2m_W$ pour améliorer les mesures de précision des observables électrofaibles effectuées auprès du LEP. Dans ce cas, les mesures de la luminosité et de l'énergie doivent avoir une précision de l'ordre de 10^{-5} pour être comparables aux incertitudes statistiques. La possibilité d'avoir des positons polarisés est envisagée pour une mesure précise de l'asymétrie A_{LR} sans que la mesure de la polarisation soit nécessaire (voir plus loin).

2.1.4 Quel détecteur choisir ?

Les premières études de physique auprès d'un collisionneur linéaire e^+e^- ont été proposées au début des années 90, au moment où le LEP battait son plein. Il n'est donc pas étonnant de constater que ces études ont été menées avec des simulations des détecteurs du LEP, avec pour seule modification une énergie totale de 500 GeV. La conclusion s'impose d'elle-même : un détecteur de type LEP conviendrait, dans les grandes lignes, pour mener à bien le programme de physique d'un collisionneur linéaire e^+e^- à 500 GeV.

Par exemple, même avec un détecteur à la LEP, un boson de Higgs du modèle standard pourrait être vu avec beaucoup moins que 500 fb^{-1} . C'est ce qui est illustré sur la figure 2.24, avec seulement 10 fb^{-1} dans le canal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ (état final à quatre jets), avec une simulation du détecteur ALEPH.

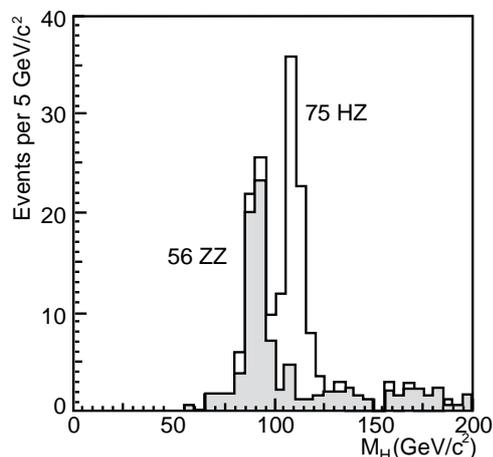


FIG. 2.24 – Masse reconstruite des candidats bosons de Higgs dans le canal quatre jets pour le signal et le bruit de fond dominé par $e^+e^- \rightarrow ZZ$ à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La masse du boson de Higgs est ici de $110 \text{ GeV}/c^2$.

Même pour l'option GigaZ, qui *a priori* demande des détecteurs d'une précision compatible avec les erreurs statistiques minuscules, les mesures des asymétries (A_{LR}) et de la masse du W *via* σ_{WW} sont des expériences de comptage, donc pas très exigeantes d'un point de vue du détecteur. Petit détail (qui aura son importance), il faut avoir déterminé la luminosité, l'énergie et la polarisation à 10^{-5} près.

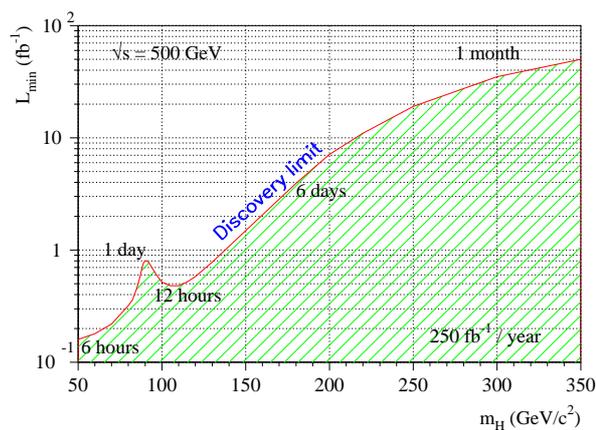


FIG. 2.25 – Luminosité minimale nécessaire pour découvrir un boson de Higgs standard avec $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ en fonction de m_H .

Avec une luminosité instantanée de $2.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (permettant de collecter 250 fb^{-1} par an) on peut couvrir avec un détecteur à la LEP tout le spectre en masse jusqu'à la limite cinématique en un mois à peu près. La figure 2.25 montre pour une énergie dans le centre de masse de

500 GeV la luminosité intégrée minimale nécessaire pour découvrir un boson de Higgs standard. La durée de la prise de données correspondante est indiquée. En une semaine une découverte du boson de Higgs à cinq sigmas serait assurée sur tout le domaine prédit par les mesures de précision de LEP et SLC.

Les détecteurs « à la LEP », parfaitement adaptés aux recherches effectuées au LEP, présentent des désavantages certains pour la physique de précision que l'on veut faire auprès des futurs collisionneurs linéaires :

- Les détecteurs de vertex ont des performances limitées et le tube à vide une taille inadaptée (trop large). Il faut plutôt s'orienter vers un détecteur de vertex à la SLD, si on veut pouvoir mesurer séparément les rapports d'embranchement du boson de Higgs en $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et gg .
- Les TPC ont des résolutions en impulsion et en angle qui laissent à désirer aux petits angles. Il faut améliorer cet aspect pour une mesure fiable de la luminosité en fonction de l'énergie.
- Les calorimètres électromagnétiques n'ont pas une résolution en énergie suffisante, de plus ils présentent des zones mortes sans détection ou avec trop de matière, ce qui nuit à la détermination du flux d'énergie.
- Quant à la calorimétrie hadronique, elle manque de granularité, ce qui nuit à l'identification des hadrons neutres, et est placée derrière l'aimant, ce qui nuit à l'efficacité de détection des hadrons qui y interagissent, avec au total une perte sèche dans la précision de la détermination du flux d'énergie.

Ces détecteurs présentaient des performances parfaitement suffisantes au LEP, et continueraient à être tout à fait adaptés à la découverte du boson de Higgs (ou à sa confirmation) en moins d'une semaine à la luminosité nominale, sur tout le domaine prédit par les mesures électrofaibles de précision. Cependant, le but du jeu n'est plus de découvrir le boson de Higgs standard dont on espère qu'il aura alors été découvert au LHC d'ici là mais d'étudier précisément le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible et de le comparer aux prédictions théoriques. Ce que l'on demande alors à un futur détecteur est la mesure de la masse, de la largeur et du spin du boson de Higgs, la détermination de ses couplages (aux fermions, aux bosons de jauge et à lui-même), la mesure des sections efficaces de production (fusion et Higgsstrahlung), le tout avec une très grande précision pour être sensible à la physique lourde (comme les mesures de précision au Z étaient sensibles à la présence du quark top et du boson de Higgs). Nous allons voir plus en détail quelles sont les exigences nouvelles pour les futurs détecteurs de précision, en prenant l'exemple du détecteur prévu pour TESLA dans un but d'illustration. Ce détecteur peut convenir pour tout autre collisionneur linéaire.

1. Les détecteurs de micro-vertex :

Ils doivent fournir une excellente résolution sur la position des vertex secondaires et sur les paramètres d'impact des particules chargées de manière à identifier les saveurs lourdes. Une analyse statistique permettra alors de déterminer simultanément les couplages du boson de Higgs aux quarks b , c et aux gluons, par la mesure des rapports d'embranchement

en $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ et gg . Pour ce faire, il est important que la première couche de détection des détecteurs de vertex soit le plus près possible de la zone de croisement des faisceaux (de l'ordre du cm, *i.e.*, de la distance de vol des hadrons beaux). Une couverture angulaire aussi grande que possible (typiquement jusqu'à 0.96 en $\cos\theta$) permet d'exploiter toute la statistique possible. Il faut aussi que le système fonctionne en fort champs (3 ou 4 Tesla) pour être protégé du beamstrahlung. Le choix de TESLA pourrait se porter sur la solution des CCD, projet montré sur la figure 2.26. La résolution spatiale est excellente.

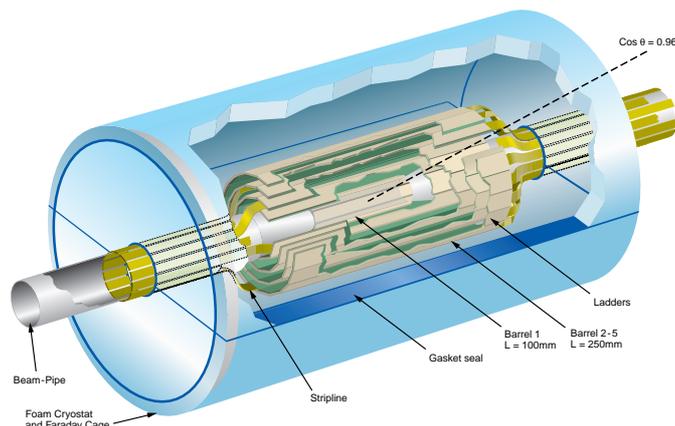


FIG. 2.26 – Projet de détecteur de vertex (VDET) pour TESLA, équipé de CCD.

2. Trajectomètres :

Le système de reconstruction des traces des particules doit avoir une résolution en impulsion excellente et une grande efficacité pour les événements à plusieurs jets, pour permettre une bonne résolution sur la masse du boson de Higgs. L'élément principal de la détection de traces (en plus du VDET) est une TPC qui permet à la fois une bonne résolution en impulsion et l'identification des particules (en association avec la calorimétrie). La figure 2.27 montre un schéma de la TPC envisagée pour le détecteur de TESLA. Elle aurait un damier cathodique de 120 rangées (la TPC d'ALEPH qui avait déjà d'excellentes performances en avait 21) pour assurer la résolution, disposés en chevron et ne présenterait pas de zone non instrumentée entre les secteurs.

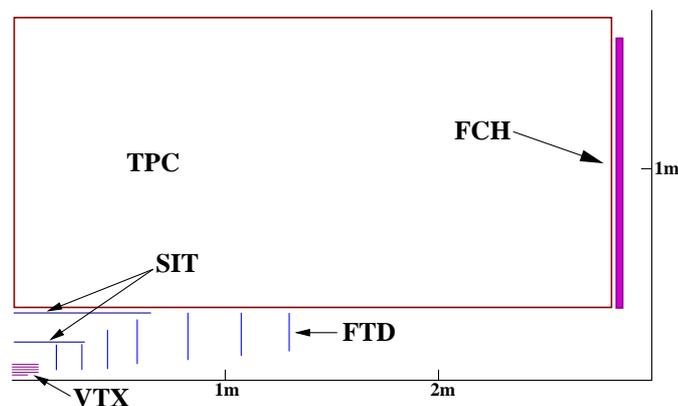


FIG. 2.27 – Schéma de la TPC envisagée pour le détecteur de précision à TESLA.

On joint à la TPC un SIT (trajectomètre au silicium) et un FTD (trajectomètre vers l'avant pour les très petits angles) et une chambre vers l'avant formée de six couches de pailles aux angles modérés pour pouvoir mesurer la luminosité en fonction de l'énergie avec les événements de type Bhabha.

3. La calorimétrie :

Idéalement, on aurait besoin d'une calorimétrie capable de mesurer et d'identifier chaque particule neutre et chaque particule chargée (photons, électrons, muons et hadrons neutres) afin d'avoir la reconstruction la meilleure possible de l'énergie totale des événements et des jets. Une solution élégante est d'imaginer un calorimètre tellement granulaire qu'il serait capable de suivre toutes les particules chargées d'une gerbe électromagnétique ou hadronique, comme un trajectomètre le ferait, afin de reconstruire dans le détail chacune des gerbes, et donc chacune des particules initiales (électron, photon, hadron neutre ou chargé). La coupe transverse du choix effectué par TESLA est montré en figure 2.28. La bobine est à l'extérieur de la calorimétrie et les détecteurs ne présentent pas de zone morte. Le calorimètre électromagnétique serait caractérisé par 42 couches de tungstène lues par 32 millions de pavés de silicium d'un centimètre carré. Le calorimètre à hadrons serait constitué de 40 couches de d'acier inoxydable lues numériquement par des cellules d'un centimètre carré fonctionnant en mode Geiger (oui/non).

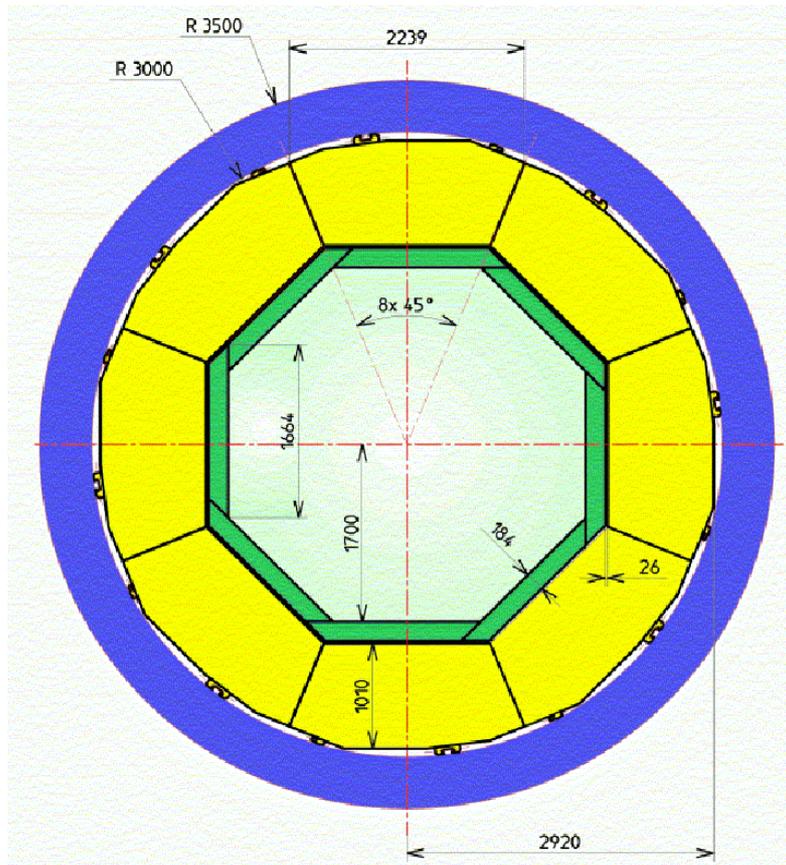


FIG. 2.28 – Vue en coupe du détecteur envisagé pour TESLA.

2.2 La physique du Higgs aux futurs collisionneurs linéaires e^+e^-

Nous avons rapidement vu à quelles exigences doivent répondre les futurs accélérateurs et le(s) détecteur(s) de précision qu'ils hébergeront. Nous allons maintenant examiner quelle physique on peut étudier dans le secteur de Higgs avec de tels outils.

2.2.1 Mesures des couplages du boson de Higgs

Mesure de la section efficace de production

Aux énergies considérées, le boson de Higgs du modèle standard est produit essentiellement par le processus de Higgsstrahlung, $e^+e^- \rightarrow ZH$ et par la fusion WW/ZZ , dont les diagrammes sont représentés sur la figure 2.29.

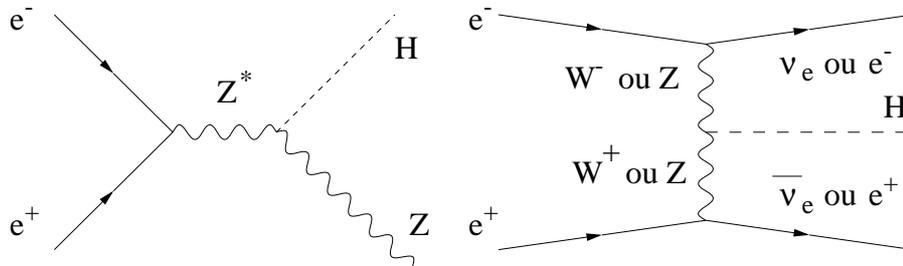


FIG. 2.29 – Diagrammes principaux de production du boson de Higgs standard aux énergies des futurs collisionneurs linéaires e^+e^- .

Les sections efficaces pour ces processus sont présentées sur la figure 2.30, pour trois valeurs de \sqrt{s} . À $\sqrt{s} = 350$ GeV et pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} (ce qui correspond à un ou deux ans de prises de données à la luminosité nominale), on attend environ 80000 désintégrations de bosons de Higgs, dans l'hypothèse d'un boson de Higgs standard de masse $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$.

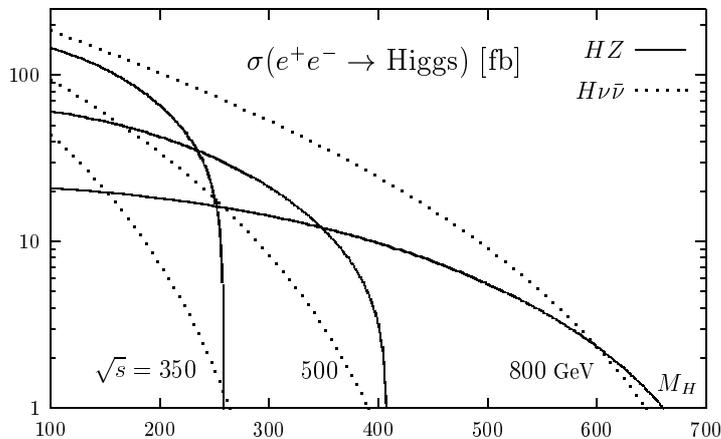


FIG. 2.30 – Sections efficaces de production de boson de Higgs par Higgsstrahlung (trait plein) et fusion WW (pointillés) en fonction de m_H , pour $\sqrt{s} = 350$ GeV, 500 GeV et 800 GeV.

Le processus de Higgsstrahlung produit une signature très reconnaissable dans les cas où le Z se désintègre en deux leptons. Si on reconstruit tous les événements dans lesquels il y a une paire $\ell^+\ell^-$ dont la masse invariante est compatible avec la masse du Z, le boson de Higgs donne un pic dans le spectre de la masse de recul à la paire d'électrons $m_H^2 = s - 2\sqrt{s}(E_{\ell^+} + E_{\ell^-}) + m_Z^2$, entièrement déterminée par la somme des impulsions des deux leptons. La précision requise pour ces leptons de haute énergie justifie la technologie dite « pads-partout » de la TPC. La figure 2.31 montre la masse de recul dans le cas où $\ell^+\ell^- = \mu^+\mu^-$. On remarque la queue de distribution due au beamstrahlung et au rayonnement dans l'état initial (ISR).

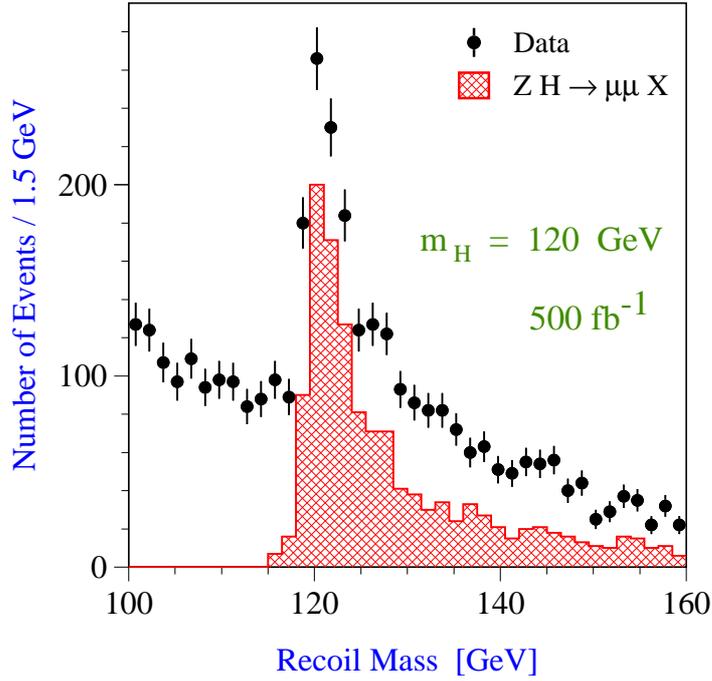


FIG. 2.31 – Distribution de la masse de recul à la paire $\mu^+\mu^-$ dans le cas du processus $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow X\mu^+\mu^-$ pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ à $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ et pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} . Les points avec barres d'erreur viennent d'une simulation Monte Carlo du fond et du signal, l'histogramme hachuré représente la contribution du signal seul.

La section efficace du processus de Higgsstrahlung est mesurée en soustrayant le fond prédit (venant principalement de production de paires ZZ , $Z\gamma^*$ et de paires de tops). Cette mesure nécessite la mesure précise du spectre de luminosité afin de prédire la queue due au beamstrahlung ainsi que l'énergie moyenne des collisions. Elle justifie donc l'addition des chambres à l'avant (FCH). Avec une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} et pour $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$, on mesure la section efficace de production avec des erreurs relatives de 2.6 % pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ et 3.8 % pour $m_H = 180 \text{ GeV}/c^2$ (les erreurs montent respectivement à 3.3 % et 5 % si on rajoute les incertitudes systématiques).

Mesures des rapports de branchements en saveurs lourdes et gluons

Grâce au détecteur de vertex très précis envisagé, on peut identifier correctement les vertex secondaires de saveurs lourdes. En faisant un ajustement du contenu en saveur des événements HZ avec Z en qq ou en $\ell^+\ell^-$, on peut obtenir les incertitudes suivantes (table 2.2) sur $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ) \times \text{BR}(H \rightarrow X)$.

canal	$m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$	$m_H = 140 \text{ GeV}/c^2$	$m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$
$H \rightarrow b\bar{b}$	2.4 %	2.6 %	6.5 %
$H \rightarrow c\bar{c}$	8.3 %	19 %	-
$H \rightarrow g\bar{g}$	5.5 %	14 %	-

TAB. 2.2 – Incertitudes relatives que l’on peut obtenir sur le produit de la section efficace de production HZ et des divers rapports de branchement du boson de Higgs de différentes masses en saveurs lourdes et gluons, avec une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} auprès d’un collisionneur linéaire e^+e^- à 350 ou 500 GeV. Seules les incertitudes statistiques sont prises en compte.

On peut visualiser ces incertitudes sur la figure 2.32, qui donne, en fonction de la masse du boson de Higgs, les rapports de branchement en saveurs lourdes et en gluons, entre autres.

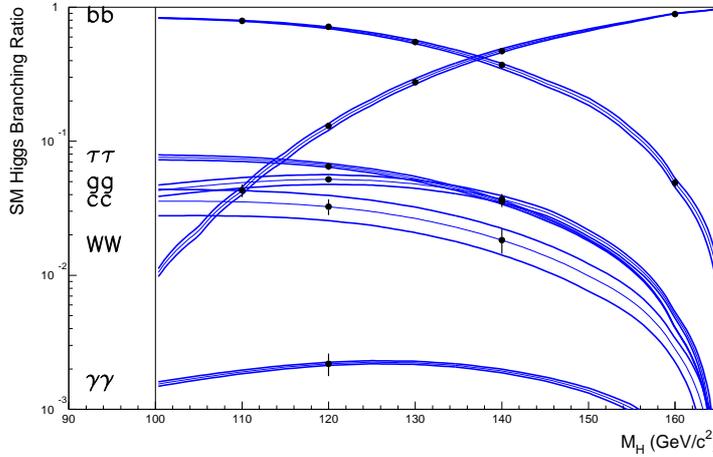


FIG. 2.32 – Précisions envisageables pour les rapports de branchement du boson de Higgs en fonction de sa masse.

Couplage au W

Le couplage du boson de Higgs au W intervient à la fois dans le processus de création de bosons Higgs par fusion WW, auquel cas on cherche des états finals avec un boson de Higgs (en $b\bar{b}$) et deux neutrinos (donc de l’énergie manquante), et dans la désintégration du boson de Higgs en paires de W. On s’intéresse dans ce dernier cas à des états finals multi-jets.

Dans le cas du canal avec énergie manquante, il s’agit de sélectionner deux jets provenant de l’hadronisation de quarks b. Pour rejeter les paires de tops (les tops se désintègrent en bW et les W peuvent se désintégrer en $l\nu$), on écarte les événements contenant des leptons isolés. L’excellente mesure du flux d’énergie résultant de la calorimétrie très granulaire (section 2.1.4) permet de rejeter 95 % du bruit de fond venant des processus $e^+e^- \rightarrow ZZ, Z\nu\bar{\nu}, W\nu\bar{\nu}$, dont la masse visible est plus petite que celle d’un boson de Higgs de $110 \text{ GeV}/c^2$ (voir la figure 2.33 de gauche). Il est important de réaliser qu’une telle séparation, et donc une réjection du fond aussi efficace, n’aurait pas été envisageable avec des détecteurs de type LEP. Sur le spectre de la masse manquante, on peut alors ajuster la section efficace de Higgsstrahlung que l’on a mesuré par ailleurs et la section efficace du processus de fusion WW que l’on détermine ainsi. La figure 2.33 de droite montre le spectre de la masse manquante de tels événements. On voit

qu'il est facile avec un tel détecteur de distinguer les deux types d'événements et que le fond est réduit à sa plus simple expression.

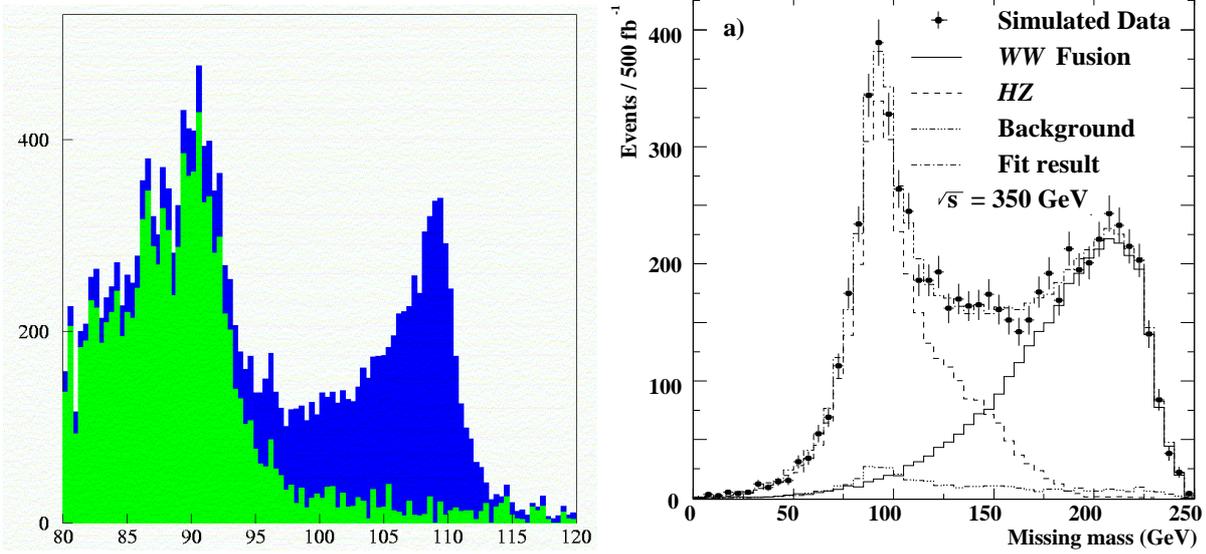


FIG. 2.33 – À gauche, masse reconstruite pour les bruits de fond venant des processus $e^+e^- \rightarrow ZZ, Z\nu\bar{\nu}, W\nu\bar{\nu}$ en clair et d'un boson de Higgs de $110 \text{ GeV}/c^2$, en foncé. À droite, masse manquante dans les événements $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$. Les contributions de la fusion WW, du Higgsstrahlung et du bruit de fond peuvent être séparées en ajustant les formes des distributions.

On peut alors atteindre les résultats présentés dans la table 2.3 en matière d'incertitude relative sur la section efficace du processus de fusion WW (avec 500 fb^{-1} et sans prendre en compte les erreurs systématiques).

\sqrt{s} (GeV)	120	140	160
m_H (GeV/ c^2)			
350	3.3 %	4.7 %	-
500	2.8 %	3.7 %	13 %

TAB. 2.3 – Incertitudes relatives sur la section efficace de fusion WW (multipliée par le rapport d'embranchement $H \rightarrow b\bar{b}$) pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} à 350 et 500 GeV dans le centre de masse.

Dans le cas où on cherche à mesurer le couplage HWW via la désintégration du boson de Higgs en WW, on regarde deux types d'états finals, selon que le Z produit en association avec le boson de Higgs se désintègre en paire de leptons ou en paire de quarks. Dans le premier cas ($ZH \rightarrow e^+e^-qqqq, \mu^+\mu^-qqqq$), on cherche deux leptons isolés ayant une masse invariante compatible avec la masse du Z et deux paires de jets de masses invariantes compatibles avec la masse du W. Le bruit de fond de ce canal est très faible. Dans le deuxième cas, on étudie la configuration où un des bosons W se désintègre leptoniquement ($ZH \rightarrow qqWW \rightarrow qq\ell\nu qq$). On cherche alors un lepton isolé, une paire de jets compatible avec un Z et une paire de jets compatible avec un W. On attend assez peu de fond des paires de quarks top.

Les résultats attendus sur le rapport de branchement du boson de Higgs en WW en matière d'incertitudes relatives sont présentés dans la table 2.4.

m_H en GeV/c^2	$\text{BR}(H \rightarrow \text{WW})$	$\delta\text{BR}/\text{BR}$
120	14 %	5.1 %
140	48 %	2.5 %
160	96 %	2.1 %

TAB. 2.4 – Incertitudes relatives sur le produit $\text{BR}(e^+e^- \rightarrow \text{HZ}) \times \text{BR}(H \rightarrow \text{WW}^{(*)})$, pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} à 350 GeV dans le centre de masse. Les incertitudes systématiques ne sont pas prises en compte.

Notons au passage que le premier canal (lorsque le Z se désintègre en paire de leptons) donne accès au rapport de branchement du boson de Higgs en ZZ, quoiqu'avec une précision médiocre (incertitude relative sur le rapport de branchement de 17 % pour une masse $m_H = 160 \text{ GeV}/c^2$).

Couplage $H\gamma\gamma$

Le couplage du boson de Higgs aux photons se fait *via* des boucles qui sont dominées pour un boson de Higgs standard par les contributions du W et du quark top, mais il est potentiellement sensible à la présence de toute autre particule chargée exotique (charginos, stops, ...). On peut y accéder par la désintégration d'un boson de Higgs produit aux collisionneurs e^+e^- par Higgsstrahlung ou par fusion WW, ou bien auprès d'un collisionneur Compton photon-photon par production de bosons de Higgs. Les deux diagrammes sont représentés sur la figure 2.34.

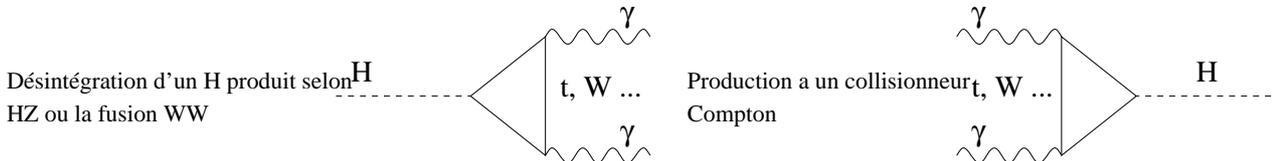


FIG. 2.34 – Pour mesurer le couplage $H\gamma\gamma$, on peut étudier : à gauche, la désintégration d'un boson de Higgs en $\gamma\gamma$, produit aux collisionneurs linéaires par Higgsstrahlung ou par fusion WW, à droite la production de bosons de Higgs auprès d'un collisionneur Compton.

L'analyse de la désintégration du boson de Higgs en photons aux collisionneurs e^+e^- est délicate d'une part parce que le rapport d'embranchement en $\gamma\gamma$ est petit, et d'autre part parce que le bruit de fond des événements doublement radiatifs ($e^+e^- \rightarrow Z\gamma\gamma$, deux photons étant émis dans l'état initial par l'électron ou le positon) est substantiel. Néanmoins, il est possible d'extraire le signal, dans la mesure où les photons de désintégration du boson de Higgs sont de haute énergie et sont distribués de manière isotrope alors que les photons d'ISR (Initial State Radiation) ont une distribution angulaire piquée le long des faisceaux. La figure 2.35 montre le spectre en masse qu'on peut attendre en cherchant les événements $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$, avec une luminosité intégrée de 1000 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$. Le signal est simulé avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$.

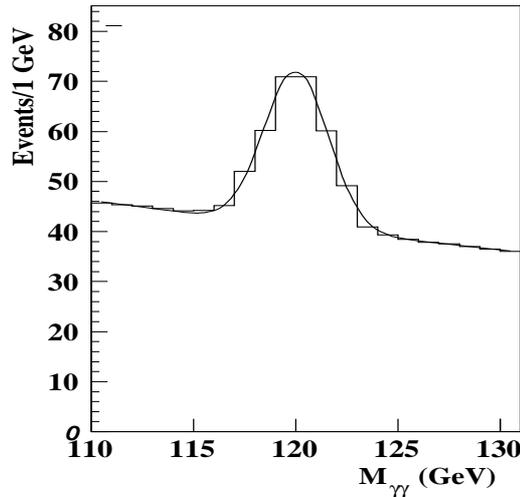


FIG. 2.35 – Distribution de la masse $m_{\gamma\gamma}$ pour un signal $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ à $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. La simulation est normalisée à une luminosité intégrée de 1000 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ (les erreurs statistiques sont obtenues avec une statistique simulée bien plus grande).

On attend une incertitude relative sur le rapport de branchement du boson de Higgs en photons de 26 %, ce qui ne représente pas d'amélioration flagrante par rapport aux capacités du LHC, qui prévoit une précision de l'ordre de 30 % avec 300 fb^{-1} .

La production de bosons de Higgs auprès d'un collisionneur Compton ouvre la voie à la mesure la plus importante (la seule ?) qu'il soit possible de faire auprès d'une telle machine. La section efficace de production est en effet substantielle et on peut atteindre une précision de 2 % sur la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$. La figure 2.36 montre le signal à $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ reconstruit avec une luminosité e^+e^- équivalente de 100 fb^{-1} .

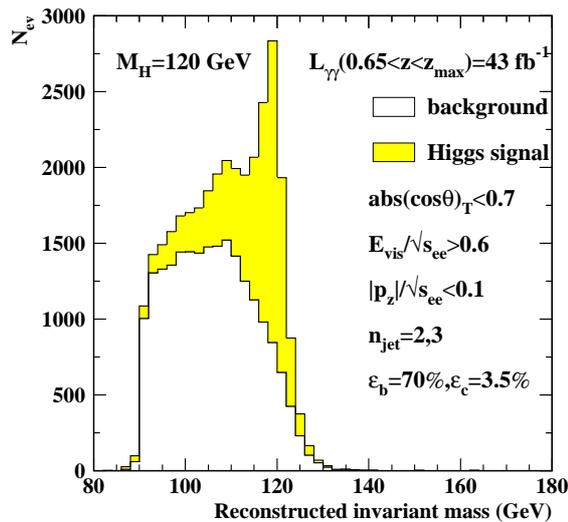


FIG. 2.36 – Signal pour un boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ reconstruit auprès d'un collisionneur Compton avec une luminosité e^+e^- équivalente de 100 fb^{-1} .

Notons que cette mesure est utile pour la détermination de la largeur totale du boson de Higgs (voir ci-dessous).

Largeur totale

La largeur totale du boson de Higgs est une des observables les plus sensibles à de la physique plus lourde encore inconnue (supersymétrie par exemple). Au-delà du seuil ZZ , elle devient macroscopique (supérieure ou de l'ordre du GeV, voir figure 2.37) et peut être directement mesurée avec $H \rightarrow ZZ$ à partir des distributions de masse invariante. Si la masse m_H est dans le domaine prédit par LEP, au contraire, la largeur est de l'ordre de quelques MeV et ne peut être déterminée que de manière indirecte (sauf en collisions $\mu^+\mu^-$, voir chapitre 4) par la relation :

$$\Gamma_H^{\text{totale}} = \frac{\Gamma(H \rightarrow WW \text{ ou } \gamma\gamma)}{\text{BR}(H \rightarrow WW \text{ ou } \gamma\gamma)}$$

où les largeurs partielles peuvent être directement déduites des sections efficaces de production en fusion WW ou en collisions $\gamma\gamma$, et du rapport d'embranchement en $b\bar{b}$, et où les rapports d'embranchement sont obtenus par le nombre d'événements HZ avec $H \rightarrow WW$ ou $\gamma\gamma$, et par la mesure de la section efficace HZ .

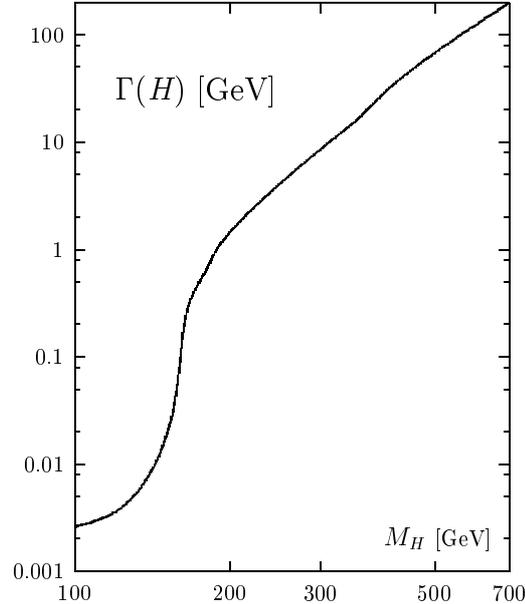


FIG. 2.37 – Largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse.

La table 2.5 donnent les incertitudes relatives sur Γ_H qu'on peut obtenir en utilisant deux méthodes : *via* le couplage aux W ou *via* le couplage aux photons auprès d'un collisionneur Compton. On voit que les performances du collisionneur Compton ne sont pas au niveau de celles des futurs collisionneurs linéaires, cela réduit d'autant l'intérêt d'une telle machine.

m_H (GeV/ c^2)	$d\Gamma/\Gamma$	HWW	H $\gamma\gamma$
120		6.1 %	26 %
160		13.4 %	-

TAB. 2.5 – Incertitudes relatives sur Γ_H pour deux masses de boson de Higgs et pour deux méthodes possibles : en utilisant le couplage aux W et en utilisant le couplage aux photons auprès d'un collisionneur Compton.

Mesure de la masse du boson de Higgs

La masse du boson de Higgs n'est pas un paramètre fondamental, mais sa valeur précise est nécessaire pour prédire les rapports de branchement dans tel ou tel modèle, et comparer aux mesures. Elle peut être déterminée à 0.1 % près au LHC, ce qui sera plus que suffisant dans la mesure où la limitation viendra alors des incertitudes théoriques (corrections radiatives ou autre) des prédictions des rapports d'embranchement. Une précision similaire (meilleure d'un facteur 2 environ) peut être atteinte auprès des collisionneurs linéaires en utilisant des ajustements contraints, comme montré sur la figure 2.38.

La précision que l'on peut obtenir est donnée dans la table 2.6 pour différents canaux et différentes masses.

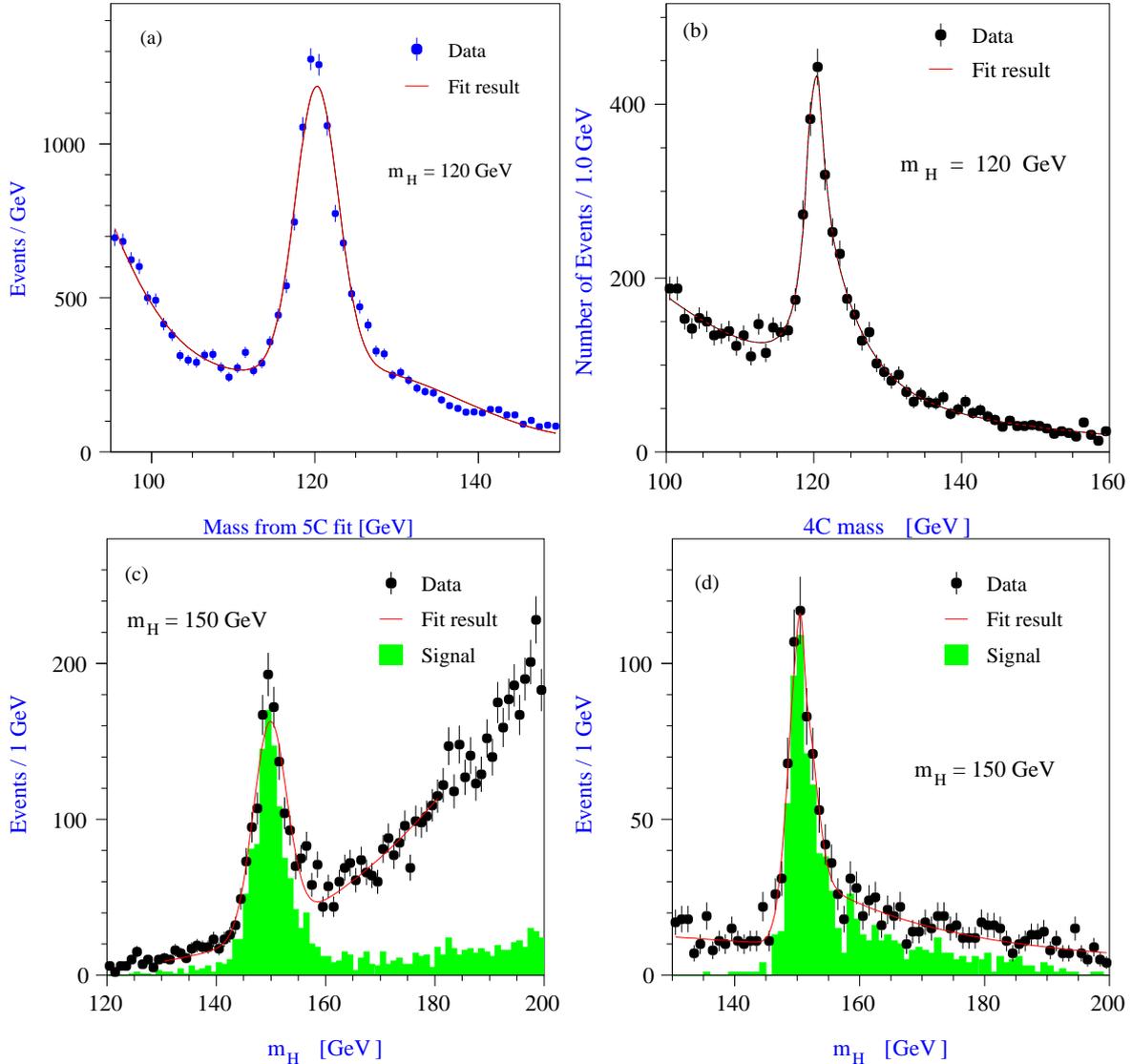


FIG. 2.38 – Pics de masse du boson de Higgs reconstruits dans différents canaux avec ajustement contraint et pour deux masses : (a) $HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, (b) $HZ \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$ avec $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$, (c) $HZ \rightarrow W^+W^-q\bar{q}$ avec $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$, (d) $HZ \rightarrow W^+W^-l^+l^-$ avec $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$. Les simulations sont faites à $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ pour 500 fb^{-1} .

m_H (GeV/ c^2)	canal	δm_H (MeV/ c^2)
120	llqq	± 70
120	qqbb	± 50
120	combinés	± 40
150	ll recul	± 90
150	qqWW	± 130
150	combinés	± 70
180	ll recul	± 100
180	qqWW	± 150
180	combinés	± 80

TAB. 2.6 – Précision sur la mesure de la masse du boson de Higgs pour trois hypothèses de masse. Les incertitudes théoriques ne sont pas prises en compte et pourraient être du même ordre de grandeur.

Mesure du spin du boson de Higgs

La distribution angulaire des bosons Z et H (l'angle qu'ils font par rapport à la ligne de faisceau) du processus de Higgsstrahlung est sensible au spin et à la parité du boson de Higgs, comme on peut le voir sur les simulations de la figure 2.39.

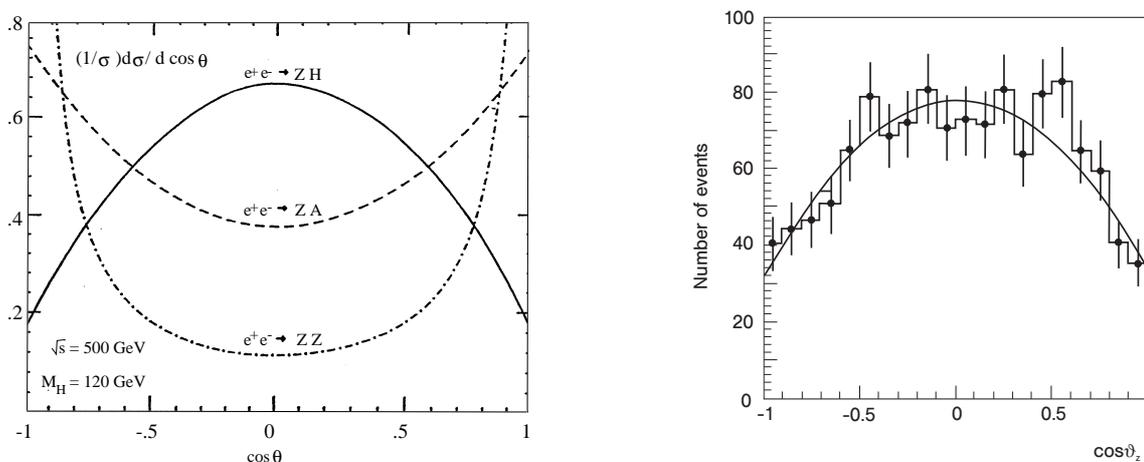


FIG. 2.39 – À gauche, distribution angulaire des bosons Z et H du processus de Higgsstrahlung comparée avec la production des particules pseudoscalaires et des particules de spin 1, pour $m_H = 120$ GeV/ c^2 et $\sqrt{s} = 500$ GeV. À droite, distribution angulaire pour le fond (négligeable) et un signal à 120 GeV/ c^2 , avec une luminosité intégrée de 50 fb $^{-1}$ à $\sqrt{s} = 350$ GeV.

On peut aussi déterminer le spin du boson de Higgs en regardant la forme de la section efficace de Higgsstrahlung près du seuil de production. La figure 2.40 donne l'allure de $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ pour J valant 0, 1 ou 2 dans le cas d'une masse de boson de Higgs de 120 GeV/ c^2 . Si on définit $\beta_{HZ} = \sqrt{s - (m_H + m_Z)^2}$ alors la section efficace est proportionnelle à β_{HZ} si le boson de Higgs est de spin nul, à β_{HZ}^3 s'il est de spin 1 et à β_{HZ}^5 s'il est de spin 2. Quelques fb $^{-1}$ par point de mesure suffisent pour faire la distinction entre les trois cas.

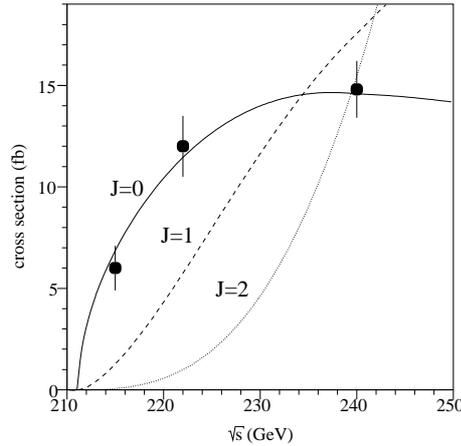


FIG. 2.40 – Mesure simulée de la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ avec 20 fb^{-1} par point à trois énergies différentes, comparée aux prédictions avec $J=0$ (ligne pleine), $J=1$ (ligne en pointillés) et $J=2$ (ligne du bas).

Mesure du couplage aux quarks tops

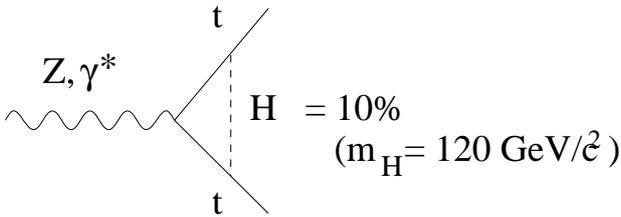


FIG. 2.41 – Intervention du boson de Higgs dans l'état final $t\bar{t}$. Pour une masse de boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ la variation peut aller jusqu'à 10 %.

La méthode la plus sensible expérimentalement est la mesure de la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow t\bar{t})$ au seuil. En effet, l'échange de boson de Higgs entre les deux quarks tops, montré sur la figure 2.41, affecte la forme de la courbe (l'effet est de l'ordre de 10 % pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$).

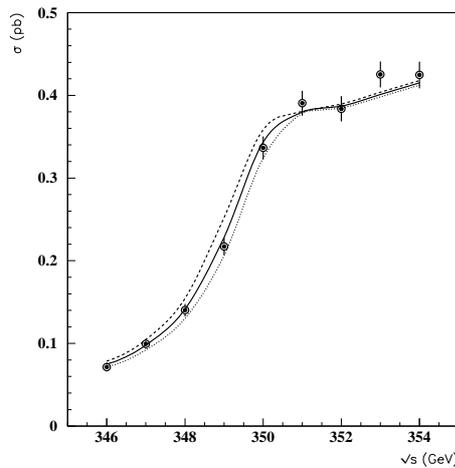


FIG. 2.42 – Section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en tenant compte des radiations dans l'état initial et du beamstrahlung. Les points et leurs barres d'erreur représentent ce qui est attendu pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} . Les courbes en pointillés montrent l'effet d'une variation de $\pm 100 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse du top.

La figure 2.42 montre la section efficace de production de paires de tops. Les barres d'erreur affichées nécessitent plus de 10 fb^{-1} par point de mesure. Les corrélations avec m_t , la constante α_s , la largeur du top et les corrections QCD qui ne sont connues qu'à l'ordre sub-sub-dominant, ne permettent malheureusement pas d'espérer une précision meilleure que 30 à 40 % sur g_{ttH} .

La figure 2.42 montre la section efficace de production de paires de tops. Les barres d'erreur affichées nécessitent plus de 10 fb^{-1} par point de mesure. Les corrélations avec m_t , la constante α_s , la largeur du top et les corrections QCD qui ne sont connues qu'à l'ordre sub-sub-dominant, ne permettent malheureusement pas d'espérer une précision meilleure que 30 à 40 % sur g_{ttH} .

Une deuxième solution, plus difficile mais *in fine* plus précise, consiste à étudier l'émission d'un boson de Higgs par un des tops de la paire créée aux collisionneurs par le processus dont le diagramme est montré sur la figure 2.43. Cette étude ne peut évidemment se faire que bien au-delà du seuil de production $t\bar{t}$, et nécessite une énergie dans le centre de masse au moins égale à 800 GeV.

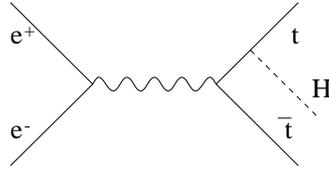


FIG. 2.43 – Émission d'un boson de Higgs par un quark top du processus $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$.

La signature de ces événements est un état final $Wb W\bar{b} b\bar{b}$. La figure 2.44 montre que si on veut une incertitude sur le couplage de 10 %, il faut, même à 800 GeV, une luminosité intégrée de l'ordre de 1 ab^{-1} .

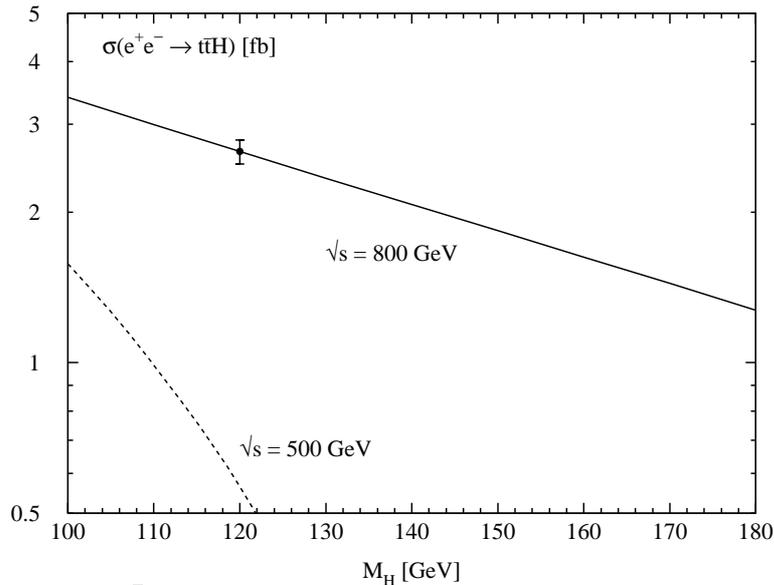


FIG. 2.44 – Section efficace $t\bar{t}H$ calculée à l'ordre d'une boucle (NLO), en fonction de la masse du boson de Higgs à $\sqrt{s} = 500$ et 800 GeV . Le point et sa barre d'erreur montrent la précision attendue pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ pour une luminosité intégrée de 1000 fb^{-1} .

Couplage HHH

Le modèle standard prédit un auto-couplage λ pour le boson de Higgs. Il prédit donc aussi la section efficace de double production de bosons de Higgs dont les diagrammes sont représentés sur la figure 2.45.

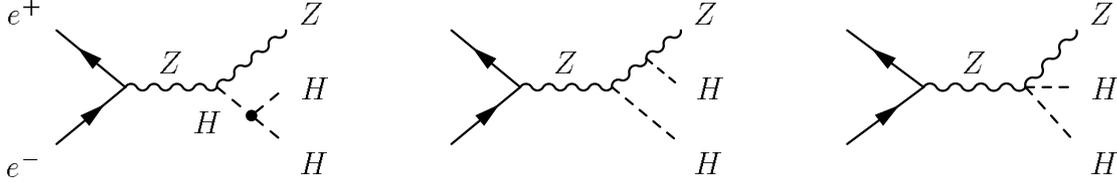


FIG. 2.45 – Diagrammes de la double production de bosons de Higgs associée à un boson Z . Seul le premier graphe est sensible à λ .

La signature de tels événements est un état final contenant quatre jets de b et un Z . La section efficace de la double production est montrée sur la figure 2.46.

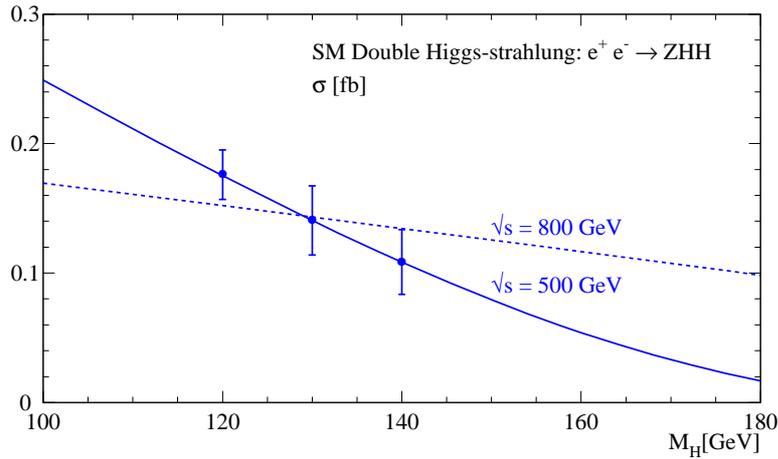


FIG. 2.46 – Section efficace du double Higgsstrahlung $e^+e^- \rightarrow ZHH$ en fonction de m_H à $\sqrt{s} = 500$ et 800 GeV. Les points avec leurs barres d'erreur illustrent la précision qu'il est possible d'atteindre avec 1000 fb^{-1} .

Avec une luminosité intégrée de 1000 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 500$ GeV on peut atteindre sur la section efficace les précisions suivantes.

m_H (GeV/c^2)	120	130	140
$\delta\sigma/\sigma$	17 %	19 %	23 %

Les résultats restent modestes, mais il s'agira là de la première mesure significative de cet auto-couplage.

Curiosité : voir un boson de Higgs invisible !

Un boson de Higgs produit par Higgsstrahlung peut se voir même dans le cas où il se désintègre en particules invisibles (comme la particule supersymétrique la plus légère par exemple). En effet, le Z produit en association avec le boson de Higgs invisible peut se détecter comme une paire de leptons ou de jets, accompagnée d'une grande impulsion et masse manquante (alors égale à la masse du boson de Higgs). Les distributions de masse manquante sont montrées pour $m_H=115$ et $140 \text{ GeV}/c^2$, avec seulement 10 fb^{-1} (dans le cas où la section efficace de production est égale à celle prédite par le modèle standard), sur les figures 2.47.

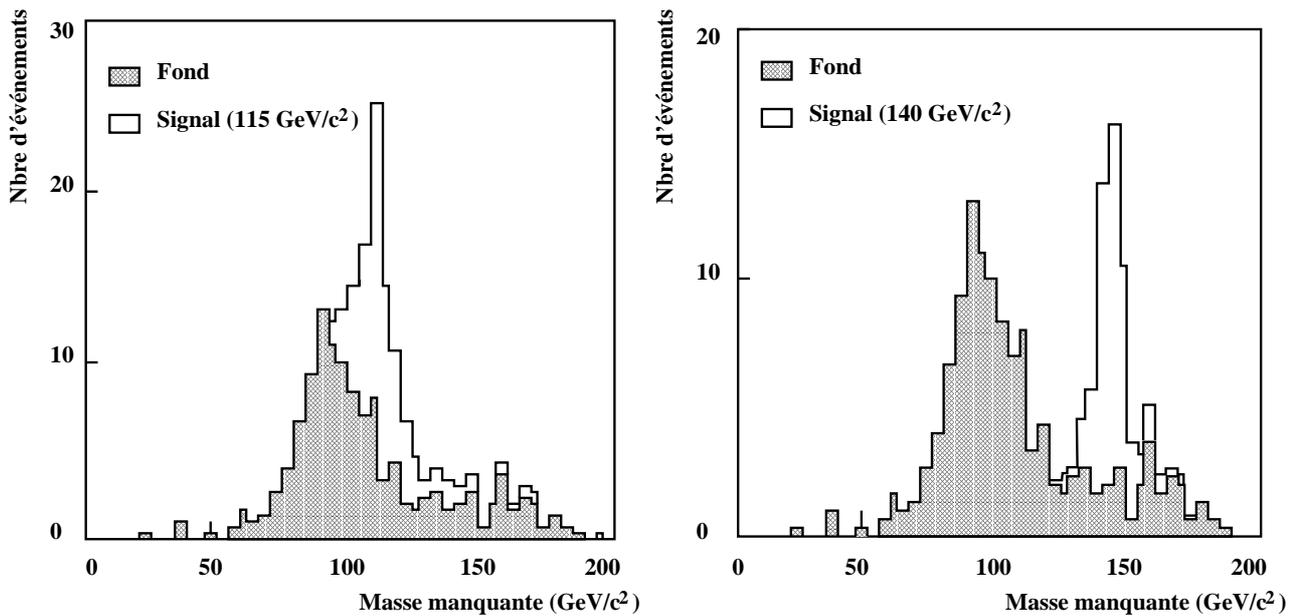


FIG. 2.47 – Simulations des distributions de masse manquante dans le cas de la recherche d'un Higgs en neutralinos pour $m_H = 115 \text{ GeV}/c^2$ à gauche et $m_H = 140 \text{ GeV}/c^2$ à droite, avec une luminosité de quelques fb^{-1} seulement, et avec un détecteur de type LEP.

Résumé des mesures directes

Pour conclure cette section, voici une vue d'ensemble des résultats qu'un collisionneur linéaire e^+e^- de 350 ou 500 GeV permettra d'obtenir avec une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} (deux ans de prise de données à la luminosité nominale), sur les mesures de précision des rapports d'embranchements d'un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ (table 2.7 à gauche). Ainsi qu'indiqué dans la table, ces mesures sont toutes sensibles à une certaine combinaison des couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge. Un ajustement global permet alors d'obtenir chacun de ces couplages, avec une précision attendue de l'ordre du pourcent, comme l'indique la table 2.7 à droite.

Il est important de réaliser que ces mesures de précision ne sont pas juste à faire pour la beauté du geste (ou pour ajouter quelques lignes dans le PDG...) mais qu'elles pourraient avoir une certaine sensibilité à de la nouvelle physique. Elles pourraient donc donner des pistes sur l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, ainsi qu'il est montré dans le chapitre suivant dans le cadre du MSSM.

mesure	incertitude relative	sensible à
$\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \text{bb})$	2.4 %	$g_{\text{HZZ}} \times g_{\text{Hbb}}$
$\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \text{cc})$	8.3 %	$g_{\text{HZZ}} \times g_{\text{Hcc}}$
$\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \tau\tau)$	5 %	$g_{\text{HZZ}} \times g_{\text{H}\tau\tau}$
$\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \text{gg})$	5.5 %	$g_{\text{HZZ}} \times g_{\text{Htt}}$
$\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \text{WW})$	5.1 %	$g_{\text{HZZ}} \times g_{\text{HWW}}$
$\sigma_{\text{HZ}} \times \text{BR}(\text{H} \rightarrow \gamma\gamma)$	26 %	$g_{\text{HZZ}} \times g_{\text{Htt}}$
$\sigma(\text{ee} \rightarrow \text{HZ})$	2.5 %	g_{HZZ}
$\sigma(\text{ee} \rightarrow \text{H}\nu\nu)$	2.8 %	$g_{\text{Hbb}} \times g_{\text{HWW}}$
$\sigma(\text{ee} \rightarrow \text{tt})$	2 %	g_{Htt}



couplage	erreur totale
g_{HWW}	1.2 %
g_{HZZ}	1.2 %
g_{Htt}	2.2 %
g_{Hbb}	2.1 %
g_{Hcc}	3.1 %
$g_{\text{H}\tau\tau}$	3.2 %

TAB. 2.7 – À gauche, précisions sur les rapports d'embranchements d'un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ accessibles auprès d'un futur collisionneur linéaire e^+e^- avec une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} ; à droite, précisions sur les couplages du boson de Higgs qu'un ajustement global partir des précédentes mesures permet d'obtenir.

2.2.2 Recherche d'un secteur de Higgs lourd dans le MSSM

Description rapide du secteur de Higgs dans le MSSM

Dans le MSSM, le secteur de Higgs contient deux doublets scalaires dont les valeurs moyennes dans le vide sont notées v_1 et v_2 (on pose alors $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$) et qui correspondent à cinq bosons de Higgs physiques : trois neutres, h et H , états propres pairs de CP, et A état propre impair de CP, et deux chargés, H^+ et H^- . Le mélange des deux états pairs sous CP est caractérisé par un angle noté α . Les angles α et β sont phénoménologiquement importants car ils interviennent dans les sections efficaces de production et les couplages. En particulier, on a

$$g_{\text{ZZh}}/g_{\text{ZZH}}^{\text{SM}} = \sin(\beta - \alpha)$$

Quand $\sin^2(\beta - \alpha)$ tend vers 1, les masses des bosons de Higgs neutres les plus lourds tendent vers l'infini et le boson de Higgs neutre le plus léger, h , se comporte comme le boson de Higgs du modèle standard. C'est ce qu'on appelle la limite de découplage.

Bien que le nombre de paramètres libres du MSSM soit élevé, son secteur de Higgs peut être décrit par seulement deux paramètres, m_A et $\tan \beta$, à l'ordre des arbres. Les masses des bosons de Higgs reçoivent alors des corrections radiatives proportionnelles à m_t^4 , et qui dépendent en particulier de la masse des stops et de leur mélange. Dans ce qui suit et lorsque c'est nécessaire, ces paramètres supplémentaires sont fixés de sorte que la masse du boson de Higgs le plus léger soit la plus élevée possible (scenario appelé « maximum m_h » ou « maximum mixing ») : c'est la configuration la plus pessimiste pour un collisionneur linéaire (comme elle l'était pour le LEP) et la plus avantageuse pour le LHC. Les résultats attendus dans cette configuration sont donc valables dans toutes les autres.

Situation post LEP/LHC

La figure 2.48 montre à gauche la zone du plan $(m_A, \tan \beta)$ exclue par les recherches auprès du LEP, dans le cas du scenario « maximum m_h ». À droite, dans le même plan, sont portées

les zones qui vont être explorées auprès du LHC (ici c'est l'exemple d'ATLAS qui est donné). Tout le plan sera couvert par les expériences LHC : au moins un boson de Higgs sera trouvé, ou la supersymétrie sera exclue, du moins dans ses versions actuelles. Notons que les expériences LHC pourront aussi découvrir les squarks et les gluinos. La tâche des collisionneurs linéaires portera donc surtout sur les mesures de précision et la compréhension de la brisure de la symétrie électrofaible plus que sur les découvertes.

Néanmoins, la zone blanche de la figure 2.48 de droite n'est accessible au LHC que *via* le boson de Higgs le plus léger, h , où il se comporte comme un boson de Higgs standard. Ainsi qu'il est expliqué plus loin, les expériences auprès des collisionneurs linéaires auront la possibilité, si m_A n'est pas trop élevée, de le distinguer d'un boson de Higgs standard grâce à la détermination précise de ses couplages, et/ou à la découverte des autres bosons de Higgs, H , A et H^\pm .

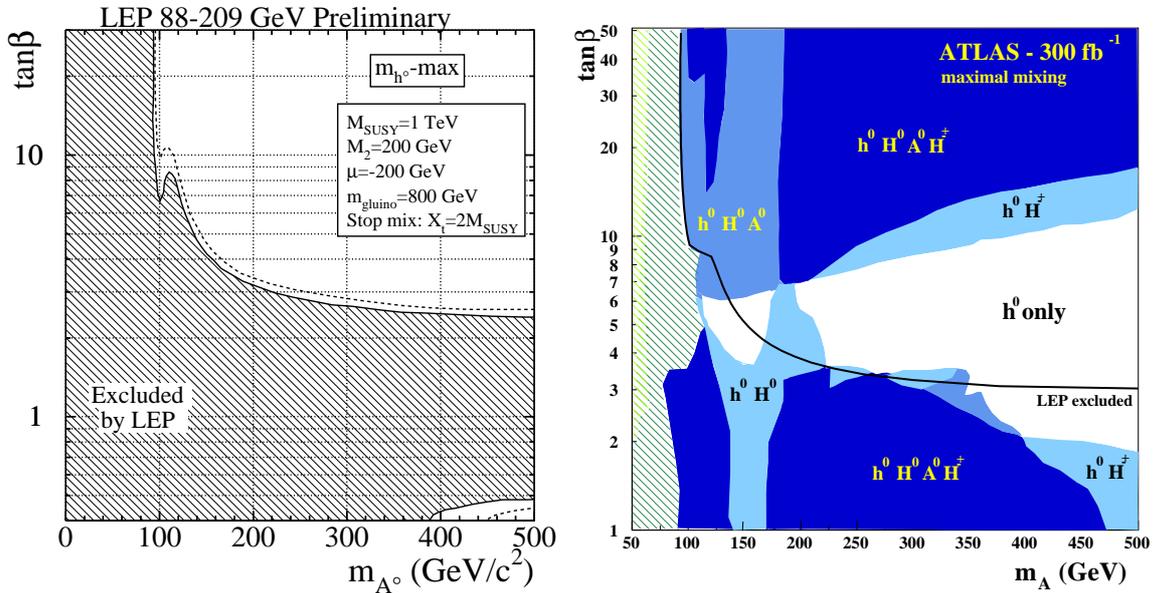


FIG. 2.48 – Dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ et pour le scénario « maximum m_h », zone couverte par les expériences LEP, à gauche. À droite, bosons de Higgs observables par ATLAS avec une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

Recherches directes

Pour la recherche directe des bosons de Higgs neutres, au moins six processus peuvent être utilisés simultanément : $e^+e^- \rightarrow hZ$, $h\nu\bar{\nu}$ et HA , d'une part, dont les sections efficaces sont proportionnelles à $\sin^2(\beta - \alpha)$, et $e^+e^- \rightarrow HZ$, $H\nu\bar{\nu}$ et hA , d'autre part, dont les sections efficaces sont proportionnelles à $\cos^2(\beta - \alpha)$. Les états finals sont identiques à ceux étudiés à LEP, et des algorithmes de sélection presque identiques peuvent être utilisés. Comme montré sur la figure 2.49, le plan $(m_A, \tan\beta)$ peut être subdivisé en quatre régions selon la valeur de $\sin^2(\beta - \alpha)$:

- Dans la région (1), $m_h = 115\text{-}130 \text{ GeV}/c^2$ (la valeur exacte dépend de la masse du top et du secteur des stops), et h se comporte comme dans le modèle standard, puisque $\sin^2(\beta - \alpha) = 1$. Les processus $e^+e^- \rightarrow hZ$ et $h\nu\bar{\nu}$ sont produits avec la section efficace standard, et peuvent être découverts en quelques heures. Les processus $e^+e^- \rightarrow HZ$, $H\nu\bar{\nu}$ et hA sont inexistantes puisque $\cos^2(\beta - \alpha)$ est voisin de 0, et les bosons H et A sont trop lourds pour que $e^+e^- \rightarrow HA$

soit accessible ($m_{H,A} > \sqrt{s}/2$).

- Dans la région (2), la situation est identique à la région (1), à l'exception notable du processus $e^+e^- \rightarrow HA$ qui est maintenant ouvert, avec une section efficace élevée, et avec $m_H \approx m_A$.
- Dans la région (3), la situation est inverse puisque $\cos^2(\beta - \alpha)$ est voisin de 1. On a alors $m_H = 115\text{-}130 \text{ GeV}/c^2$, H se comporte comme dans le modèle standard et $e^+e^- \rightarrow HZ$ et $H\nu\bar{\nu}$ sont produits copieusement. Il en est de même pour $e^+e^- \rightarrow hA$, avec $m_h \approx m_A$. Au contraire, $e^+e^- \rightarrow hZ$, $h\nu\bar{\nu}$ et HA sont quasi-inexistants.
- Finalement, dans la région (4), tous les processus sont permis cinématiquement. Aucun n'est produit avec la section efficace maximale, mais aucun n'est fortement désavantagé non plus. La masse des trois bosons de Higgs neutres y est voisine de $115\text{-}130 \text{ GeV}/c^2$.

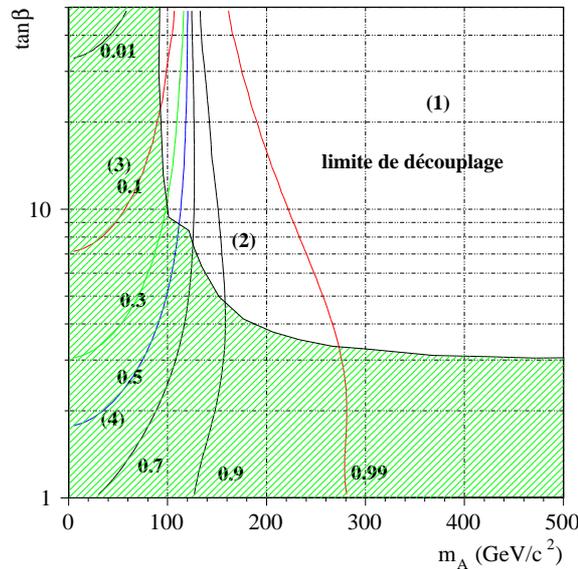


FIG. 2.49 – Lignes iso- $\sin^2(\beta - \alpha)$ dans le plan $(m_A, \tan \beta)$. Dans la zone (1), seulement h est découvert alors que dans les trois autres zones, les cinq bosons de Higgs peuvent être découverts simultanément. La zone hachurée est exclue par LEP indépendamment des autres paramètres du MSSM.

Comme $\cos^2(\beta - \alpha) + \sin^2(\beta - \alpha) = 1$, la somme des sections efficaces de production de H et h, *via* les processus de Higgsstrahlung ou de fusion, est constante et est égale à la section efficace correspondant dans le modèle standard sur tout le plan $(m_A, \tan \beta)$. La conclusion est la même que pour le LHC : au moins un boson de Higgs de masse égale à $115\text{-}130 \text{ GeV}/c^2$ et d'un comportement quasi-standard sera trouvé (en quelques heures seulement, alors qu'il faudra plusieurs années au LHC pour couvrir tout le plan), ou la supersymétrie devra être complètement revue par les théoriciens, voire abandonnée.

De plus, une partie de la zone blanche de la figure 2.48 peut devenir colorée (jusqu'à $m_A = 250 \text{ GeV}/c^2$ pour $\sqrt{s}=500 \text{ GeV}$) par la découverte simultanée de h, H et A, ainsi que des bosons de Higgs chargés (dont la masse est voisine de m_A aussi).

Le plan entier est couvert par des recherches du type HZ ou hZ, ce qui ne représente aucune amélioration par rapport aux capacités de recherche du LHC. Les recherches de HA ou H^+H^- sont limitées aux cas où $m_A < \sqrt{s}/2$ (c'est-à-dire entre 175 et 250 GeV). Naïvement, on pourrait être tenté d'utiliser cet argument de couverture de la zone blanche pour justifier une montée en énergie, autour de 800 GeV pour le projet TESLA.

En effet, les simulations des figures 2.50 indiquent qu'avec une luminosité intégrée inférieure à 500 fb^{-1} à 800 GeV on pourrait mettre en évidence les bosons H, A et H^\pm jusqu'à $m_A \approx 400 \text{ GeV}/c^2$, indépendamment de $\tan\beta$. La couverture du domaine $250 \rightarrow 400 \text{ GeV}/c^2$ est évidemment importante, mais le coût d'une extension à $\sqrt{s}=800 \text{ GeV}$ est-il justifié s'il n'existe aucun indice montrant que m_A est effectivement plus petite que $400 \text{ GeV}/c^2$?

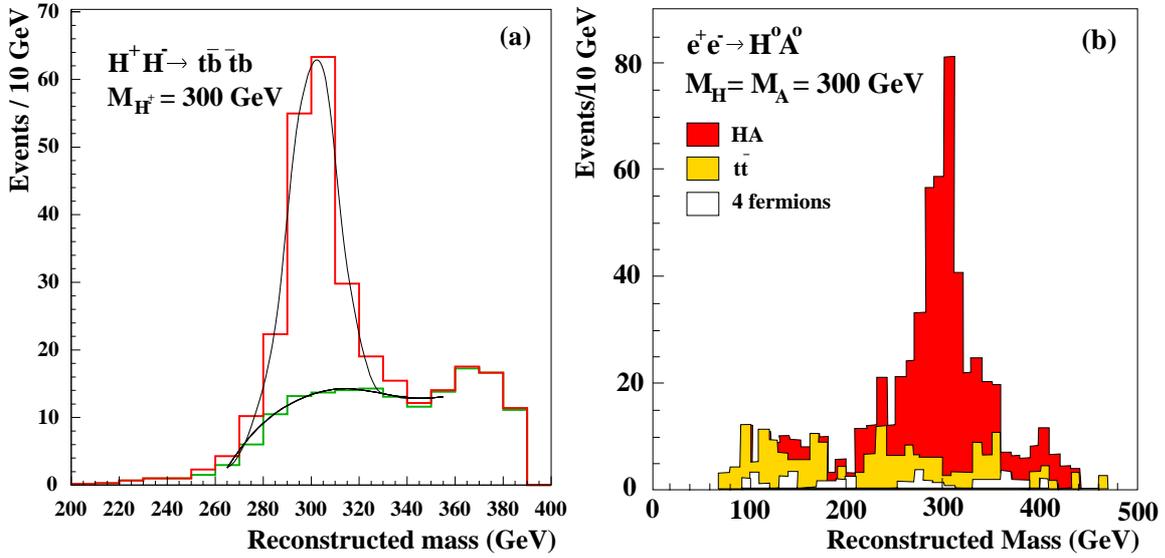


FIG. 2.50 – À gauche, masse invariante des systèmes à deux jets pour les candidats $e^+e^- \rightarrow H^+H^- \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$, pour une luminosité de 500 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$. À droite, distribution en masse des états finaux $HA \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ pour une luminosité de 50 fb^{-1} à 800 GeV.

Détermination indirecte de m_A

Il se trouve justement qu'on peut espérer être sensible à des valeurs de m_A d'au moins $400 \text{ GeV}/c^2$ grâce à la détermination précise des couplages aux fermions et aux bosons de jauge du h, comme expliqué dans la section précédente. On a en effet :

$$\begin{aligned} g_{hWW} &= g_{HWW}^{\text{SM}} \times \sin(\beta - \alpha) \\ g_{hbb} &= g_{Hbb}^{\text{SM}} \times \sin\alpha / \cos\beta \\ g_{hcc} &= g_{Hcc}^{\text{SM}} \times \cos\alpha / \sin\beta \end{aligned}$$

où g^{SM} est le couplage concerné dans le cas d'un boson de Higgs standard.

Par exemple, la figure 2.51 montre la précision statistique que l'on peut atteindre sur $g_{hbb}/g_{Hbb}^{\text{SM}}$ et $g_{hcc}/g_{Hcc}^{\text{SM}}$, comparée aux prédictions du MSSM pour des valeurs de m_A variant de $200 \text{ GeV}/c^2$ à $1 \text{ TeV}/c^2$. On voit que la puissance statistique de la mesure peut permettre de distinguer un boson de Higgs du MSSM du cas standard jusqu'à $m_A = 600 \text{ GeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance.

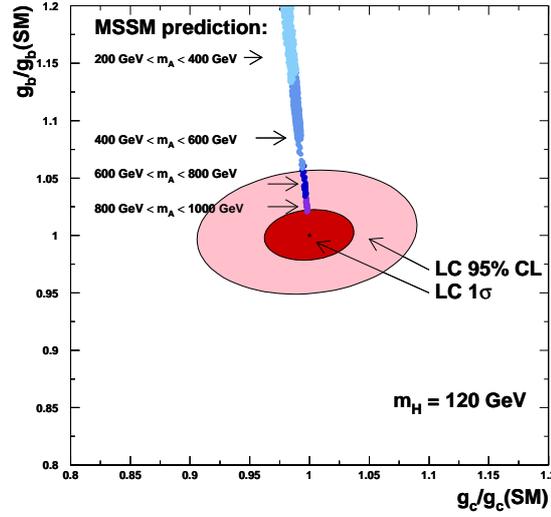


FIG. 2.51 – Sensibilité attendue des couplages du boson de Higgs H (à $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$) aux quarks c et b pour différents intervalles de masse du boson A. La figure est construite pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} .

Cependant, la puissance statistique n'est pas tout, car les prédictions du MSSM dépendent de paramètres théoriques comme la masse du quark b, la valeur de α_s , le rapport entre les masses du quark c et du quark b, la masse du quark top. En combinant quadratiquement la précision statistique des mesures et l'incertitude systématique provenant de ces paramètres, on obtient la figure 2.52 où l'écart entre les valeurs prédites par le MSSM et le modèle standard divisé par l'incertitude (statistique plus systématique) est représenté pour $m_h = 115 \text{ GeV}/c^2$ et pour différents rapports de rapports d'embranchement mesurés. Les rapports d'embranchement en $b\bar{b}$ et en $c\bar{c}$ ne permettent de distinguer le MSSM du modèle standard à 95 % de niveau de confiance que jusque $400 \text{ GeV}/c^2$ environ.

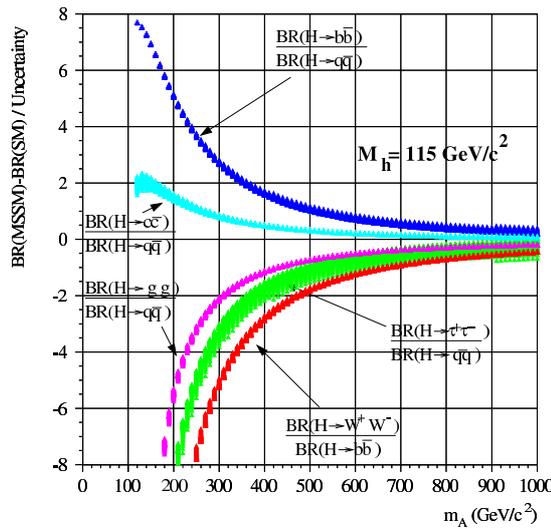


FIG. 2.52 – Écarts relatifs au modèle standard observables *via* les rapports de rapports de branchements en fonction de la masse du boson A, avec m_h fixée à $115 \text{ GeV}/c^2$ (un balayage des autres paramètres du MSSM donne la largeur de chacune des courbes). Les incertitudes systématiques sont incluses.

On peut deviner sur la figure 2.51, cependant, que le rapport d'embranchement en WW a également une grande sensibilité. En combinant l'ensemble des mesures par un simple χ^2 prenant en compte les corrélations, on obtient les écarts MSSM/SM de la figure 2.53. On attend une déviation de 3σ pour une masse m_A inférieure à 500 GeV/c^2 et de 2σ (correspondant à 95 % CL environ) pour $m_A < 600 \text{ GeV}/c^2$. La figure 2.53 montre les déviations attendues au modèle standard en fonction de m_A et $\tan\beta$. On voit que plus la masse du boson A est grande plus la sensibilité à la nouvelle physique est faible.

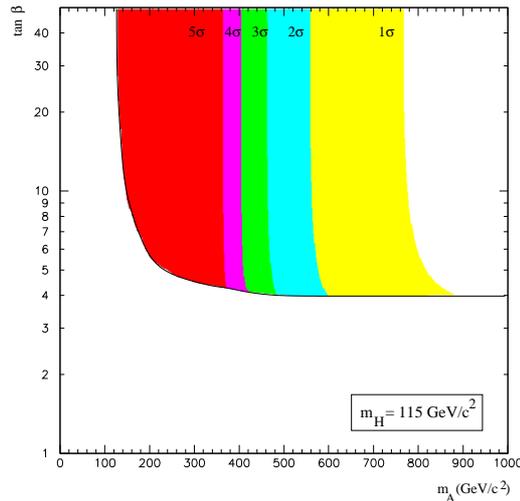


FIG. 2.53 – Déviations au modèle standard attendues en fonction de m_A et $\tan\beta$. Les incertitudes systématiques sont incluses.

De fait, l'incertitude sur la prédiction de m_A est très liée à sa valeur. Plus le boson A est lourd moins la prédiction faite à partir des mesures des rapports de branchements est fiable. La figure 2.54 montre l'incertitude δm_A en GeV/c^2 en fonction de la masse du boson A. La zone la plus sombre ne prend en compte que les erreurs statistiques.

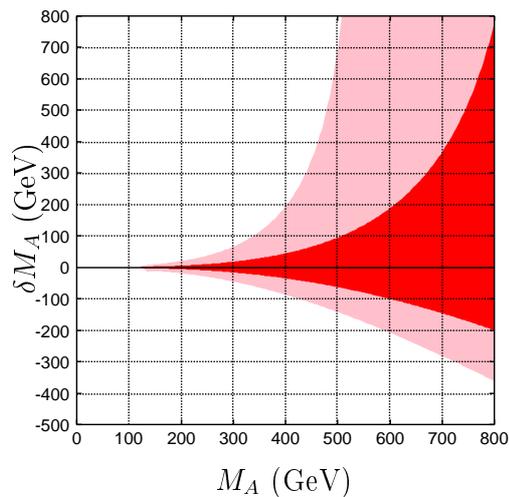


FIG. 2.54 – Incertitude sur la prédiction de m_A obtenue à partir des mesures de précision des propriétés du h. L'exemple correspond à une luminosité de 500 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ auprès de JLC, avec $\tan\beta = 6$ et $m_h = 120 \text{ GeV}/c^2$. La zone sombre correspond aux erreurs statistiques, la zone plus claire contient les incertitudes systématiques.

On voit que si la masse du boson A est de $400 \text{ GeV}/c^2$ l'incertitude statistique est de $25 \text{ GeV}/c^2$. Ceci est calculé pour une zone de l'espace des paramètres fixée ($\tan \beta$, masse des quarks en particulier du b, masse du boson de Higgs H, etc...) Si on prend en compte les incertitudes systématiques sur la valeur des paramètres standards (comme la masse du quark b ou la valeur de α_s), l'incertitude sur la prédiction de m_A est doublée. Elle est encore multipliée par un facteur deux si on fait varier les paramètres supersymétriques ($\tan \beta$, masses du stop, mélange des stops, masses des gauginos) avec lesquels m_A est très corrélée. On obtient une incertitude de $\pm 100 \text{ GeV}/c^2$ pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$.

Une fois la masse du boson A prédite, et si elle est inférieure à $400 \text{ GeV}/c^2$, il est possible de découvrir les bosons A et H auprès d'un collisionneur Compton, sans augmenter l'énergie des faisceaux d'électrons au-delà de 250 GeV , où les bosons de Higgs lourds sont produits comme des résonances : $\gamma\gamma \rightarrow H, A$. On aurait également un argument très fort pour augmenter l'énergie du collisionneur e^+e^- jusqu'à 800 GeV .

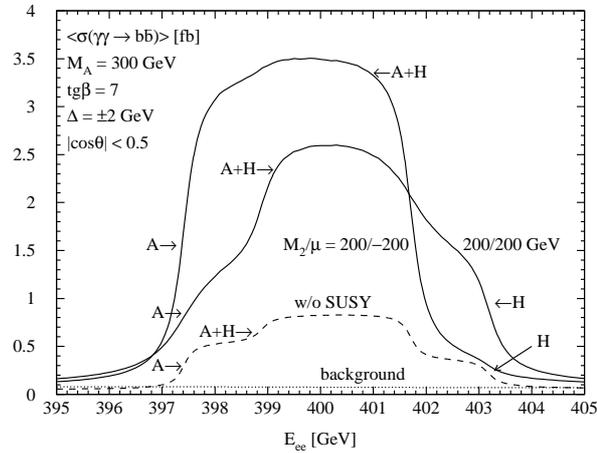


FIG. 2.55 – Balayage du seuil de production de H et A en fonction de l'énergie des faisceaux d'électrons, en considérant les états finals $b\bar{b}$, pour $m_A=300 \text{ GeV}/c^2$.

La figure 2.55 montre l'exemple de la recherche d'états finals $b\bar{b}$ auprès d'un collisionneur Compton. On fait un balayage fin de la région autour des masses attendues et on voit d'abord arriver le boson A puis une superposition des deux bosons A et H puis il ne reste que H. Si la zone de l'espace des paramètres supersymétriques est favorable, on peut distinguer A et H en voyant les « marches » dans la section efficace de production. Le problème réside dans les statistiques extrêmement faibles : dans le meilleur des cas, on pourrait avoir une centaine d'événements par an. D'autre part, cette recherche requiert de balayer toute la zone autorisée en masse du boson A. Une extension du collisionneur e^+e^- semble plus favorable.

Si seul un boson de Higgs standard est observé

Dans le cas où on ne trouve qu'un boson de Higgs de type standard, il faut alors se résoudre à faire des mesures de précision pour mesurer les corrections quantiques bien plus précisément qu'à LEP, avec l'option GigaZ, *i.e.* :

- Mesurer m_t avec une précision de $100 \text{ MeV}/c^2$ en effectuant un balayage autour du seuil de production, $\sqrt{s} \sim 2m_t$.

- Mesurer la masse du W avec une précision de $5 \text{ MeV}/c^2$ avec la même technique ($\sqrt{s} \sim 2m_W$). Pour ces deux mesures (m_t et m_W), il faut alors connaître avec une grande précision la luminosité et l'énergie, deux problèmes qui n'ont pas encore de solutions éprouvées.
- Mesurer l'asymétrie gauche/droite A_{LR} ($\sqrt{s} = m_Z$) avec une précision de $3 \cdot 10^{-5}$. Les deux faisceaux doivent être polarisés. En revanche, il n'est nécessaire ni de mesurer la luminosité ni la polarisation des faisceaux, parce qu'on peut mesurer l'asymétrie en changeant aléatoirement à chaque collision la configuration de polarisation P_1 pour les électrons et P_2 pour les positons, on a alors trois mesures pour trois inconnues :

asymétrie mesurée	valeur
$\frac{N(\Rightarrow\Leftarrow) - N(\Leftarrow\Rightarrow)}{N(\Rightarrow\Leftarrow) + N(\Leftarrow\Rightarrow)}$	$A_{LR} \frac{P_1 - P_2}{1 - P_1 P_2}$
$\frac{N(\Leftarrow 0) - N(0 \Rightarrow)}{N(\Leftarrow 0) + N(0 \Rightarrow)}$	$A_{LR} P_1$
$\frac{N(0 \Leftarrow) - N(0 \Rightarrow)}{N(0 \Leftarrow) + N(0 \Rightarrow)}$	$A_{LR} P_2$

où N est le nombre d'événements hadroniques comptés dans chacune des configurations de polarisation mentionnée.

Comme dans le cas du LEP, on fait alors un ajustement global pour en déduire m_H . On peut alors comparer la valeur de m_H prédite dans le modèle standard avec la valeur de m_H mesurée par la recherche directe, pour ainsi vérifier la cohérence du modèle. Une différence significative indiquerait enfin la présence de nouvelle physique. Les courbes de la figure 2.56 donnent en fonction de m_h le χ^2 de l'ajustement tel qu'en 2000 (courbe en pointillés) et tel que prévu auprès d'un collisionneur linéaire en mode GigaZ (en trait plein). Il ne faut pas perdre de vue que les incertitudes théoriques (par exemple sur α_{QED}) continueront de limiter la précision de l'ajustement.

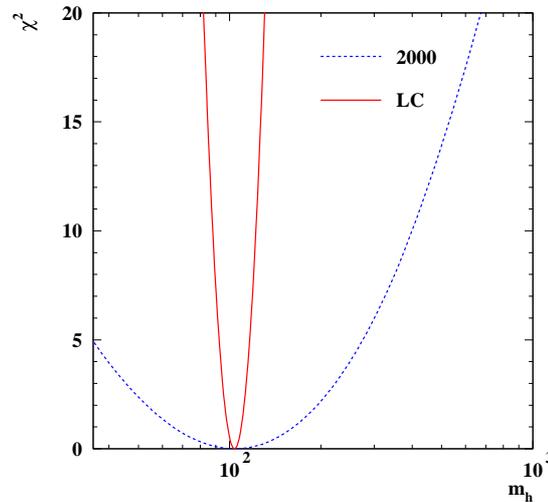


FIG. 2.56 – En fonction de la masse m_h , χ^2 avant et après GigaZ.

2.3 Conclusion

Pour résumer l'intérêt d'un collisionneur linéaire e^+e^- , on peut se reporter au diagramme de la figure 2.57, qui montre que, quoiqu'ait décidé la Nature, une telle machine est nécessaire pour comprendre les choses.

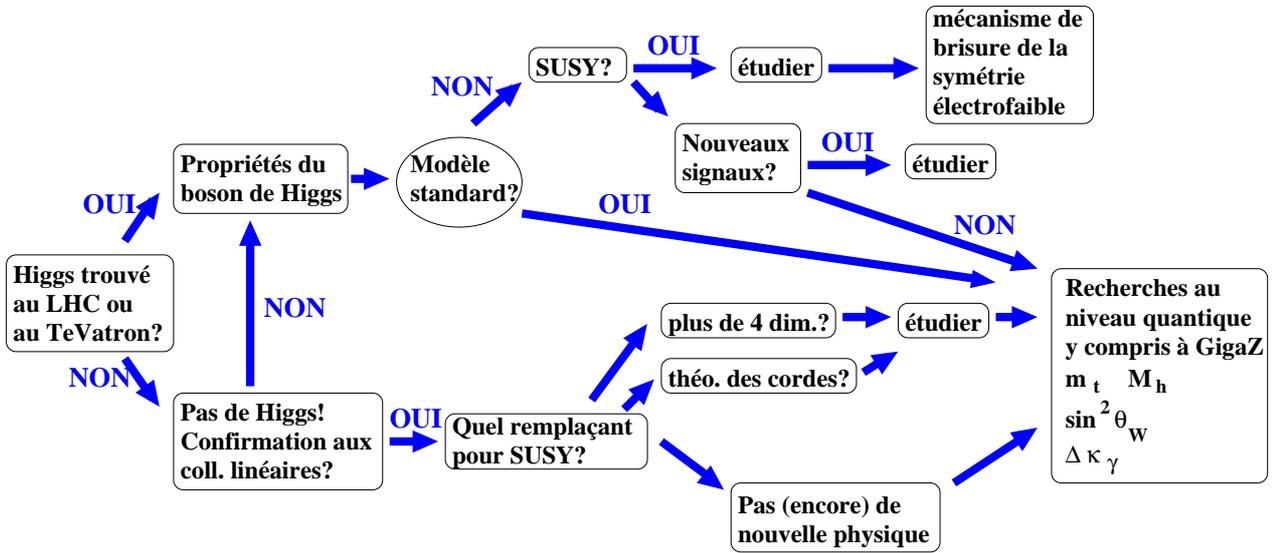


FIG. 2.57 – Le labyrinthe de la brisure de symétrie électrofaible.

Comme on peut s'en douter, il s'agit là du point de vue forcément biaisé d'un fan de collisionneurs linéaires. On peut, à la lumière de ce cours, essayer de tirer des conclusions objectives.

Comme on a pu le voir, un collisionneur linéaire e^+e^- est un outil unique pour tester toutes les prédictions de la brisure de symétrie électrofaible au niveau de quelques pourcents, si la masse du boson de Higgs standard est inférieure à $160 \text{ GeV}/c^2$.

Par contre, si m_H est supérieure à $160 \text{ GeV}/c^2$, un collisionneur linéaire ne permet pas de gagner beaucoup par rapport au LHC. En effet, le boson de Higgs se désintègre alors essentiellement en WW et ZZ , et ces modes seront copieusement produits et mesurés avec précision par le LHC dans les modes leptoniques.

Avec les mesures de précision que nous venons d'aborder, un collisionneur linéaire à 350 GeV peut prédire la valeur de la masse du boson A si elle est inférieure à $400 \text{ GeV}/c^2$. Il peut aussi permettre de voir les écarts au modèle standard si m_A est inférieure à $600\text{-}700 \text{ GeV}/c^2$. Dans ce cas, le LHC aura déjà probablement vu de la nouvelle physique, ce qui permettra de mieux orienter la stratégie en énergie du collisionneur.

Au jour d'aujourd'hui, il y a peu de justifications physiques pour une augmentation faible de l'énergie (500 GeV , 800 GeV ou 1 TeV). Le futur, *i.e.*, le résultat des mesures effectuées au LHC et lors de la première phase d'un collisionneur linéaire, dira quel est le besoin en énergie. L'intérêt de l'option GigaZ repose sur la possibilité non encore démontrée de mesurer luminosité et énergie avec une précision de l'ordre de 10^{-5} , et sur des améliorations encore virtuelles de la

précision des mesures de paramètres comme $\alpha_{\text{QED}}(m_Z)$, par exemple.

Un peu de politique

Une collisionneur linéaire représente un investissement financier colossal (de cinq à sept milliards de dollars pour une énergie de 350 à 500 GeV, plus si on envisage de passer à 800 GeV ou 1 TeV). L'investissement en temps est substantiel, puisqu'une telle machine demandera au moins huit années de construction.

Les physiciens, et surtout vous, les jeunes physiciens qui utiliseront cette machine dans une décennie ou plus doivent s'accorder

- sur le projet lui-même : un collisionneur linéaire est-il la bonne étape après les machines hadroniques ? (L'orateur pense que oui);
- sur l'énergie dans le centre de masse, au moins dans un premier temps (l'orateur penche pour 350 GeV, avec possibilité de descendre jusqu'à m_Z en gardant une haute luminosité. L'étape suivante n'a pas encore de justification claire);
- sur la meilleure technologie (TESLA : 2003 ? C-band : maintenant, X-band : après 2004, CLIC : pas avant 2015);
- sur le lieu de construction, et pour ne construire qu'une seule machine à « basse énergie » (en dessous du TeV);
- pour convaincre les gouvernements, même si la construction est décidée dans un autre pays.

De l'avis de l'orateur, quelque soit le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, un collisionneur linéaire de 350 GeV est essentiel pour le comprendre mieux. En plus, il n'est pas nécessaire d'attendre les résultats du LHC pour se lancer dans le projet au vu de leur complémentarité.

Après des années de recherche et développement, l'opportunité de faire de la belle physique avec une machine unique VOUS est offerte. Vous devez la saisir à bras le corps, pour vous et pour l'avenir de la physique des particules.

Chapitre 3

La physique du Higgs auprès des collisionneurs $\mu^+\mu^-$

3.1 Introduction

Dans un proche avenir, les détecteurs du LHC enregistreront les événements des premières collisions pp à 14 TeV. On peut raisonnablement penser que le Tevatron, le LHC et le futur collisionneur linéaire à électrons permettront la mise en évidence de nouvelles particules, comme le(s) boson(s) de Higgs ou les partenaires supersymétriques les plus légers.

Les paramètres de ces nouveaux états (masse, largeur, couplages, ...) doivent être mesurés précisément pour contraindre les modèles théoriques et améliorer notre compréhension des interactions fondamentales. La première étape de ces mesures de précisions aura sans doute été menée auprès d'un collisionneur linéaire de 350 ou 500 GeV, mais on a vu (section 3.3) que la sensibilité de ces mesures à un secteur de Higgs plus lourd est limitée à des masses de l'ordre de 400 GeV/ c^2 . De nouvelles mesures de précision, accessibles auprès de collisionneurs à muons, sont nécessaires pour aller plus loin.

Deux mots-clé reviendront souvent au cours de ce chapitre: luminosité et résolution.

Luminosité pour obtenir une statistique élevée à chacun des seuils de production et sur chacune des résonances à étudier; résolution pour déterminer l'énergie des faisceaux, afin de mesurer avec précision toutes les masses et les largeurs de ces résonances.

La solution naturelle à ces mesures de précision réside dans l'élaboration d'un collisionneur à muons. A cause de la durée de vie minuscule du muon (2,2 μ s au repos), un tel projet comporte une multitude de problèmes technologiques. Le fruit de ces recherches devrait chronologiquement donner jour à un accélérateur linéaire de protons à haute intensité, puis une usine à neutrinos et enfin au tant attendu collisionneur à muons.

Nous montrerons dans une première partie pourquoi les muons sont les outils des mesures de précision. La deuxième partie concernera la description des différents étages du collisionneur à muons. Enfin, nous nous intéresserons dans la troisième partie aux différents aspects techniques nécessaires à l'obtention d'une haute luminosité et d'une bonne définition de l'énergie des faisceaux.

3.2 La physique accessible à un collisionneur à muons

3.2.1 Panorama des découvertes à venir

Bien qu'on s'attende à découvrir toute une série de nouvelles particules au LHC et au collisionneur linéaire e^+e^- , il n'est pas improbable que d'ici quinze ou vingt ans, à la fin de ces deux programmes, seul un boson de Higgs léger, similaire à celui prédit par le modèle standard soit découvert, sans aucun indice pour autre chose. Le cas où rien du tout n'est découvert, même pas un boson de Higgs, n'est pas envisagé ici. Cela signifierait sans doute la fin de la discipline...

Il faudra alors se résoudre à faire plus de mesures aux différentes résonances (Z, H) et aux différents seuils de production (W^+W^- , $t\bar{t}$), afin de repousser les limites de l'inconnu en améliorant la sensibilité à de la physique lourde. Des collisionneurs à muons seront des outils bien meilleurs que ne peuvent l'être les collisionneurs à électrons.

Si d'autres bosons de Higgs sont découverts (h, H, A), il faudra également les étudier en production par résonance. Seuls les collisionneurs à muons ont cette capacité.

Si enfin, le LHC et le LC ont découvert, par exemple, des particules supersymétriques, il sera important, par l'étude précise des nouvelles résonances, de tester la théorie sous-jacente et d'en mesurer les paramètres, afin d'aller de l'avant dans la compréhension de nos origines fondamentales. Un travail fait sur mesure pour les collisionneurs à muons !

3.2.2 Le muon, un lepton lourd

Mais qu'y a-t-il donc de si spécial avec les muons pour en faire des outils si fins pour la physique des particules ? En voici les principales caractéristiques.

- Tout d'abord, les muons, au même titre que les électrons, sont des leptons, ce qui confère à priori aux collisionneurs à muons les mêmes avantages que les collisionneurs à électrons (par opposition aux protons):
 - l'état initial est parfaitement connu (énergie, impulsion, charge);
 - les bruits de fond de physique sont connus et ont une section efficace plutôt faible;
 - les muons sont des particules élémentaires, et les collisions se font donc à l'énergie des faisceaux, sans débris.
- En plus d'être des leptons, les muons sont lourds, ce qui leur confère les mêmes avantages que les protons (au contraire des électrons):
 - le rayonnement synchrotron est négligeable, ce qui permet d'obtenir des énergies potentiellement très élevées dans des anneaux de collisions de dimensions réduites (coût réduit);
 - le bremsstrahlung est inexistant, donc l'énergie des muons est très bien définie;

- le couplage au boson de Higgs est grand (dans un rapport m_μ / m_e) par rapport aux électrons;
- Par ailleurs, les muons sont polarisés (ils sont produits par désintégration faible de pions). Cette caractéristique est essentielle pour la mesure précise de l'énergie dans le centre de masse;
- Finalement, les muons se désintègrent avec deux neutrinos de saveurs connues dans l'état final, sans bruit de fond des autres saveurs. La porte aux usines à neutrinos est ouverte.

Ces caractéristiques peuvent se résumer de manière laconique : un collisionneur à muons peut faire tout ce qu'un collisionneur à électrons peut faire, mais un collisionneur à muons peut faire beaucoup plus. Certes, la première partie de l'affirmation doit être tempérée par quelques faiblesses :

- la luminosité est au moins un facteur dix plus petite (à cause du peu de temps disponible pour le refroidissement des muons);
- les bruits de fond dans le détecteur (muons, électrons de désintégration, photons de bremsstrahlung de ces électrons...) sont plus importants;
- la radioactivité due au grand nombre de neutrinos émis peut devenir un problème à très haute énergie;
- la masse des muons ferme la possibilité d'un collisionneur Compton;

mais ces faiblesses sont plus que compensées par des perspectives de physique inégalables :

- grâce au couplage $H \rightarrow \mu\mu$, la section efficace de production directe $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow H)$ est 40000 fois plus grande que $\sigma(e^+e^- \rightarrow H)$, et devient de ce fait macroscopique : on peut donc balayer et étudier toutes les résonances de Higgs (h, H, A)
- la résolution de l'énergie du faisceau peut être excellente, et de surcroît, l'énergie peut être mesurée parfaitement : on peut donc faire de la physique de précision sur toutes les résonances (Z, H), quelle qu'en soit la largeur, et à tous les seuils de production (W^+W^- , $t\bar{t}$, ...).

Ces perspectives seront étudiées dans la dernière partie de ce chapitre.

3.3 Description des étages du collisionneur

3.3.1 La chaîne de production des muons

Les muons injectés dans le collisionneur proviennent de la désintégration de pions chargés, eux-même issus de l'interaction du faisceau primaire de protons avec une cible fixe.

On entrevoit déjà les étapes nécessaires à l'obtention d'un nombre de muons suffisant pour une luminosité instantanée de l'ordre de $10^{31} - 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit une luminosité intégrée annuelle de plusieurs centaines de pb^{-1} (figure 3.1):

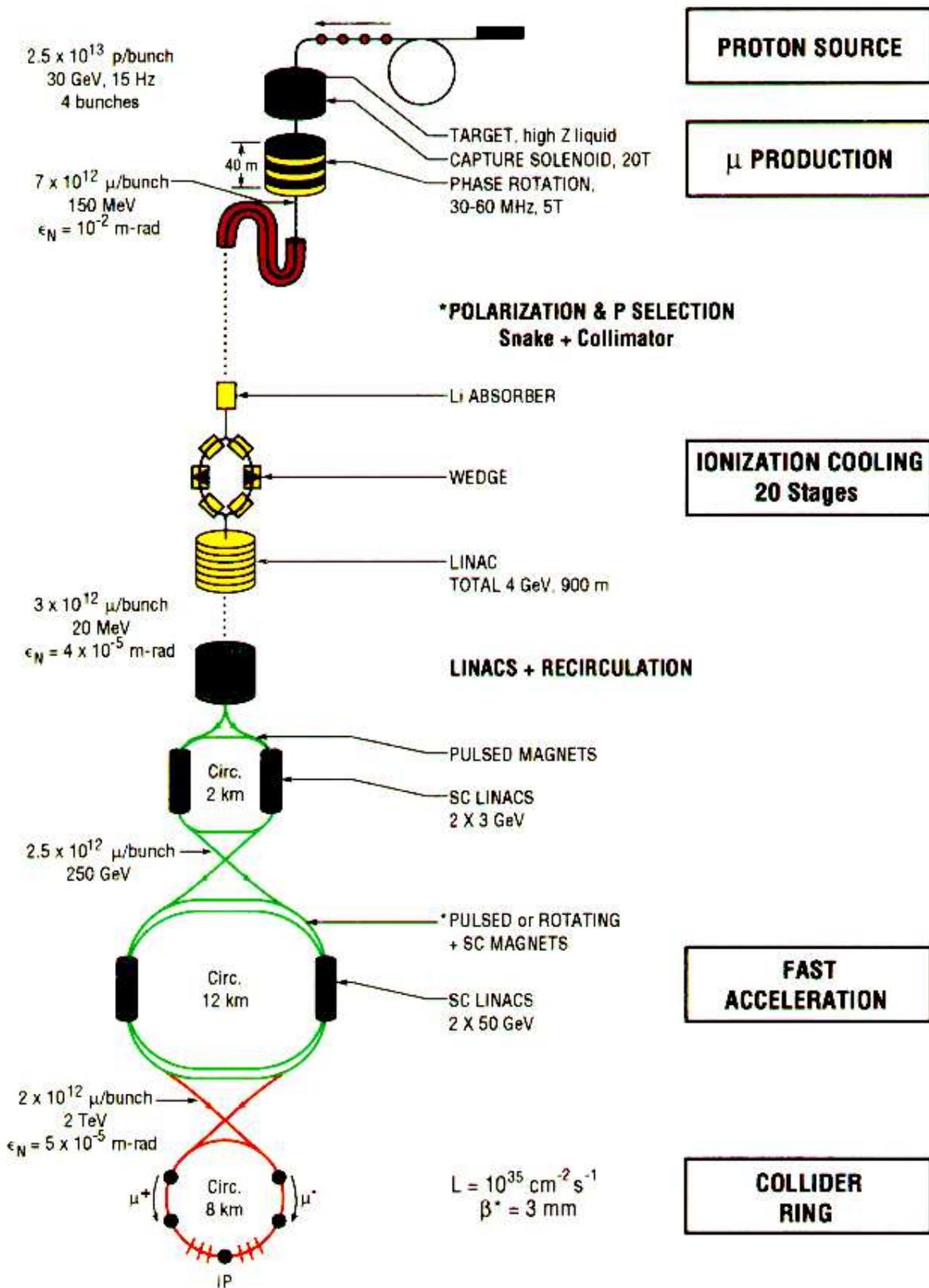


FIG. 3.1 – Vue schématique des étages du collisionneur à muons à 4 TeV comportant une source de protons, un système de collection et de refroidissement des muons et un étage d'accélération à haute énergie.

- une source de protons intense, de l'ordre de 10^{16} particules par seconde (section 3.3.2),
- une cible capable de supporter un tel flux sans se vaporiser (section 3.3.3),
- un système de collection efficace des pions chargés créés après interaction des protons dans la cible, puis des muons issus de la désintégration en vol des pions (section 3.3.4),
- un système innovant de refroidissement du faisceau, pour atteindre très rapidement une dispersion en énergie et une section transverse adéquats pour la luminosité recherchée (section 3.3.5),
- un étage d'accélération amenant les muons à une énergie de 20 à 57,5 GeV (ou plus), qui peut-être couplé à un système de stockage à sections droites (en forme de nœud papillon) pour la production de faisceaux de neutrinos (section 3.3.6),
- un premier anneau de collision à 115 GeV (ou plus, si m_h est plus grand) dans le centre de masse, pour l'étude précise de la résonance du boson de Higgs le plus léger. Cet anneau, représenté sur la figure 3.2 dans un projet qui pourrait être physiquement réalisé au CERN, aurait une longueur d'environ 200 mètres. Il pourrait être re-utilisé pour le pic du Z par exemple.
- Dans le schéma de la figure 3.2, un autre étage d'accélération rapide (dont la technologie reste à inventer) dans le tunnel du SpS, pourrait amener les muons à une énergie correspondant au seuil de production de paires de W, de top, ou même sur les résonances des bosons de Higgs les plus lourds (H, A), et un troisième étage, dans le tunnel du LEP/LHC, pour une collisionneur à très haute énergie (jusqu'à 4 TeV).

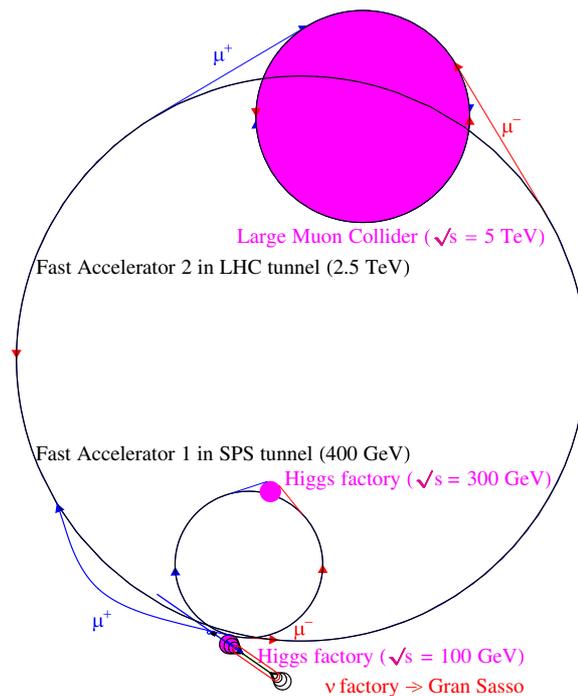


FIG. 3.2 – Un collisionneur à muons inséré dans la structure d'accélérateurs existants au CERN.

Il est important de donner au collisionneur la plus petite taille possible afin d'avoir un maximum de collisions avant la désintégration des muons. En utilisant des aimants de courbure de l'ordre de 9 T (comme au LHC), une estimation des longueurs est donnée dans le tableau 3.1.

TAB. 3.1 – Caractéristiques d'un collisionneur à muons en fonction de l'énergie dans le centre de masse souhaitée, pour des aimants de courbure de 9 Tesla. La longueur du collisionneur augmente avec l'énergie, au même titre que la durée de vie des muons, grâce aux effets relativistes.

Machine	usine à Z	usine à h	tt,H,A	SμS	LμC
\sqrt{s} (GeV)	91	110	350	3500	14000
longueur	160 m	190 m	600 m	6 km	27 km
τ_μ^{lab} (lab)	0,94 ms	1,15 ms	3,6 ms	36 ms	150 ms
$1/\tau_\mu^{lab}$ (Hz)	1066	870	270	27	7

Dans la configuration précédente (B=9 T), un muon accomplit en moyenne 1800 tours avant de se désintégrer et il faut injecter régulièrement de nouveaux muons pour conserver une luminosité suffisante. L'expression de la luminosité instantanée dans un collisionneur à muons ressemble comme deux gouttes d'eau à celle d'un collisionneur à électrons,

$$L = f \frac{N_\mu^+ N_\mu^-}{4\pi\sigma_x\sigma_y},$$

où la fréquence de croisement f (i.e., le nombre de croisements de faisceaux par seconde en un endroit donné) est proportionnel au nombre de tours effectués par chaque muon, en moyenne (en beaucoup moins qu'une seconde), et à la fréquence d'injection de nouveaux muons,

$$f = \frac{\beta\gamma c\tau_\mu}{2\pi R_{anneau}} f_{inject}.$$

Trois termes vont contrôler la luminosité :

- $N_\mu^+ N_\mu^-$ par la production intense de protons et la collection efficace des pions chargés,
- $\sigma_x\sigma_y$ par le refroidissement massif des faisceaux, celui-ci devant être le plus court possible à cause de la durée de vie des muons (τ_μ),
- la fréquence d'injection des muons f_{inject} . Comme le nombre de tours effectués par chaque muon est proportionnel à la durée de vie moyenne, la fréquence d'injection doit varier avec l'inverse de l'énergie pour garder une luminosité identique à basse et à haute énergie.

Après cette description globale de l'accélérateur, nous allons décrire les différents étages clés : l'accélérateur de protons, la collection des pions et des muons et le refroidissement des muons.

3.3.2 L'accélérateur de protons

À cause de l'efficacité limitée de chacune des étapes conduisant aux muons, le nombre de protons initial doit être de quelques 10^{16} protons par seconde pour satisfaire dans un premier temps

les demandes des usines à neutrinos. Il faudra cinq fois plus de protons pour atteindre une luminosité d'au moins $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ avec les collisionneurs à muons. A titre de comparaison, le PS du CERN produit 10^{13} protons par seconde aujourd'hui. Il s'agit d'inventer une technologie capable de faire 1000 fois mieux.

Pour ce faire, un groupe de recherche travaille à la mise au point d'un accélérateur linéaire supraconducteur à protons (SPL pour *Supraconducting Proton Linac*) au CERN.

Le SPL aurait de multiples applications, et est donc un projet assez soutenu au CERN. En effet, il pourrait servir à :

- augmenter la luminosité du LHC d'un ordre de grandeur;
- augmenter l'intensité des faisceaux conventionnels de neutrinos;
- avoir un programme de physique intéressant (désintégrations rares, sensibles à la nouvelle physique) en cibles fixes;
- faire des mesures de précision dans le secteur électrofaible par diffusion de neutrinos;
- et ultimement, délivrer des faisceaux intenses de muons pour une usine à neutrinos, et pour un collisionneur à muons.

Le SPL utilise une partie des cavités supraconductrices issues du démontage de l'accélérateur LEP (figure 3.3). Ces cavités fournissaient en effet 3,5 GeV par tour à 8 paquets de 4×10^{11} électrons. La puissance dispensée par ces cavités est donc suffisante pour accélérer 4×10^{16} particules par seconde à une énergie de l'ordre de 2 à 3 GeV.

L'ensemble de cette ligne accélératrice pourrait être développée au CERN (figure 3.4), pour un coût modéré (350 millions CHF) grâce à la ré-utilisation de ces cavités. Le feu vert de la direction scientifique du CERN est attendu pour l'année 2004, pour une fin de construction du SPL en 2009.

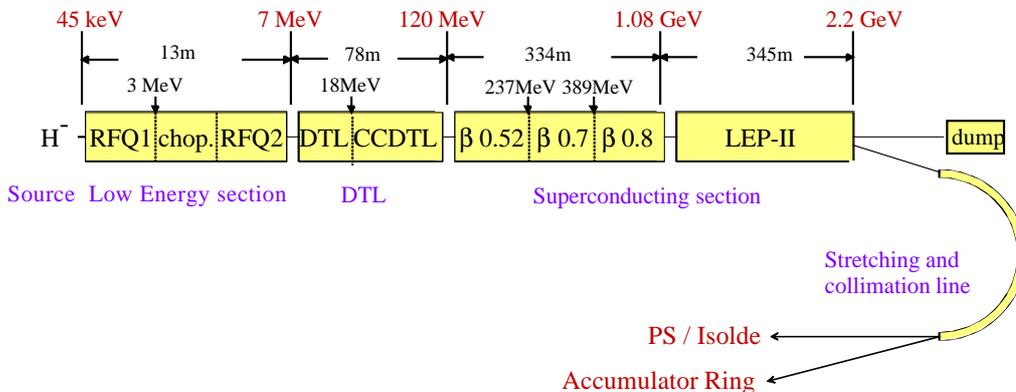


FIG. 3.3 – Éléments de la ligne d'accélération supraconductrice de protons

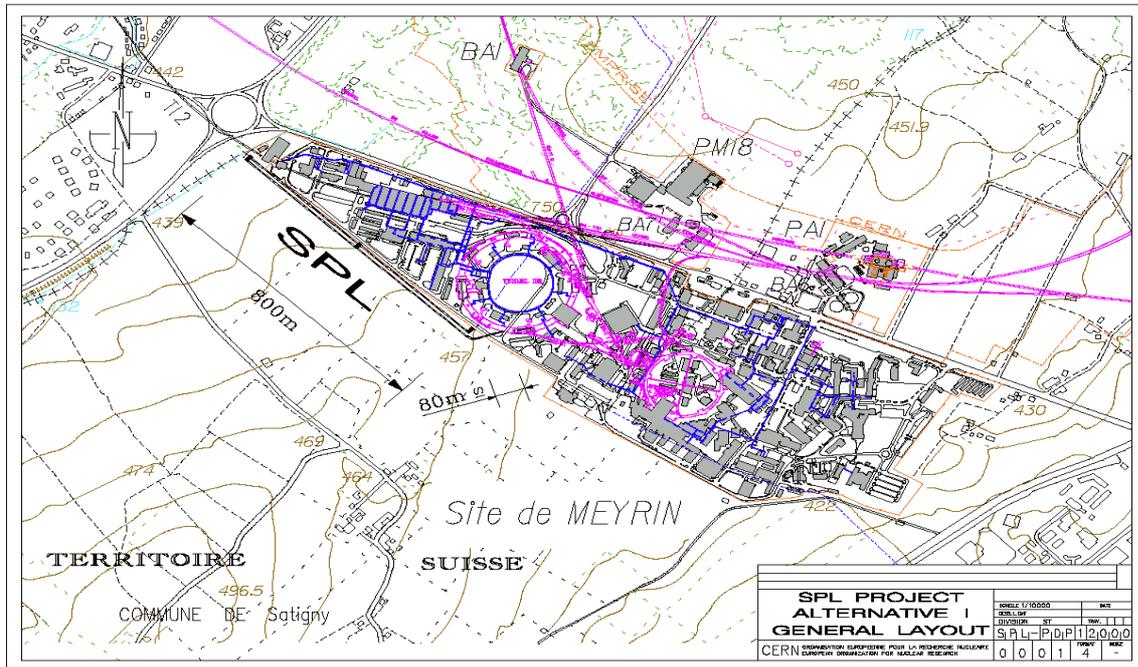


FIG. 3.4 – Intégration géographique du projet SPL au CERN

Le dessin final du SPL sera la conséquence d'un certain nombre d'optimisations. Par exemple, il faut choisir la nature des particules à accélérer. En effet, de simples protons (H^+) donnent naissance lors de leur interaction avec une cible à plus de π^+ que de π^- : le rapport π^-/π^+ vaut 0,6 pour une cible en plomb, ce qui conduirait à plus de μ^+ que de μ^- dans l'état final. Le choix de projectiles iso-scalaires comme les particules alpha permettrait d'égaliser les taux de production, ce qui serait une bonne optimisation pour un collisionneur à muons, et même pour une usine à neutrinos qui voudrait étudier la violation de CP (e.g., entre ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$).

Par ailleurs, le nombre de pions créés par interaction croît avec l'énergie des projectiles, la dépendance étant non-linéaire car elle dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse. D'un autre côté, le taux de répétition pour l'éjection maximale des protons est d'autant plus grand que l'énergie est faible, puisqu'il est limité par la puissance des cavités accélératrices. Il conviendra donc d'optimiser l'énergie du faisceau pour maximiser le nombre de pions créés.

Pour préparer cette optimisation, les mesures effectuées par l'expérience HARP au CERN seront indispensables (figure 3.5). En effet, elles vont permettre de mesurer les sections efficaces de production (totales et différentielles) avec un flux de projectiles de l'ordre de 10^{16} par seconde pour :

- des projectiles de nature différente (proton, deutérium, alpha),
- un faisceau incident d'énergie allant de 2 à 15 GeV,
- des cibles variées (solides, refroidies, ...).

Harp continuera de prendre des données en 2002.

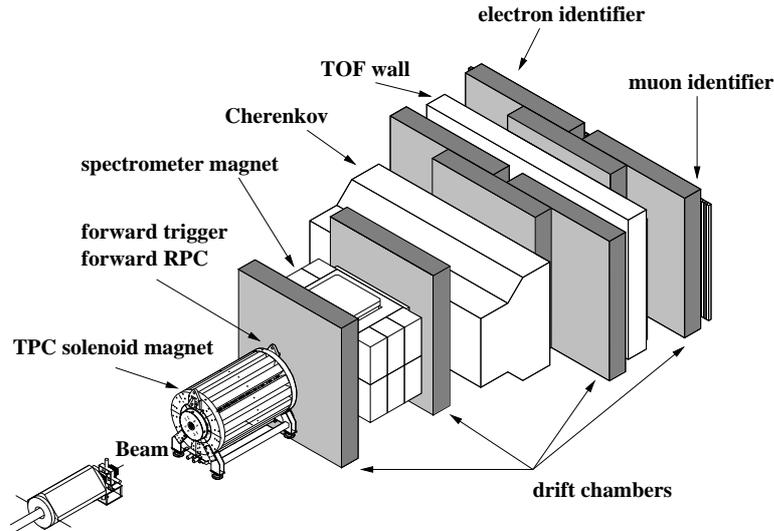


FIG. 3.5 – L'expérience HARP pour la mesure des section efficaces de production hadronique et l'optimisation des faisceaux.

3.3.3 La cible

Les résultats de l'expérience HARP permettront non seulement d'optimiser la nature et l'énergie du faisceau, mais aussi d'étudier des concepts de cibles permettant d'encaisser la puissance du faisceau du SPL. En effet, avec une énergie de 2,2 GeV, un taux de répétition de 75 Hz, des impulsions longues de $3,3 \mu\text{s}$ et contenant $1,5 \times 10^{14}$ protons chacune, la puissance moyenne du faisceau est de l'ordre de 4 MW. Un faisceau continu conduirait à une puissance supérieure à 20 MW. (Cette puissance est nécessaire pour la très haute luminosité dans un collisionneur à muons.)

Cette puissance se retrouve entièrement sur la cible. N'importe quelle cible fixe conventionnelle serait vaporisée dès les tout premiers paquets de protons. Il faut donc refroidir intensément ou régénérer en permanence la cible choisie. Plusieurs options sont envisagées, par exemple :

- une cible liquide (jet de mercure) qui semble adéquate pour une puissance de 4 MW;
- un ruban solide (200 m) en rotation, indispensable pour une puissance de 20 MW;
- une cible granulaire refroidie par eau.

L'expérience E951 à BNL (Brookhaven National Laboratory) étudie les interactions de faisceaux de protons de haute intensité avec des cibles variées. Une étude récente a concerné une cible de mercure en jet continu sur laquelle on envoyait un faisceau pulsé de protons (figure 3.6) formé de paquets de 4×10^{12} protons, de 100 ns de long et de dimensions transverses de quelques mm.

Le jet de mercure est obtenu par l'application d'une pression voisine de deux bars sur une buse d'un centimètre de diamètre, inclinée à $18,5^\circ$. Le jet de mercure atteint sa hauteur maximale après 20 cm de parcours à une vitesse de 4 m/s. Le jet de mercure a une longueur typique de

30 cm et son diamètre sur la longueur d'interaction varie entre 0,7 et 1,7 cm. Il est traversé par le faisceau de protons sur une longueur de 19 cm, comme indiqué sur la figure 3.6.

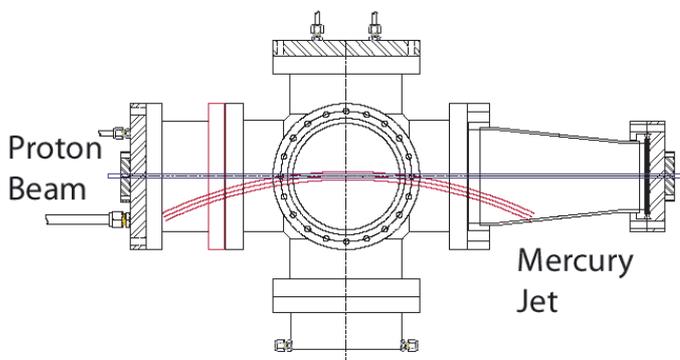


FIG. 3.6 – Dispositif expérimental pour la mesure des interactions du faisceau pulsé de 4×10^{12} protons sur un jet de mercure. Le faisceau de protons arrive par la droite et intercepte le jet de mercure sur une longueur de 19 cm.

L'énergie déposée par le faisceau est de l'ordre de 100 Joules par gramme de mercure et par paquet de protons. Comme il est bien visible sur les photographies de la figure 3.7, le passage des protons dans le jet de mercure provoque de violentes perturbations du jet, presque une explosion de celui-ci. Heureusement, ces perturbations se propagent à la vitesse du son dans le mercure, bien plus faible que la vitesse de protons de quelques GeV. Ainsi, les premières perturbations macroscopiques du jet de mercure n'apparaissent qu'une milliseconde après l'entrée des protons, c'est-à-dire très longtemps après leur passage (la longueur des paquets est de 100 ns). Puis les perturbations se calment progressivement, pour avoir presque complètement disparu au bout de trois millisecondes, c'est-à-dire bien avant l'arrivée du paquet suivant (les paquets arrivent avec une fréquence de 75 Hz, i.e, toutes les 15 millisecondes environ).

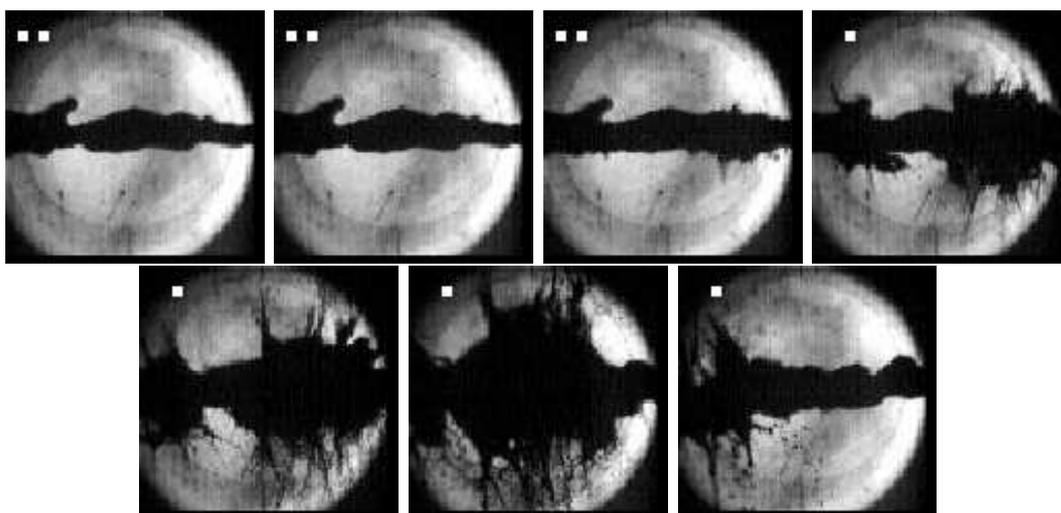


FIG. 3.7 – Photographie des perturbations apparaissant au sein du jet de mercure après interaction avec le faisceau de protons : de gauche à droite et de haut en bas $t = 0$; 0,250; 0,500; 1,175; 1,425; 1,975 et 3,000 ms;

La stabilité hydrodynamique du jet de mercure est largement améliorée si la cible est placée dans un champ magnétique intense, nécessaire pour la collection des pions et des muons (section 3.3.4). On pense que cela éviterait l'explosion du jet dans la période critique entre une et trois millisecondes. Après interaction des protons avec la cible, il faut évacuer le faisceau. L'énergie à éliminer est considérable et la géométrie de l'absorbeur reste à définir.

Si ces études de faisabilité sont encourageantes, un grand nombre de tests et de développements nouveaux sont nécessaires, par exemple :

- tester le comportement de la cible dans un champ de 20 Tesla,
- augmenter la stabilité hydrodynamique et la vitesse des jets de mercure,
- mettre au point la production d'un jet continu de mercure,
- intégrer les canalisations de production du jet de mercure à la structure,
- mesurer les transferts de chaleur entre jet de mercure et structure,
- continuer les études avec d'autres types de cibles.

3.3.4 La collection des pions et des muons

Une fois les problèmes de la cible résolus, il reste une bonne quantité de défis à relever, dont la collection efficace des pions, puis des muons de désintégration. En effet, tous les pions chargés issus de l'interaction protons-cible dont la quantité de mouvement est comprise entre 100 et 400 MeV/c doivent être confinés à l'intérieur d'un rayon voisin de 10 cm, et il en est de même pour les muons de désintégration, dont la dispersion en énergie est encore plus importante. Pour cela, il faut utiliser un champ magnétique très intense (au moins 20 T) produit par des solénoïdes sur une dizaine de mètres (figure 3.8).

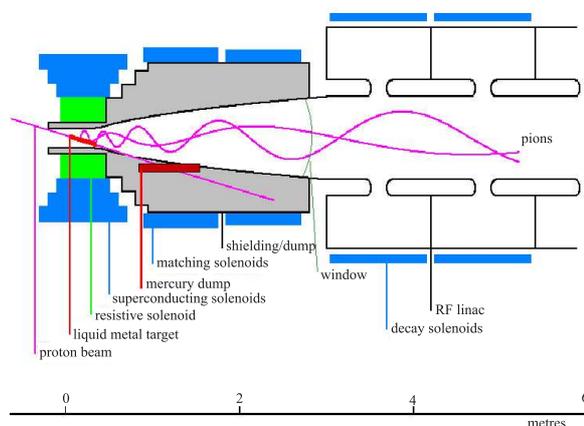


FIG. 3.8 – Vue schématique du système de collection des pions. Après interaction, le faisceau pourrait être envoyé dans une cible de mercure circulant dans la partie basse du dispositif, notée sur la figure *mercury dump*.

Mais ce n'est pas tout ! Il ne faut pas oublier que les paquets de protons ne s'arrêtent pas dans la cible, mais continuent joyeusement leur chemin. Il est donc nécessaire de diriger le faisceau de protons à angle par rapport à l'axe des solénoïdes, puis d'ajouter quelque part un absorbeur très résistant pour les arrêter. Ce défi-là n'a pas encore vraiment trouvé de solution, et certains pensent qu'il serait préférable de ne pas arrêter les protons, mais de les récupérer pour un usage ultérieur dans le SPL.

Quoi qu'il en soit, les muons obtenus après désintégration des pions ont une dispersion telle (Friedrich Dydak a même comparé cette dispersion à l'agitation d'un "Kinder Garten" !) autant en impulsion qu'en position qu'il faut passer par une étape indispensable, le refroidissement, afin d'en faire des faisceaux dignes de ce nom.

3.3.5 Le refroidissement des muons

Puisque les muons se désintègrent rapidement, même s'ils bénéficient de la dilatation du temps grâce à leur énergie, le refroidissement doit se faire quasi-instantanément, en limitant au maximum les pertes de faisceaux. L'affaire, i.e., une diminution de l'émittance des muons par un facteur 10^6 , doit être réglée en moins d'une milliseconde !

En conséquence, les techniques de refroidissement classiques de protons, comme le refroidissement stochastique, qui demandent des heures d'opération, ne sont pas adaptées. Même le refroidissement par rayonnement synchrotron, si efficace pour les électrons, est rendu inopérant par la masse du muon. La seule solution connue à ce jour est le refroidissement par ionisation, lequel convient aussi bien au refroidissement transverse que longitudinal.

Le refroidissement transverse Le principe est remarquablement simple et est illustré en figure 3.9: on fait passer les muons au travers d'un absorbeur, dans lequel ils perdent de l'énergie (i.e., de l'impulsion transverse et de l'impulsion longitudinale dans les mêmes proportions) par ionisation. Ensuite, les muons sont accélérés par des cavités radio-fréquence, ce qui régénère l'impulsion longitudinale originale. Le bilan net est donc une diminution de l'impulsion transverse, et on peut répéter l'opération jusqu'à ce que, en principe au moins, l'impulsion transverse devienne négligeable.

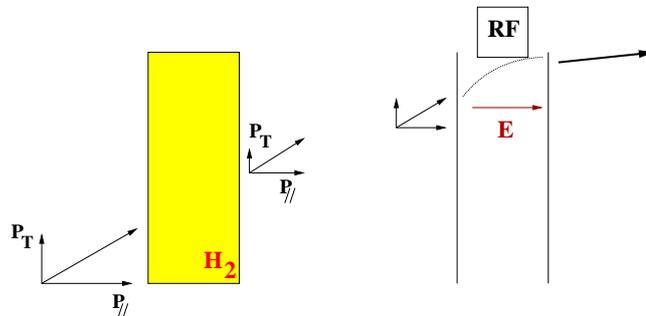


FIG. 3.9 – Refroidissement transverse des muons. On ralentit les muons dans de l'hydrogène liquide (diminution de p_{\perp} et p_{\parallel}) avant de les ré-accelerés à l'aide de cavités RF (augmentation de p_{\parallel}). Le bilan net est une diminution de la quantité de mouvement transverse à l'axe de propagation.

Il existe cependant une limite, car en traversant l'absorbeur, les muons sont aussi réchauffés par diffusion multiple. Le refroidissement s'arrête lorsque l'effet de la diffusion multiple est plus grand que celui de la perte d'énergie par ionisation. Pour reculer cette limite, il faut choisir un matériau léger, dans lequel le rapport entre la diffusion multiple et le dE/dx est favorable. Les absorbeurs retenus aujourd'hui sont donc fait d'hydrogène liquide.

Ce principe sera testé par l'expérience MICE (Muon Ionization Cooling Experiment) qui à l'aide de deux/trois absorbeurs à hydrogène liquide et de huit cavités radio-fréquence délivrant une puissance accélératrice de 30 MW (figure 3.10), espère produire un refroidissement transverse de 10% et le mesurer au moyen de deux trajectographes avec une précision meilleure que 1% en quelques minutes. Outre le principe, qui est tout de même bien connu, l'expérience testera aussi la faisabilité technologique du refroidissement par ionisation : les cavités radiofréquence fonctionnent-elles dans le champ magnétique nécessaire au confinement des muons (5 T ou plus) ? Le radiation de ces cavités n'est-elle pas nuisible au bon fonctionnement des absorbeurs ? Le feu vert est attendu pour 2004.

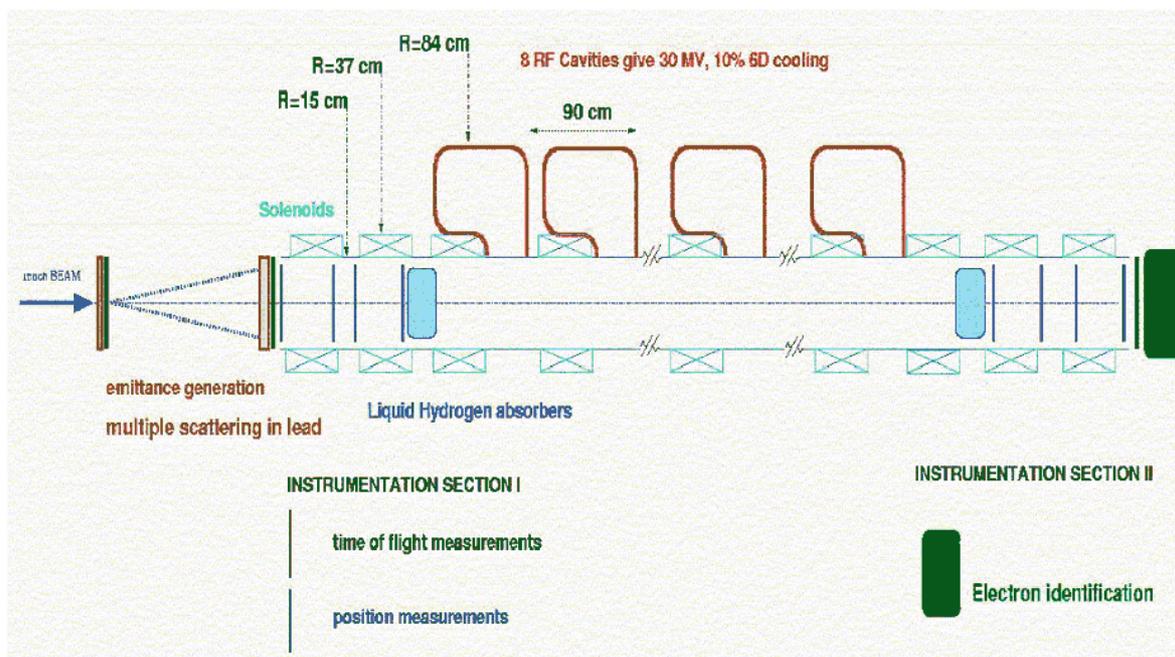


FIG. 3.10 – Schéma de l'expérience MICE pour le refroidissement transverse des muons par perte d'énergie dans l'hydrogène liquide.

Le refroidissement longitudinal Le refroidissement transverse permet de réduire la largeur de la distribution en impulsion transverse, mais il ne fait quasiment rien pour réduire la largeur de la distribution en énergie (ou en impulsion longitudinale). Le refroidissement longitudinal exploite à nouveau le principe de perte d'énergie par ionisation selon le schéma de la figure 3.11.

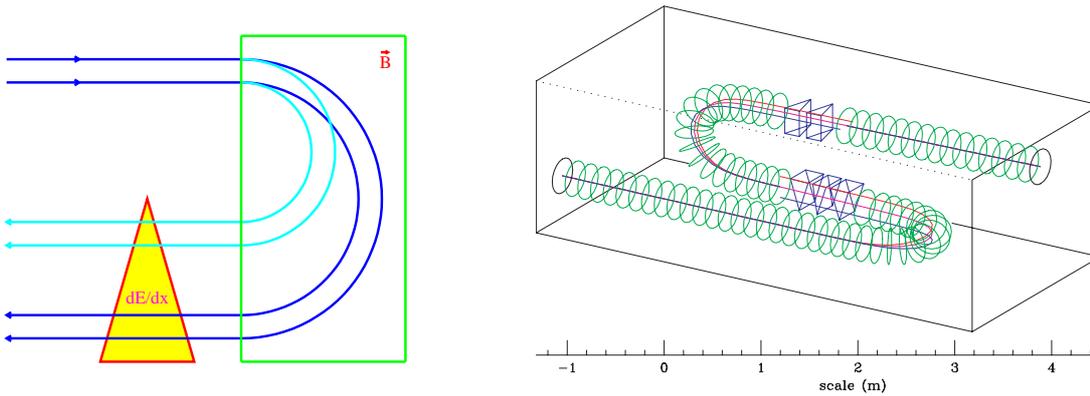


FIG. 3.11 – Principe (à gauche) et vue schématique (à droite) du refroidissement longitudinal.

Sous l'influence d'un champ magnétique dipolaire perpendiculaire à l'axe du faisceau, les muons se séparent lors d'un virage à 180 degrés, selon leur impulsion longitudinale. Un absorbeur en forme de prisme judicieusement calculé permet alors de ralentir beaucoup les muons les plus rapides, et peu les muons les plus lents. Ce faisant, la taille transverse du faisceau augmente, mais rien n'empêche de procéder à une focalisation quadrupolaire par la suite.

La chaîne de refroidissement Une cellule de refroidissement doit donc être constituée d'une partie transverse avec succession d'absorbeurs et de cavités accélératrices radiofréquence, puis d'une partie longitudinale, avec prismes d'absorption et aimants dipolaires et quadrupolaires, le tout confiné dans un champ magnétique axial de 15 à 20 T produit par un (des) solénoïde(s), pour une longueur totale de 25 m.

Des simulations ont montré qu'une telle cellule devrait réduire l'émittance totale d'un tiers. Pour arriver à une réduction d'un facteur 10^6 , une trentaine de cellules est nécessaire, dans une longue chaîne de près d'un kilomètre, comme indiqué sur la figure 3.12.

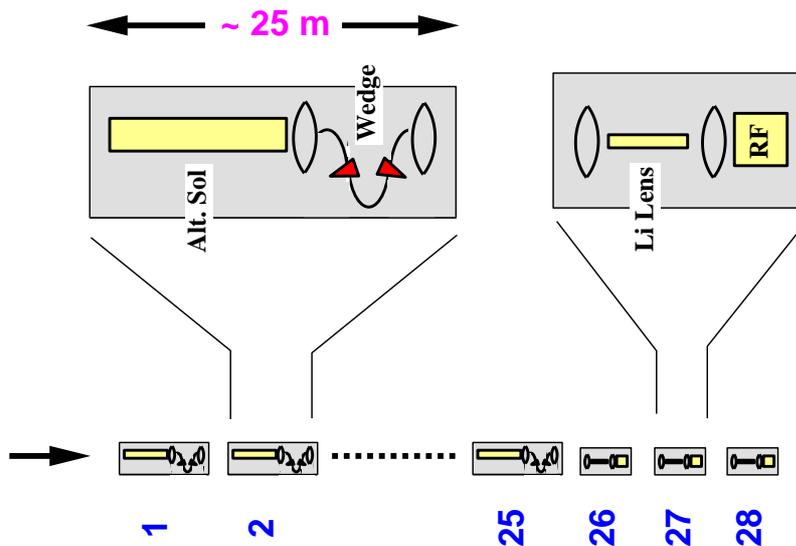


FIG. 3.12 – Chaîne de refroidissement, comprenant une trentaine d'unités de 25 m de long, pour un refroidissement transverse et longitudinal de 10^6 .

Une variante consiste à utiliser un anneau assurant à la fois les fonctions de refroidissement transverse dans les sections droites et longitudinal dans les sections courbes (figure 3.13). Une dizaine de tours suffit à atteindre la réduction d'émittance désirée. Dans ce cas cependant, les problèmes d'injection et d'extraction des muons à 75 Hz restent à résoudre.

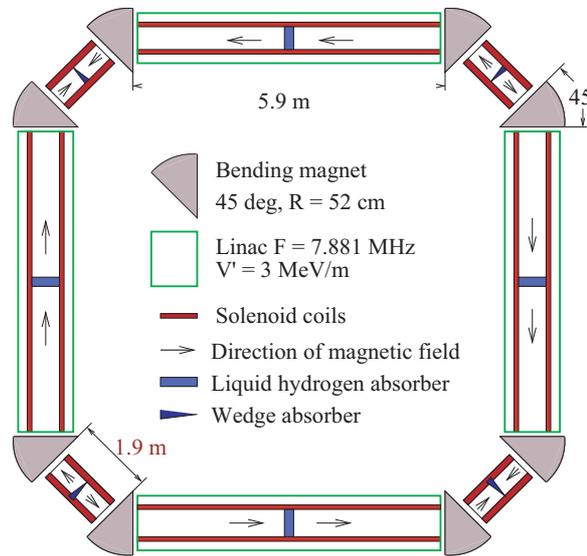


FIG. 3.13 – Anneau comportant des cellules de refroidissement longitudinales et verticales.

3.3.6 La montée en énergie : le recirculateur

Le principe d'accélération ne peut pas être similaire à celui du LEP qui procédait par une lente montée du champ magnétique, pendant près de quinze minutes. On envisage une structure couplant une section droite où les muons gagnent à chaque passage 5 GeV (500 m de cavités RF à 10 MV/m) à des arcs de rayon adapté à l'énergie des muons (5 GeV, 10 GeV, 15 GeV, ...) comme indiqué sur la figure 3.14.

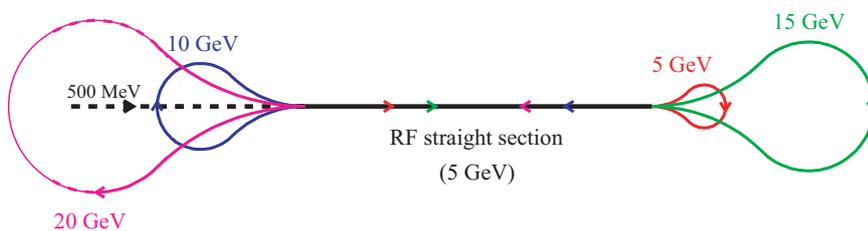


FIG. 3.14 – Accélération des muons (gain de 5 GeV à chaque passage) dans la section droite, couplée à des anneaux de diamètre adapté.

Une accélération jusqu'à 50 GeV nécessiterait ainsi 10 arcs. Le coût doit être optimisé en tenant compte de la puissance accélératrice fournie à chaque passage dans la section droite et du nombre d'arcs nécessaires. Une extension modeste permet alors d'attendre une énergie de 57.5 GeV, nécessaire pour atteindre une énergie en collisions $\mu^+\mu^-$ de 115 GeV. Il faut également rajouter un petit anneau de collision après le recirculateur, comme indiqué en figure 3.15. La production résonante de bosons de Higgs peut commencer.

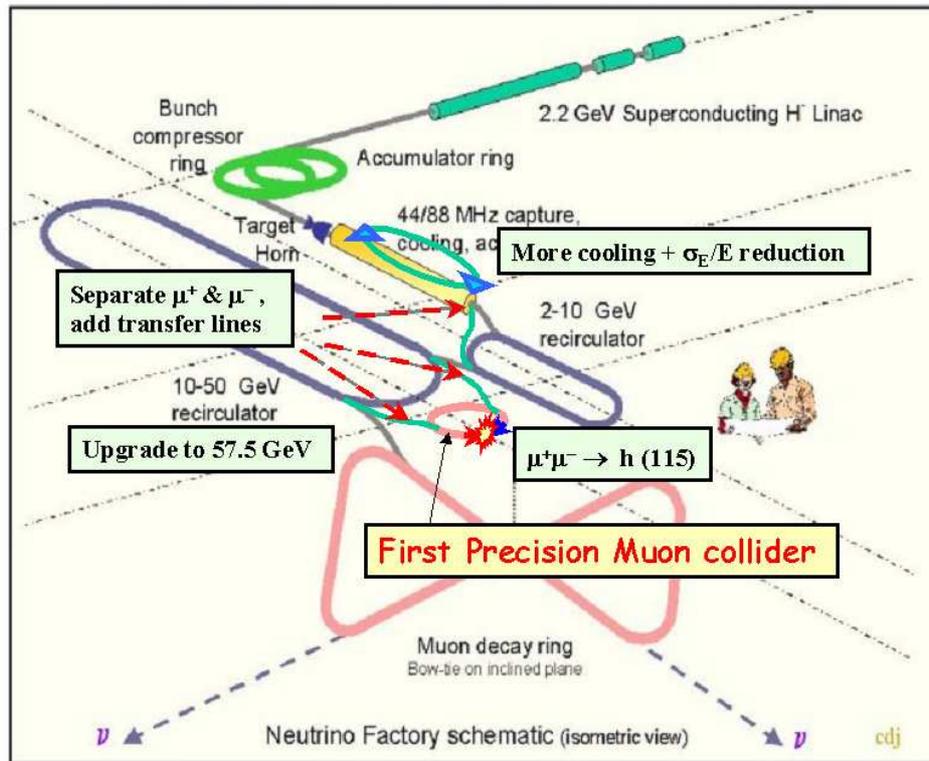


FIG. 3.15 – Dispositif complet : accélération des protons, collection des pions et désintégration en muons qui sont refroidis puis accélérés. Les muons sont ensuite envoyés dans un anneau de collision avec une énergie dans le centre de masse de 115 GeV. Une option de stockage dans un anneau en forme de nœud papillon est aussi prévue pour produire des faisceaux de neutrinos.

3.4 Physique du Higgs auprès d'un collisionneur $\mu^+ \mu^-$

3.4.1 Le paysage dans 15 ans

Dans 15 ans (en étant un peu optimiste) le LHC et le premier collisionneur linéaire à 500 GeV auront délivré leur secrets. On pourrait alors se trouver dans le cas tragique où seul un boson de Higgs "standard" et léger est découvert au LHC (mettons avec une masse de 115 GeV/c² pour fixer les idées), et étudié au collisionneur linéaire, sans vraiment d'indication claire pour étayer la théorie sous-jacente. La découverte de gluinos et de squarks ne donnerait pas vraiment de détails précis, mais serait une motivation supplémentaire pour mesurer en détail les paramètres de cette théorie.

La figure 3.16 montre la couverture du plan $(m_A, \tan \beta)$ à ce moment-là par l'intermédiaire des recherches de bosons de Higgs. Les deux points marqués d'une étoile ($m_A=300$ GeV/c², $\tan \beta=5$ et $m_A=400$ GeV/c², $\tan \beta=10$) illustrent le cas tragique en question, et sont choisis comme illustration dans ce qui suit. En fait, pour ces valeurs de m_A , le collisionneur linéaire permettra de subodorer l'existence du A par la mesure précise des rapports d'embranchement, mais ce ne sera rien de comparable à la sensibilité d'un collisionneur à muons.

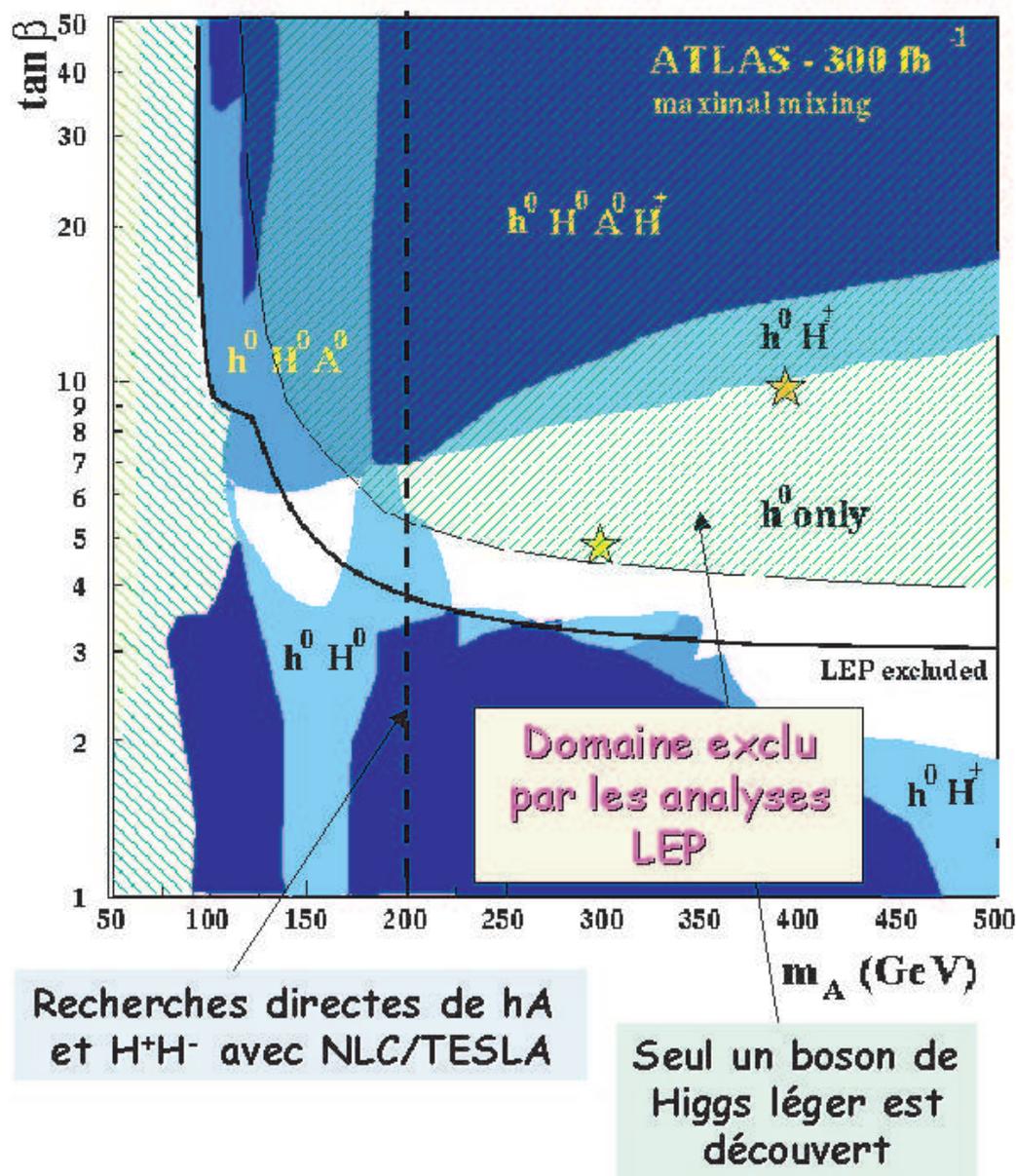


FIG. 3.16 – Domaine de coexistence des différents bosons de Higgs en fonction des paramètres supersymétriques m_A et $\tan\beta$. La zone exclue par les analyses des données du LEP est située sous la ligne pleine. Celle à gauche des pointillés verticaux représente le domaine de découverte d'un collisionneur à 500 GeV. Enfin, la zone hachurée préfigure le domaine qui pourrait être couvert par ATLAS.

Donc imaginons que tous les défis présentés au début de ce chapitre aient été relevés, qu'un anneau de collisions à $\sqrt{s} = 115$ GeV ait été rajouté à une usine à neutrinos préalablement exploitée, et que l'on ait réussi à concevoir un détecteur capable de supporter les bruits de fond venant de la désintégration des muons. (Ce dernier point devrait être une partie de plaisir, car les conditions ne sont pas pires qu'au LHC.)

Avec un faisceau de protons de 4 MW et un taux de répétition de 15 Hz, une luminosité $\mu^+\mu^-$ entre 100 pb^{-1} et $1,2 \text{ fb}^{-1}$ pourrait alors être délivrée chaque année, à $\sqrt{s} = 115$ GeV, et on

pourrait produire le boson de Higgs en résonance, $\mu^+\mu^- \rightarrow \text{H} \rightarrow \text{b}\bar{\text{b}}, \text{W}^+\text{W}^-$, via le graphe de la figure 3.17. En faisant varier la valeur de \sqrt{s} autour de 115 GeV, la courbe d'excitation du boson de Higgs pourrait être mesurée, comme celle du Z l'a été à LEP.

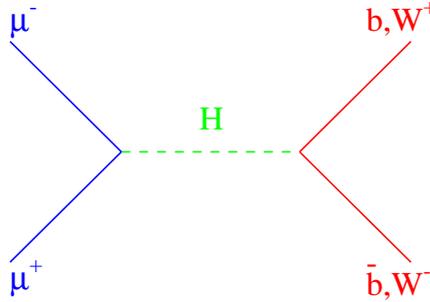


FIG. 3.17 – Diagramme à l'ordre de l'arbre de la production du boson de Higgs standard et de sa désintégration en paire de b ou de W.

Comme indiqué dans la table 3.2, la luminosité dépend de la résolution désirée pour l'énergie des faisceaux. En effet, cette résolution est obtenue par une quantité plus ou moins grande de refroidissement longitudinal. Comme on l'a vu en section 3.3.5, la section transverse des faisceaux augmente avec un fort refroidissement, et en conséquence la luminosité diminue. Dans ce qui suit, et pour des raisons qui vont apparaître clairement, une résolution extrême de $\delta E/E = 3 \times 10^{-5}$ est nécessaire, d'où une luminosité intégrée de l'ordre de $100 \text{ pb}^{-1}/\text{an}$ (appelée "basse luminosité" dans ce qui suit). On peut remarquer que, si l'on augmente la puissance de l'accélérateur de protons jusque 20 MW, les courants des muons des deux signes sont multipliés par cinq, et la luminosité par un facteur 25 jusqu'à $2,5 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$ (appelée "haute luminosité").

TAB. 3.2 – Valeurs des paramètres qu'il serait possible d'obtenir auprès d'un collisionneur à muons de 4 MW avec un taux de répétition de 15 Hz. Les différentes colonnes correspondent à différentes qualités de refroidissement longitudinal. Un injecteur de 20 MW, permettrait d'accumuler jusqu'à $2,5 \text{ fb}^{-1}$ par an.

$\delta E/E$ (%)	0,12	0,01	0,003
$\sigma(x, y)$ (μm)	86	196	294
\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$1,2 \cdot 10^{32}$	$2,2 \cdot 10^{31}$	$1,0 \cdot 10^{31}$
$\int \mathcal{L} dt/\text{an}$	$1,2 \text{ fb}^{-1}$	220 pb^{-1}	100 pb^{-1}

3.4.2 La courbe d'excitation du boson de Higgs

La courbe d'excitation d'un boson de Higgs standard de $115 \text{ GeV}/c^2$ est représentée sur la figure 3.18. Sa mesure permet la détermination de la masse m_h , de la largeur Γ_h et de la section efficace au pic, qui à l'ordre de l'arbre vaut $12\pi \times \text{BR}(h \rightarrow \mu\mu)/m_h^2$ (courbe du haut), soit environ 70 pb dans les états finals $\text{b}\bar{\text{b}}$ et W^+W^- . Cette section efficace est réduite à 40 pb une fois inclus les effets du rayonnement dans l'état initial (courbe du milieu).

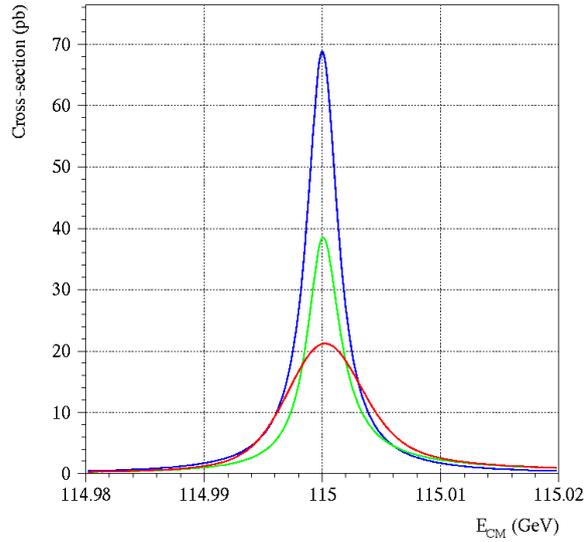


FIG. 3.18 – De haut en bas : courbes d’excitation du boson de Higgs standard de masse $115 \text{ GeV}/c^2$ à l’ordre des arbres, en tenant compte des ISR, et incluant une dispersion en énergie du faisceau de muons de $\delta E/E = 3 \times 10^{-5}$

La largeur d’un boson de Higgs standard de $115 \text{ GeV}/c^2$ est de l’ordre de 3 MeV . En conséquence, une dispersion en énergie de faisceau bien plus grande que 3 MeV aplatisrait complètement la courbe d’excitation, et il ne serait plus possible de mesurer quoi que ce soit. La courbe du bas représente l’effet d’une dispersion en énergie dans le centre de masse de 3×10^{-5} (soit environ 3 MeV), choisie pour la suite : la section efficace au pic est encore divisée par deux, et tombe à 20 pb , correspondant à 2000 bosons de Higgs produits par an.

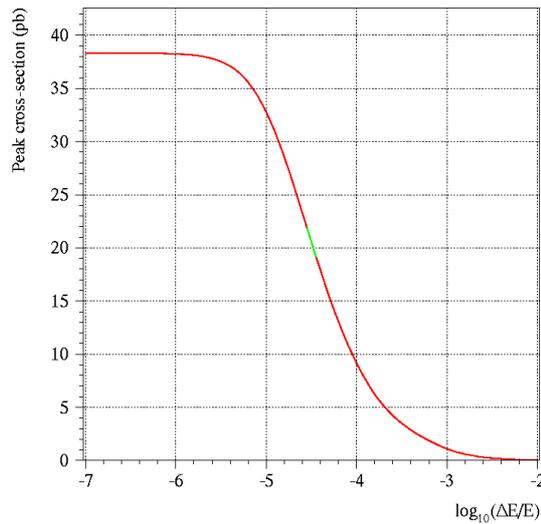


FIG. 3.19 – Section efficace au pic de production du boson de Higgs en fonction du logarithme décimal de la dispersion relative en énergie du faisceau. La dispersion en énergie fait chuter la section efficace. La dépendance est maximale pour $\Delta E \sim \Gamma_H$.

Pour remonter à la courbe d’excitation originale, il est important de connaître l’énergie du

faisceau (pour l'axe horizontal) avec une précision de l'ordre du pour cent de la largeur totale, soit environ 3×10^{-7} en absolu (!) mais il est également important de pouvoir mesurer la dispersion relative en énergie avec une précision similaire. En effet, la section efficace au pic mesurée dépend très fortement de la dispersion, ainsi qu'il est illustré sur la figure 3.19 : une incertitude sur la valeur de la dispersion de l'ordre de 10% (i.e., $3 \times 10^{-5} \pm 3 \times 10^{-6}$) se traduirait par une incertitude systématique supérieure à 5% sur la section efficace, et rendrait la mesure quasi-inutile.

La mesure de la luminosité, qui peut se faire grâce aux événements 'Mhamha' à grand angle, $\mu^+\mu^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, n'est pas un élément crucial car la courbe d'excitation peut-être obtenue à partir des rapports du nombre d'événements détectés dans différents canaux (section 3.4.4), totalement indépendants de la luminosité.

3.4.3 Mesure du spectre en énergie

La mesure de l'énergie du faisceau peut être effectuée avec une précision quasi-infinie grâce à l'étude de la polarisation longitudinale des muons. D'une polarisation initiale de 100 % à la production (désintégration faible $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$), on considère qu'il subsiste environ 20 % de polarisation à l'entrée de l'anneau de collision. Dans l'anneau, le spin des muons a un mouvement de précession autour du champ magnétique dipolaire moyen avec une fréquence de Larmor donnée par

$$\nu_0 = \frac{g_\mu - 2}{2} \times \frac{E_\mu}{m_\mu},$$

qui représente le nombre d'oscillations de la polarisation longitudinale à chaque tour dans l'anneau. Pour $E_\mu = 57,5 \text{ GeV}$, on a $\nu_0 = 0.634502(7)$. En d'autres termes, le vecteur polarisation fait un peu plus d'un demi-tour à chaque révolution dans l'anneau.

Si la dispersion en énergie est nulle, la polarisation longitudinale oscille avec une fréquence fixe ν_0 . La polarisation longitudinale $P_L(T)$ vaut, à un endroit donné de l'anneau et à chaque révolution T ,

$$P_L(T) = P_0 \times \cos(2\pi\nu_0 T).$$

Si le faisceau a une distribution en énergie de spectre $S(\nu)$, chacune des énergies voit sa polarisation tourner avec une fréquence différente et la polarisation totale évolue selon la convolution

$$P_L(T) = P_0 \int_0^\infty \cos(2\pi\nu T) S(\nu) d\nu.$$

En d'autres termes, la polarisation $P_L(T)$ n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de la distribution en énergie $S(\nu)$. Par exemple, pour une distribution gaussienne de l'énergie, elle vaut

$$P_L(T) = P_0 \cos(2\pi\nu_0 T) \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[2\pi\nu_0 T \frac{\delta E}{E} \right]^2 \right\}.$$

L'existence d'une dispersion en énergie de faisceau a donc pour conséquence d'amortir l'oscillation de la polarisation longitudinale. Il reste à mesurer cette oscillation et son amortissement pour pouvoir remonter au spectre en énergie de faisceau, par transformée de Fourier inverse.

Pour cela, on mesure le spectre en énergie des électrons de désintégration des muons, par exemple dans le premier aimant après une section droite, comme schématisé en figure 3.20 et comme il est couramment pratiqué dans les expériences de mesure de $(g_\mu - 2)$.

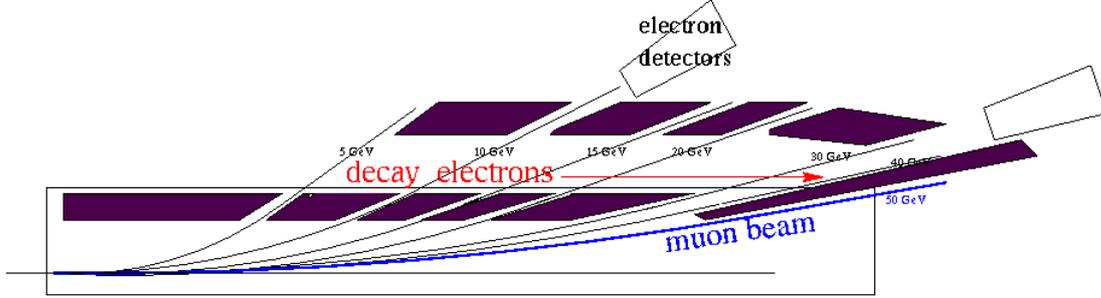


FIG. 3.20 – Mesure de la distribution en énergie des électrons de désintégration en fonction de leur rayon de courbure dans un champ magnétique fixé.

En effet, le nombre d'électrons $N_e(T)$ détectés à chaque tour dans un intervalle d'énergie donné dépend de la polarisation longitudinale moyenne (car le spectre de désintégration est différent pour les deux états d'hélicité du muon). Pour un spectre en énergie gaussien, ce nombre est proportionnel à

$$N_e(T) \propto 1 + P_0 \cos(2\pi\nu_0 T) \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[2\pi\nu_0 T \frac{\delta E}{E} \right]^2 \right\}.$$

Par exemple, la fraction d'électrons détectés dans l'intervalle d'énergie 30–40 GeV à chaque tour, pour une dispersion en énergie de $\delta E/E = 10^{-3}$ (cette grande valeur est choisie pour illustration, car elle permet de mettre en évidence visuellement l'amortissement rapide de l'oscillation) est présentée en figure 3.21, en fonction du nombre de révolutions.

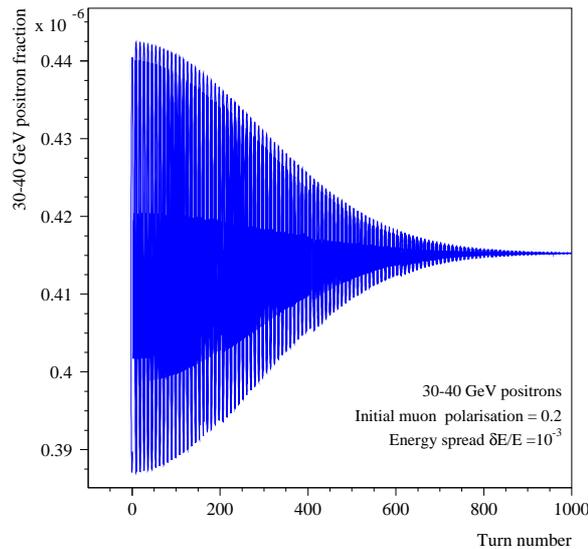


FIG. 3.21 – Fraction de positons d'énergie comprise entre 30 et 40 GeV en fonction du numéro de tour (simulation pour un faisceau de μ^+ présentant une dispersion en énergie de $\delta E/E = 10^{-3}$).

L'amplitude des oscillations donne accès à la polarisation, la fréquence donne l'énergie et l'amortissement donne la dispersion en énergie.

A chaque remplissage, i.e., avec une fréquence de 15 à 75 Hz, 1000 mesures de ce type peuvent être effectuées pour chaque intervalle d'énergie, ce qui permet de déterminer, remplissage par remplissage, le spectre d'énergie avec une précision inimaginable pour les physiciens de LEP :

- 10^{-7} sur l'énergie du faisceau, soit 5 keV de résolution sur la masse du boson de Higgs. La résolution serait aujourd'hui limitée à 10^{-6} (50 KeV) à cause des incertitudes sur $(g_\mu - 2)$,
- 3×10^{-7} sur la dispersion en énergie, soit 0,5% sur la section efficace de production $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow H)$, et 50 KeV sur la largeur du boson de Higgs Γ_H ,
- 10^{-4} sur la polarisation du faisceau. L'incertitude correspondante sur les sections efficaces de production est négligeable.

3.4.4 Mesure de la résonance

Un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ (et jusque $160 \text{ GeV}/c^2$) se désintègre principalement en $b\bar{b}$ et en W^+W^- . Comme indiqué précédemment, la mesure de la courbe d'excitation du boson de Higgs à $115 \text{ GeV}/c^2$ peut s'obtenir à partir de la détermination de rapports de nombres d'événements (indépendants de la luminosité) faisant intervenir ces états finals, i.e.,

$$R_1 = \frac{N(\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b})}{N(\mu^+\mu^- \rightarrow q\bar{q} \neq b\bar{b})} \quad \text{et} \quad R_2 = \frac{N(\mu^+\mu^- \rightarrow W^+W^-)}{N(\mu^+\mu^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

lors d'un balayage de \sqrt{s} autour de m_H .

Les quatre types d'événements se détectent de manière très similaire à ce qui était fait à LEP. Pour les événements hadroniques, une coupure sur le nombre de particules chargées et sur l'énergie totale suffit. Pour les événements $b\bar{b}$, des traces de particules chargées avec grand paramètre d'impact, mesuré dans un détecteur de vertex, sont requises. Les événements W^+W^- sont identifiés dans leurs états finals à quatre jets, à deux jets, un lepton et de l'énergie manquante, et en paire de leptons acoplanaires. Quant aux événements Mhamha à grand angle, il s'agit simplement de deux muons dos-à-dos emportant l'énergie du faisceau.

Lors d'un balayage de \sqrt{s} au voisinage de m_H , les deux numérateurs augmentent notablement, alors que les deux dénominateurs restent constants. Au pic de la résonance ($m_H=115 \text{ GeV}/c^2$), la section efficace $b\bar{b}$ est de l'ordre de 100 pb, dont 80 pb de fond et 20 pb de signal, et la section efficace W^+W^- se monte à environ 2 pb, presque sans bruit de fond. Les sections efficaces hadronique et Mhamha valent 400 et 300 pb, respectivement.

Ainsi, si l'on collectait 10 pb^{-1} pour chaque point du balayage, par pas de 1 MeV autour de 115 GeV, l'ajustement de la section efficace $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow H \rightarrow b\bar{b})$ donnerait quelque chose comme ce qui est représenté sur la figure 3.22. Bien sûr, il s'agit là d'une illustration, car ce balayage de 600 pb^{-1} prendrait beaucoup trop de temps. Un balayage de trois points (une année par point) serait optimal pour déterminer la masse, la largeur et la section efficace au pic de

la résonance. La connaissance précise (à mieux de $50 \text{ MeV}/c^2$) de la masse du boson de Higgs donné par un collisionneur linéaire est essentielle à ce niveau pour démarrer le balayage au bon endroit, après une exploration grossière dans le domaine prédit.

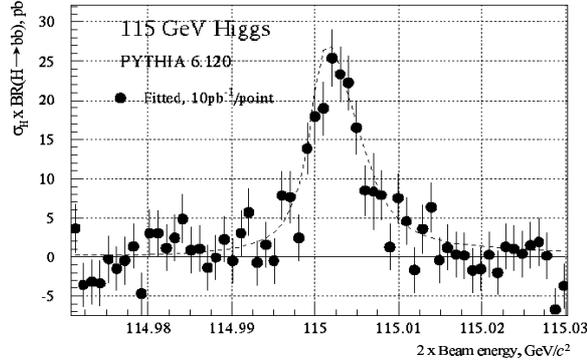


FIG. 3.22 – Mesure de la section efficace $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b})$ en fonction de l'énergie pour un balayage –utopique– de $10 \text{ pb}^{-1}/\text{MeV}$

En combinant les deux rapports R_1 et R_2 , la signification statistique de la mesure de la section efficace $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow \text{H})$ au pic de la résonance dépasse les deux déviations standard dès le premier pb^{-1} , pour $m_{\text{H}} = 115 \text{ GeV}/c^2$, comme indiqué sur la figure 3.23 (en haut).

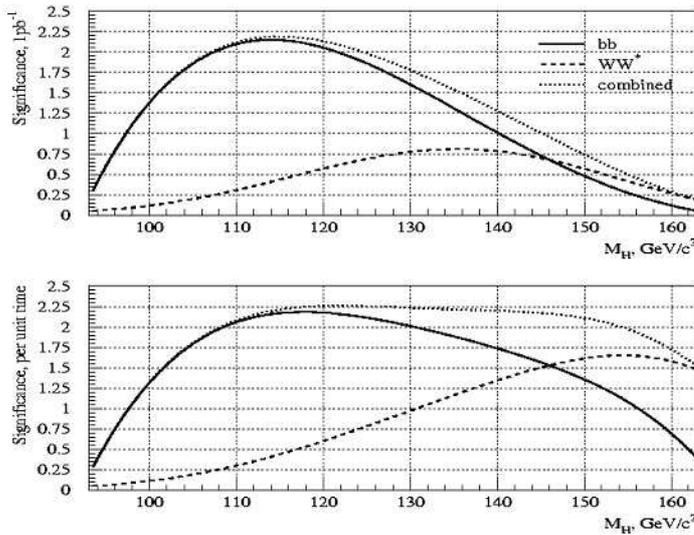


FIG. 3.23 – *Haut* : signification statistique combinée ($b\bar{b}$ et W^+W^-) pour un boson de Higgs de masse $115 \text{ GeV}/c^2$ et pour une luminosité intégrée de 1 pb^{-1} . *Bas* : signification en un jour de prise de donnée en fonction de la masse du boson de Higgs. La ligne pleine (resp. en tirets du bas, resp. pointillés du haut) représente la signification obtenue en utilisant les événements $b\bar{b}$ (resp. W^+W^- , resp. combinaison $b\bar{b} + W^+W^-$).

Cette figure semble indiquer qu'un collisionneur à muon n'est en fait adapté qu'à un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$. Il n'en est rien, car la largeur totale augmente avec m_{H} , ce qui permet de relâcher la contrainte sur la dispersion en énergie de faisceau pour les grandes valeurs de m_{H} , et d'augmenter la luminosité instantanée en proportion. La figure 3.23 (en bas) montre la signification statistique atteinte en un jour de prise de données à basse luminosité, en ajustant la

dispersion en énergie de telle sorte qu'elle soit égale à la largeur du boson de Higgs. Un plateau autour de deux déviations standard est visible pour des masses allant de 105 à 160 GeV/c². Ensuite, la signification statistique augmente comme la racine carrée du nombre de jours. En une année (environ 100 jours) à basse luminosité, elle est supérieure à 20 déviations standard, et des mesures de précision peuvent commencer.

Avec un balayage en énergie à trois points (similaire à celui employé au LEP pour le boson Z), les paramètres de la résonance peuvent être ajustés et déterminés avec les précisions reportées dans la table 3.3.

TAB. 3.3 – Résolution sur la mesure des paramètres physiques d'un boson de Higgs de 115 GeV/c² à basse et à haute luminosité.

Observable	Valeur	$\mathcal{L}=100 \text{ pb}^{-1}$	$\mathcal{L}=2,5 \text{ fb}^{-1}$
Masse	115 GeV/c ²	$\pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$
Largeur	3,2 MeV	$\pm 0,5 \text{ MeV}$	$\pm 0,1 \text{ MeV}$
σ_{pic}	21 pb	$\pm 1 \text{ pb}$	$\pm 0,2 \text{ pb}$

3.4.5 Pourquoi une telle précision ?

La section efficace peut donc être mesurée avec une précision statistique de l'ordre de 5% à basse luminosité et 1% à haute luminosité. La largeur, elle, est mesurée à 15% et 3% près, respectivement. Ces mesures sont toutes limitées par la statistique. La question fondamentale est: une telle précision est-elle nécessaire? est-elle tout simplement utile? Pour y répondre, considérons les deux points du MSSM sélectionnés sur la figure 3.16 (section 3.4.1) et rappelés en table 3.4, et comparons les au modèle standard.

TAB. 3.4 – Paramètres des deux points illustratifs dans le MSSM et caractéristiques du boson de Higgs le plus léger (m_h , Γ_h) dans les deux cas. La troisième ligne correspond à la limite de découplage, i.e., au modèle standard.

$m_A \text{ (GeV}/c^2)$	$\tan \beta$	$m_h \text{ (GeV}/c^2)$	$\Gamma_h \text{ (MeV)}$
300	5	115	4,7
400	10	115	4,0
∞	–	115	3,2

La courbe d'excitation est représentée en figure 3.24 pour les trois cas, à l'ordre de l'arbre. La différence entre la section efficace au pic pour les deux cas extrêmes ($m_A = 300 \text{ GeV}/c^2$ et modèle standard) est de l'ordre de 10%, soit deux fois l'incertitude statistique de la mesure à basse luminosité. La mesure de la largeur (à 15% près) n'aide pas vraiment. Cette quasi-insensibilité à la nouvelle physique peut s'expliquer comme suit. La section efficace au pic, dans l'état final $b\bar{b}$, vaut $12\pi \times \text{BR}(h \rightarrow \mu\mu) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})/m_h^2$. Or, pour $m_h = 115 \text{ GeV}/c^2$, le rapport d'embranchement en $b\bar{b}$ est majoritaire (donc change peu avec une variation faible du couplage du h aux quarks b) et le couplage du h aux muons est le même que le couplage aux b (ce qui laisse le rapport d'embranchement en muon invariable).

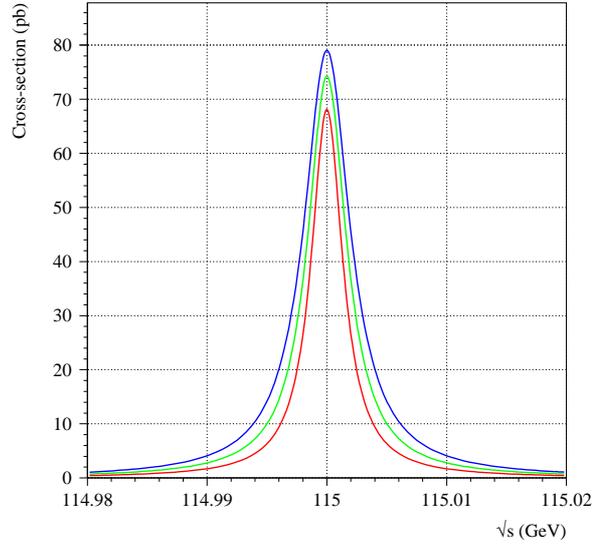


FIG. 3.24 – Courbe d’excitation d’un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ dans le modèle standard (courbe rouge, en bas), et dans le MSSM, pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 10$ (courbe verte, au milieu) et $m_A = 300 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 5$ (courbe bleu, en haut), calculée à l’ordre de l’arbre.

Les effets de la dispersion en énergie (aussi bien la dispersion intrinsèque de l’énergie des faisceaux que celle induite par le rayonnement dans l’état initial avant l’annihilation $\mu^+ \mu^- \rightarrow h$) sont dramatiques, comme illustré sur la figure 3.25.

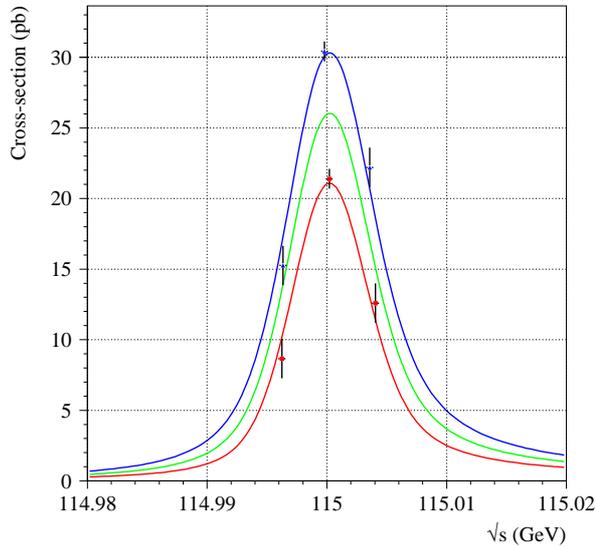


FIG. 3.25 – Les mêmes courbes que sur la figure 3.24, mais avec les effets de l’ISR et de la dispersion en énergie des faisceaux.

En effet, la dispersion en énergie tend à amortir la résonance par convolution de la courbe d’excitation avec le spectre en énergie des muons. L’amortissement est d’autant plus important que la largeur du boson de Higgs est faible (ou que la dispersion est grande comparée à la largeur). Pour une dispersion donnée, le boson de Higgs le plus large ($m_A=300 \text{ GeV}/c^2$) a donc

une courbe d'excitation bien moins amortie que celle du plus étroit (le boson de Higgs standard). La différence entre ces deux cas, qui n'était que de 10% à l'arbre, passe à 45% une fois les effets de la dispersion pris en compte (soit plus de 10 déviations standard à basse luminosité). En fait, la mesure de la section efficace devient une mesure extrêmement sensible de la largeur par ce biais, et c'est bien la largeur qui contient l'information sur la nouvelle physique.

3.4.6 Sensibilité dans le plan $(m_A, \tan \beta)$

Pour se rendre compte de l'impact dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ de ces mesures de précision auprès d'un collisionneur à muons, il convient tout d'abord de rappeler la sensibilité ultime attendue après le LHC et un collisionneur linéaire e^+e^- à 350–500 GeV (voir chapitre III). Cette sensibilité est représentée sur la figure 3.26.

Comme déjà mentionné dans le chapitre III, cette sensibilité est limitée par les incertitudes systématiques sur la masse du quark b, en particulier. Ainsi, pour $m_A = 300 \text{ GeV}/c^2$, une signification statistique des mesures de l'ordre de cinq déviations standard serait observée, et d'un peu moins de quatre déviations standard pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$.

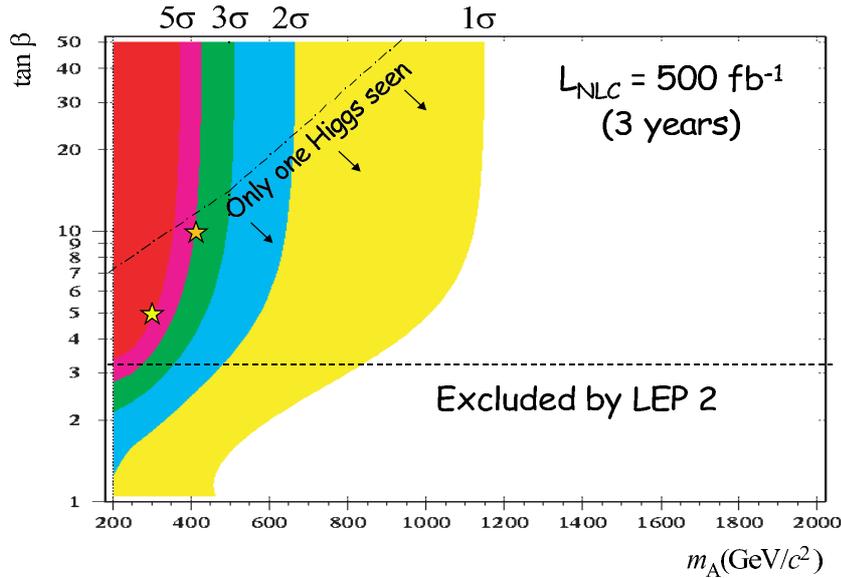


FIG. 3.26 – Nombre de déviations standard attendu en fonction de m_A et $\tan \beta$ par rapport aux prédictions du modèle standard, après le premier collisionneur linéaire e^+e^- . Le trait horizontal indique la région exclue par les analyses LEP2, le trait incliné indique la zone en deçà de laquelle seul le boson de Higgs le plus léger serait découvert.

Après trois années de prise de données à basse luminosité avec le premier collisionneur à muons de précision (FPMC), la sensibilité augmenterait à plus de dix déviations standard pour ces points, comme indiqué en figure 3.27. Un indice de l'existence du boson A à plus de trois déviations standard serait obtenu jusqu'à des masses de l'ordre de $800 \text{ GeV}/c^2$.

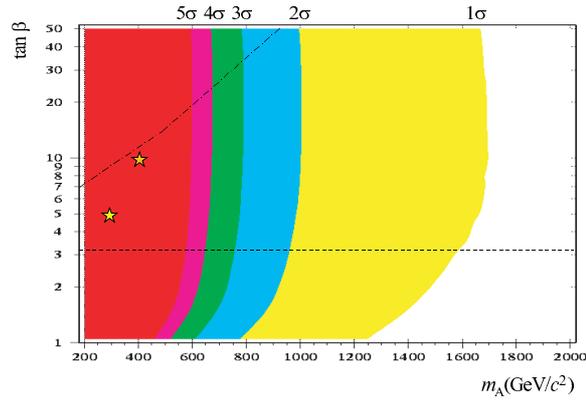


FIG. 3.27 – Nombre de deviations standard attendu en fonction de m_A et $\tan \beta$ par rapport aux predictions du modèle standard, après le premier collisionneur à muons, à $\sqrt{s} = m_h$.

Il est important de remarquer que, contrairement aux mesures des rapports d'embranchement faites en collisions e^+e^- , la mesure de la section efficace au pic de la résonance $\sigma_{\text{pic}}(\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b})$ n'est pas limitée par l'incertitude sur la masse du quark b . La figure 3.28 montre (courbe du haut) la section efficace de production du boson de Higgs au pic en fonction de la masse du b , en supposant que la dispersion en énergie des faisceaux est nulle.

Comme la largeur partielle en $b\bar{b}$ augmente comme m_b^2 , le rapport d'embranchement en $\mu^+\mu^-$, et donc la section efficace totale, diminue comme $1/m_b^2$. Par contre le rapport d'embranchement en $b\bar{b}$, lui, augmente légèrement avec la masse du b , ce qui adoucit la décroissance de la section efficace $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow h \rightarrow b\bar{b})$ (courbe du milieu).

Si maintenant on inclut la dispersion en énergie, on obtient la courbe du bas, quasiment indépendante de m_b . En effet, plus m_b est grande, plus la largeur totale du boson de Higgs est grande, et moins la dispersion en énergie amortit la courbe d'excitation. L'effet compense presque exactement la dépendance de la section efficace en fonction de m_b : une incertitude de 3% sur m_b n'affecte la section efficace que de 0,1%.

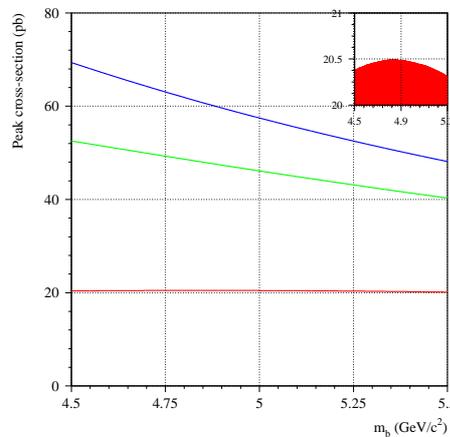


FIG. 3.28 – Sections efficaces $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow h) + \text{ISR}$ (courbe du haut), $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b}) + \text{ISR}$ (courbe du milieu) et $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b}) + \text{ISR} + \text{dispersion en énergie}$ (courbe du bas). Cette dernière est particulièrement stable en fonction de la masse du quark b (médaillon en haut à droite)

Puisque la mesure n'est pas limitée par les incertitudes systématiques, il devient essentiel de penser à la haute luminosité et d'envisager un faisceau de protons de 20 MW, avec tous les défis techniques supplémentaires qu'il implique. Le même balayage que celui effectué à basse luminosité (figure 3.25) donnerait alors des mesures de haute précision, comme montré sur la figure 3.29, après trois années à $2,5 \text{ fb}^{-1}$.

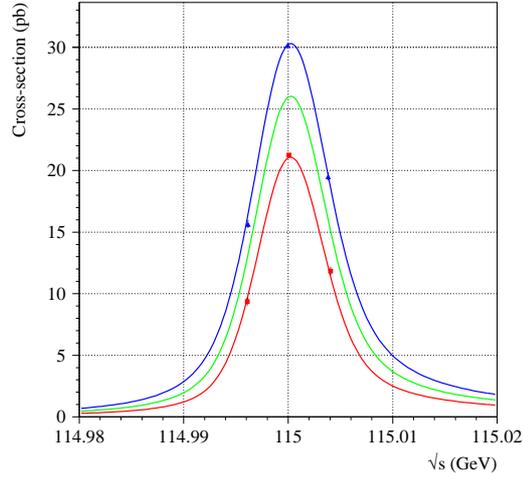


FIG. 3.29 – Courbe d'excitation d'un boson de Higgs de $115 \text{ GeV}/c^2$ dans le modèle standard (courbe rouge, en bas), et dans le MSSM, pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 10$ (courbe verte, au milieu) et $m_A = 300 \text{ GeV}/c^2$, $\tan \beta = 5$ (courbe bleue, en haut), avec les incertitudes de mesure lors d'un balayage à trois points et à haute luminosité.

La section efficace au pic, mesurée avec une précision de 0,5% (toujours limitée par la statistique!), permet alors d'étendre la sensibilité dans le plan $(m_A, \tan \beta)$, ainsi que le montre la figure 3.30. Une sensibilité à au moins trois déviations standard est observée jusqu'à des masses de A d'au moins $2,2 \text{ TeV}/c^2$.

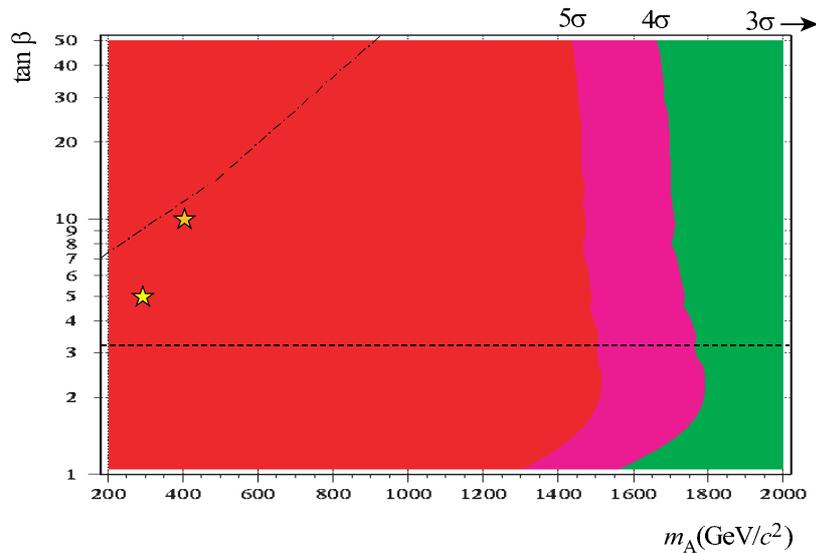


FIG. 3.30 – Couverture du plan $(m_A, \tan \beta)$ après trois années à haute luminosité.

Si le A est plus léger, les mesures de précision des paramètres de la courbe d'excitation du h permettent de déterminer m_A et $\tan\beta$. La précision statistique de cette détermination est comparée sur les figures 3.31 à 3.34, à basse et à haute luminosité, à la précision attendue après les mesures du LHC et du collisionneur linéaire e^+e^- , pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan\beta = 10$.

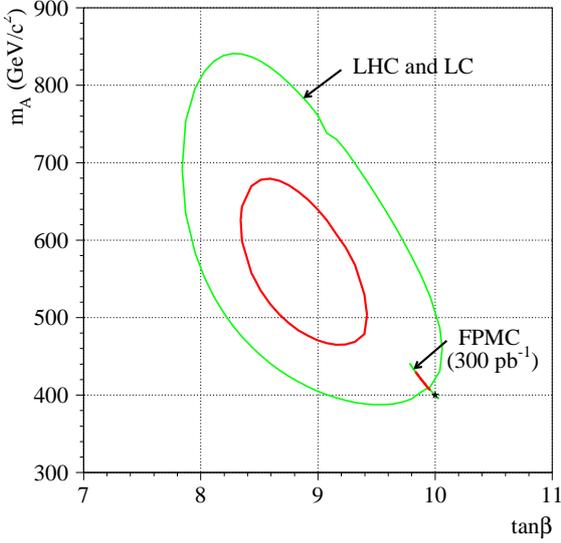


FIG. 3.31 – Le couple LHC+LC permettrait d'atteindre une précision de $\Delta(m_A) = \pm 100 \text{ GeV}/c^2$ pour un A de $400 \text{ GeV}/c^2$ avec $\tan\beta = 10$.

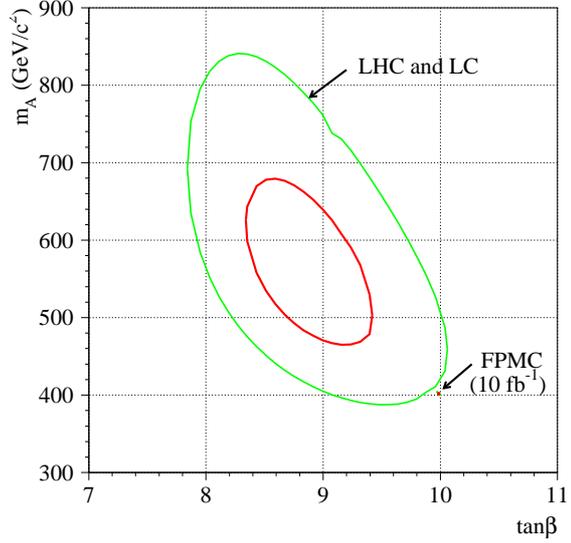


FIG. 3.32 – Dans les mêmes conditions, la précision atteinte par le FPMC à 300 pb^{-1} serait de $\Delta(m_A) = \pm 10 \text{ GeV}/c^2$

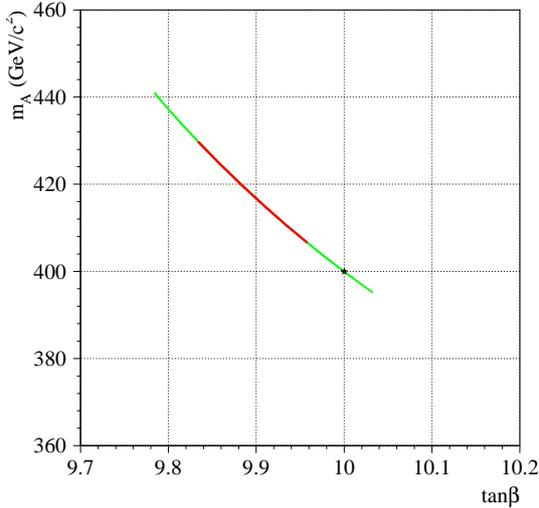


FIG. 3.33 – Noter la précision atteinte dans le cas haute luminosité par rapport au couple LHC+LC.

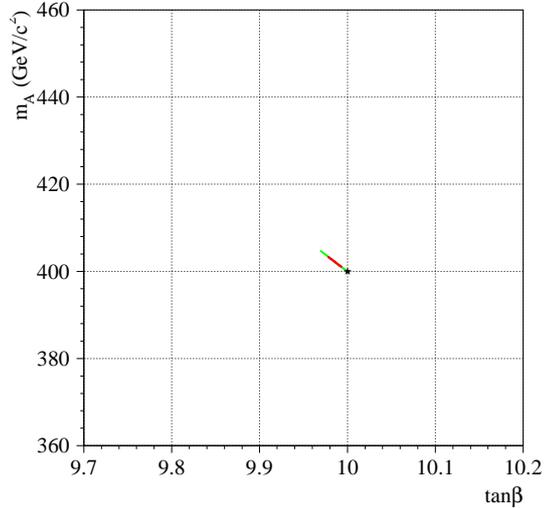


FIG. 3.34 – La précision atteinte par le FPMC à 10 fb^{-1} serait de $\Delta(m_A) = \pm 1 - 2 \text{ GeV}/c^2$

Si la précision statistique atteinte sur m_A est de l'ordre de 10 (resp. 2) GeV/c^2 à basse (resp. haute) luminosité, l'influence des autres paramètres de la supersymétrie (masses et mélange des stops surtout) porte l'incertitude à environ $40 \text{ GeV}/c^2$ pour un A de $400 \text{ GeV}/c^2$. Il est donc

important de mesurer ces paramètres d'une manière ou d'une autre, au LHC et au collisionneur linéaire pour exploiter au mieux le premier collisionneur à muons, mais la précision ultime sur m_A ne sera atteinte qu'au second collisionneur à muons (section suivante).

3.4.7 Le second collisionneur à muons

Une fois la masse du A prédite par le premier collisionneur à muons (à $\sqrt{s} \simeq m_h$) – ou mesurée grossièrement par le LHC ou le collisionneur linéaire –, il est intéressant, avec un second collisionneur à muons d'énergie plus élevée ($\sqrt{s} \simeq m_A$), de produire directement le A et le H – dont les masses sont voisines – afin de vérifier les prédictions et surtout afin d'en faire d'autres sur la nouvelle physique à encore plus haute masse.

Le processus de production est identique à celui utilisé au premier collisionneur : il s'agit de la production résonante de la figure 3.35.

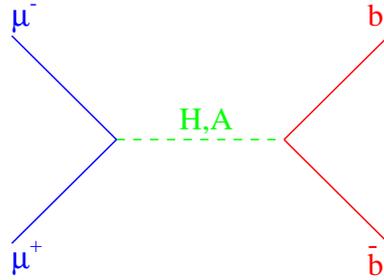


FIG. 3.35 – Diagramme à l'ordre des arbres de la production et de la désintégration des bosons de Higgs supersymétriques H et A à $\sqrt{s} \simeq m_{A,H}$.

Les largeurs du H et du A dépendent de leur masse et de $\tan\beta$, mais sont en général bien plus grandes que celle du scalaire le plus léger, le h. De plus, les largeurs croissent comme $(\tan\beta)^2$ et sont de l'ordre du GeV ou plus sur une grande partie du plan $(m_A, \tan\beta)$. Il n'est donc pas nécessaire de refroidir les muons autant que pour le premier collisionneur : en général, une dispersion en énergie de 0.1% est plus que suffisante, ce qui permet d'atteindre une luminosité instantanée bien plus grande, grâce à des faisceaux de section plus faible. La table 3.5 donne les paramètres envisageables pour une masse de A voisine de $400 \text{ GeV}/c^2$, avec des luminosités annuelles allant de 2,5 à 10 fb^{-1} , pour une puissance de 4 MW dans le faisceau de protons (option basse luminosité).

TAB. 3.5 – Paramètres d'un collisionneur à muons de haute énergie adapté aux masses des A et H, (ici 400 GeV dans le centre de masse).

$\delta E/E$ (%)	0,14	0,03
$\sigma(x, y)$ (μm)	26	50
\mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$1,0 \cdot 10^{33}$	$2,5 \cdot 10^{32}$
$\int \mathcal{L} dt/\text{an}$	10 fb^{-1}	$2,5 \text{ fb}^{-1}$

Si le A n'a pas été trouvé par le LHC ou le collisionneur linéaire, il faudra faire un balayage grossier autour de la masse prédite par le premier collisionneur à muons. A raison de 5 pb^{-1}

par pas de 2 GeV (adapté à la largeur du A et du H), il faudra deux semaines pour trouver l'emplacement exact en cherchant un taux anormal d'événements $\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b}$ (la section efficace de bruit de fond est d'environ 0,5 pb alors qu'on attend plusieurs pb pour le signal.) Un balayage plus fin autour du H et du A, par pas de 500 MeV ou 1 GeV, pourra alors être effectué, avec six points pour mesurer les paramètres des deux courbes d'excitation.

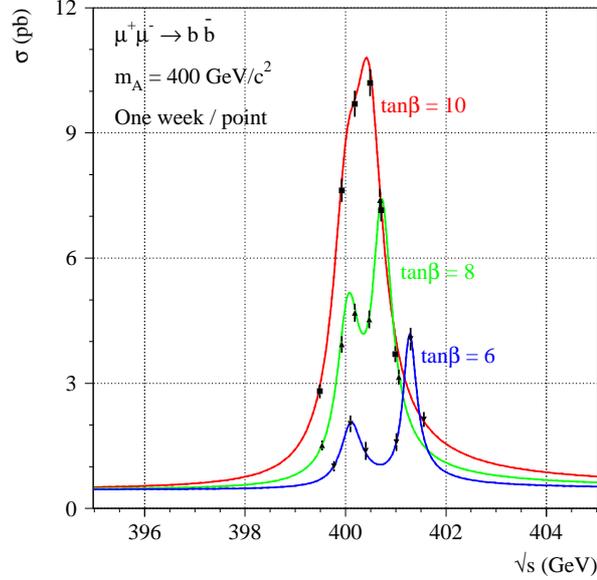


FIG. 3.36 – Section efficace attendue $\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b})$ mesurée en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$, $m_h = 115 \text{ GeV}/c^2$, et $\tan\beta = 6, 8$ ou 10 , avec une dispersion en énergie de 0.03% , et en une semaine de prise de donnée pour chaque point de mesure.

La figure 3.36 montre la section efficace $\mu^+\mu^- \rightarrow b\bar{b}$ (bruit de fond inclus) en fonction de l'énergie de collision, avec une dispersion en énergie de 0.03% , pour $m_A = 400 \text{ GeV}/c^2$ et pour trois valeurs de $\tan\beta$. Les six points de mesure simulés sont aussi indiqués, avec une précision statistique correspondant à une semaine de prise de donnée par point.

D'autres états finals avec signature caractéristique ($t\bar{t}$, W^+W^- , ZZ , Zh , hh , $\chi^+\chi^- \dots$) peuvent aussi être mesurés avec plus de luminosité. Leurs rapports d'embranchement dépendent tous des paramètres du MSSM. En quelques mois, les masses m_H et m_A , mais surtout la valeur de $\tan\beta$, seraient déterminés avec une précision défiant toute concurrence. La statistique aidant, la cohérence interne du MSSM pourrait être testée, les paramètres mesurés, et finalement, le mystère de la brisure de la supersymétrie pourrait être percé grâce à l'effet des corrections radiatives sur les masses et les largeurs, comme le LEP avait permis d'étudier le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible dans le cadre du modèle standard.

3.4.8 Autres collisionneurs à muons de précision

Il convient de mentionner également qu'un collisionneur à muons peut améliorer *toutes* les mesures faites au pic du Z et aux seuils W^+W^- et $t\bar{t}$, par LEP, GigaZ et le collisionneur linéaire e^+e^- . Les précisions envisageables sur la largeur du Z, l'asymétrie A_{LR} , l'angle de Weinberg, la

masse du W et la masse du quark top sont indiquées en table 3.6.

TAB. 3.6 – Paramètres d’un collisionneur à muons de haute énergie adapté aux masses des A et H, (ici 400 GeV dans le centre de masse) et couplé à une ligne de protons de 4 MW, privilégiant luminosité ou résolution en énergie.

\sqrt{s}	Observable	Précision / an	Commentaires
m_Z	Γ_Z	$0,2 \text{ MeV}/c^2$	haute luminosité : $5 \times 10^7 \text{ Z}$
	A_{LR}	$\Delta \sin^2 \Theta_W = 0,00003$	polarisation
	R_ℓ	$\Delta \alpha_s = 0,0005$	étalonnage en énergie
$2m_W$	m_W	$7 \text{ MeV}/c^2$	étalonnage en énergie
$2m_{\text{top}}$	m_{top}	quelques MeV/c^2	Pas de beamstrahlung étalonnage en énergie

En effet, les avantages des collisionneurs à muons peuvent s’exprimer totalement. Étant donné les largeurs du Z, du W et du top, une dispersion en énergie de course n’est pas nécessaire, et on peut produire 50 millions de Z par an, avec une mesure de l’énergie et de la polarisation infiniment précise. Aux seuils des W et des quarks top, la mesure de l’énergie est à nouveau un atout indispensable, et pour le moment, unique. Finalement, l’absence de beamstrahlung et un rayonnement dans l’état initial réduit permettent d’observer le premier état excité du toponium, et de déterminer avec plus de précision la masse du top qu’en collisions e^+e^- où le toponium passe complètement inaperçu (figure 3.37).

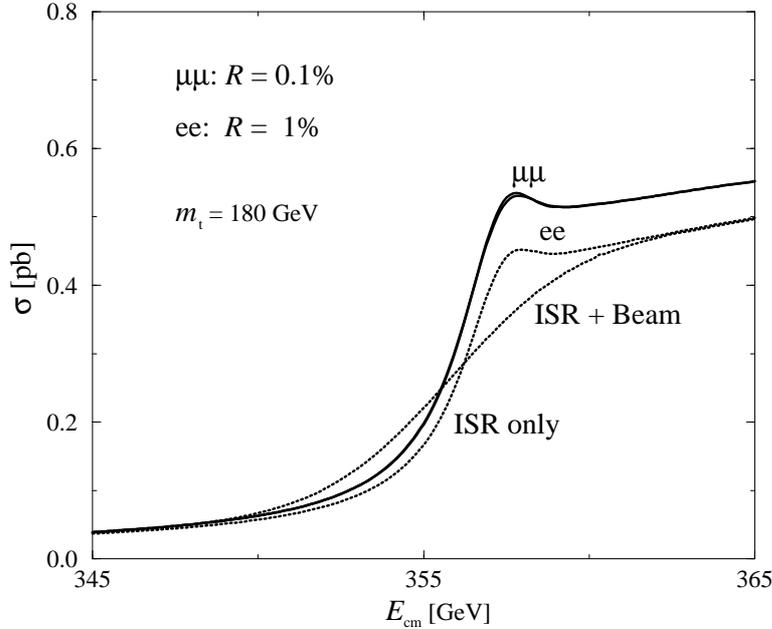


FIG. 3.37 – Section efficace de production de paires de top, en collisions $\mu^+\mu^-$ pour une dispersion en énergie de 0.1% (courbe du haut), en collisions e^+e^- en ignorant le beamstrahlung, (courbe du milieu) et en collisions e^+e^- avec les effets du beamstrahlung inclus (courbe du bas).

3.4.9 Conclusions

Grâce à une excellente définition de l'énergie des faisceaux, à une mesure de l'énergie dans le centre de masse et de la polarisation infiniment précise et à un couplage aux bosons de Higgs important, les collisionneurs à muons sont des outils unique pour :

- les tests de précision du modèle standard : ($\sqrt{s} = m_Z, m_W, 2m_{\text{top}}, m_h$) et pour l'étude du mécanisme de la brisure électrofaible ;
- la (possible) découverte des bosons de Higgs lourds H et A ;
- les études de précision du MSSM ($\sqrt{s} = m_H, m_A, m_h$) et du mécanisme de brisure de la supersymétrie ;
- et sans doute pour ouvrir de nombreuses fenêtres sur la nouvelle physique.

De nombreux problèmes techniques restent à résoudre avant d'en arriver là, mais on peut raisonnablement penser que les collisionneurs à muons occuperont le devant de la scène dans une trentaine d'années.