

September 30, 2004

Journées de Prospective DAPNIA-IN2P3

Groupes de travail L'origine de la masse et Au delà du modèle standard

AUTEURS

Daniel BLOCH (IRES-Strasbourg)
Maarten BOONEKAMP (DAPNIA-CEA)
Jean-Claude BRIENT (LLR-Ecole Polytechnique)
Lucia DI CIACCIO (LAPP-Annecy)
Abdelhak DJOUADI (LPT-Montpellier)
Emilian DUDAS (LPT-Ecole Polytechnique)
Suzanne GASCON-SHOTKIN (IPNL-Lyon)
Philippe GRIS (LPC-Clermont-Ferrand)
Jean-François GRIVAZ (LAL-Orsay)
Lydia ICONOMIDOU-FAYARD (LAL-Orsay)
Arnaud LUCOTTE (LPSC-Grenoble)
Rosy NICOLAIDOU (DAPNIA-CEA)
Melissa RIDEL (LPNHE-Jussieu)
Sylvie ROSIER-LEES (LAPP-Annecy)
Alexandre ROZANOV (CPPM-Marseille)
Laurent SERIN (LAL-Orsay)
Yves SIROIS (LLR-Ecole Polytechnique)
Boris TUCHMING (DAPNIA-CEA)
Guillaume UNAL (LAL-Orsay)
Henri VIDEAU (LLR-Ecole Polytechnique)
Dirk ZERWAS (LAL-Orsay)

Introduction Générale

Au cours des trois dernières décennies s'est édifée et confirmée la théorie des particules élémentaires connue sous le nom de Modèle Standard. Les constituants de la matière sont les quarks et les leptons, groupés en trois familles: l'électron e et son neutrino associé ν_e , les quarks up u et down d ; le muon μ et son neutrino ν_μ , les quarks étrange s et charmé c (ce dernier découvert en 1974 au SLAC); le lepton τ (également découvert en 1974 au SLAC) et son neutrino ν_τ , les quarks beau b et top t (découverts en 1977 et 1994 à Fermilab, respectivement). Si l'on met à part la gravitation, leurs interactions résultent de l'invariance par rapport au groupe de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La symétrie de couleur $SU(3)_C$ est conservée, le gluon¹ de masse nulle étant le médiateur de l'interaction forte associée. Ce dernier a été mis en évidence en 1979 à DESY. La symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est par contre spontanément brisée, laissant l'électromagnétisme comme symétrie $U(1)_{EM}$ résiduelle. Les bosons de jauge associés sont le photon de masse nulle, et les bosons vecteurs faibles W et Z , observés au CERN en 1983 dix ans après la découverte inaugurale des courants faibles neutres en ce même laboratoire.

Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible reste à ce jour non établi avec certitude. Dans le cadre du Modèle Standard minimal, un doublet de champs scalaires est introduit, dont une composante neutre développe une valeur moyenne dans le vide non-nulle v . Trois des composantes de ces champs scalaires sont alors absorbées sous forme de degrés de liberté longitudinaux des bosons W et Z , permettant à ces derniers d'acquérir une masse. Ce mécanisme, connu sous le nom de mécanisme de Higgs, préserve la renormalisabilité de la théorie sans masse initiale. Le degré de liberté non utilisé pour donner leurs masses au W et au Z survit sous la forme d'une particule scalaire neutre, le boson de Higgs H . Des interactions de Yukawa entre le champ de Higgs et les fermions de matière chargés permettent également de leur conférer des masses, proportionnelles aux couplages de Yukawa et à la valeur moyenne dans le vide v . Les neutrinos, quant à eux, restent de masse nulle.

Le Modèle Standard minimal détermine l'ensemble des propriétés du boson de Higgs, à l'exception de sa masse m_H (ou, de manière équivalente, de son autocouplage quartique) qui reste un paramètre libre du modèle. Divers arguments, en particulier d'unitarité perturbative, permettent de limiter m_H à environ 1 TeV. Cette limite est même réduite à 180 GeV si l'on impose que le Modèle Standard reste valable jusqu'à des échelles proches de la masse de Planck M_{Pl} , échelle à laquelle l'interaction gravitationnelle ne peut plus être négligée. Si de plus il est requis que le minimum du potentiel de Higgs soit un minimum absolu (autrement dit que le vide électrofaible soit stable), une borne inférieure à la masse du boson de Higgs est obtenue, de l'ordre de 130 GeV si la théorie peut être étendue jusqu'à des échelles proches de M_{Pl} .

Le fait que le Modèle Standard soit une théorie renormalisable permet de calculer de manière précise les corrections radiatives à des quantités mesurables telles que la masse du W ou la largeur de la résonance du Z . Une contribution majeure du LEP a été tout

¹Plus précisément, il y a huit gluons différant par leurs charges de couleur.

d'abord de mettre en évidence la contribution de ces corrections radiatives, puis de confronter avec une grande précision les prédictions du modèle aux mesures expérimentales. C'est ainsi que les contributions virtuelles du quark top, par exemple au rapport des masses du W et du Z , ont permis de prédire sa masse avant qu'il ne soit mis en évidence au Tevatron, et que sa masse mesurée de 178 GeV ne soit trouvée en excellent accord avec cette prédiction. Quoique à un degré moindre que le top, le boson de Higgs participe aussi aux corrections radiatives électrofaibles, et sa masse peut donc également être contrainte dans le cadre du Modèle Standard. Une limite supérieure de 260 GeV est ainsi obtenue, à 95% de niveau de confiance. Les recherches directes, essentiellement au LEP via le processus de Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow HZ$, ont par ailleurs permis d'établir une limite inférieure de 114 GeV, quelques événements suggestifs ayant été observés à une masse d'environ 115 GeV.

La découverte et l'analyse des propriétés du boson de Higgs constituent à ce jour le défi essentiel auquel est confronté le Modèle Standard. S'il devait apparaître au cours de la prochaine décennie que le boson de Higgs échappe à la recherche, ou même, s'il était observé, que sa masse excède significativement les quelque 260 GeV, de nouveaux degrés de liberté non présents dans le cadre du Modèle Standard devraient se manifester à une échelle d'énergie accessible au LHC, et jouer le rôle d'un boson de Higgs léger pour préserver l'accord de la théorie avec les mesures de précision.

A vrai dire, il y a d'ores et déjà un certain nombre d'arguments qui conduisent à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective, autrement dit la réalisation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Les constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge évoluent avec l'énergie conformément aux équations du groupe de renormalisation, et convergent approximativement vers une valeur commune à une énergie d'environ 10^{15} GeV. Ceci, ainsi que la quantification des charges électriques des quarks et des leptons, suggère une "Grande Unification" des interactions forte et électrofaible au voisinage de cette énergie. Le groupe de jauge le plus simple permettant une telle unification est $SU(5)$. Le groupe $SO(10)$ présente l'avantage de grouper l'ensemble des fermions d'une même famille à l'intérieur d'une seule représentation qui contient, de plus, un neutrino droit. Ce dernier permet de mettre en œuvre le mécanisme dit de "see-saw" qui pourrait être responsable des masses faibles, mais non nulles, des neutrinos légers.

En présence d'une grande échelle telle que celle de Grande Unification (ou, en tout état de cause, de la masse de Planck), la masse du boson de Higgs reçoit des corrections radiatives quadratiquement divergentes dans la valeur de cette échelle, et ne peut être stabilisée qu'au prix d'ajustements fins, ordre par ordre. Ce problème, connu sous le nom de problème de hiérarchie de jauge, trouve une solution naturelle si, à chaque boucle intervenant dans le propagateur du boson de Higgs et mettant en jeu des fermions est associée une boucle égale et de signe opposé et mettant en jeu des bosons, et vice versa. Cette compensation est automatiquement réalisée dans le cadre des théories de supersymétrie puisque, dans de telles théories, à chaque fermion ou boson du Modèle Standard est associé un boson ou fermion portant les mêmes nombres quantiques, et de même masse. Si de plus la supersymétrie est réalisée de manière locale, la gravitation est naturellement incorporée dans la théorie qui prend alors le nom de supergravité.

L'absence dans la nature de doublets fermion-boson de même masse indique cependant que la supersymétrie doit être brisée. Le mécanisme de brisure est largement arbitraire,

mais doit obéir à certaines règles (dites de “brisure douce”) pour ne pas réintroduire de divergences quadratiques. Par ailleurs, la solution du problème de la hiérarchie est préservée si les partenaires supersymétriques des particules du Modèle Standard ont des masses n’excédant pas quelques TeV. La présence à cette échelle de ces nouvelles particules modifie les équations du groupe de renormalisation, avec pour résultat que la convergence des constantes de couplage à haute énergie est grandement améliorée, qui plus est à une échelle légèrement supérieure, en meilleur accord avec les contraintes expérimentales sur la durée de vie du proton.

En toute généralité, cependant, les théories supersymétriques prévoient des interactions qui pourraient induire une désintégration rapide du proton. De telles interactions sont supprimées si un nouveau nombre quantique multiplicatif, la R -parité, est conservé. Ce nombre quantique est défini comme $R = (-1)^{3B+L+2S}$, où B , L et S sont les nombres baryonique, leptonique et le spin, respectivement. Les particules du Modèle Standard ont une R -parité positive, alors que leurs partenaires supersymétriques ont une R -parité négative. Dans ces conditions, les particules supersymétriques doivent donc être produites en paires, et la particule supersymétrique la plus légère (la LSP, pour “Lightest Supersymmetric Particle”) est stable.

Dans les modèles supersymétriques inspirés de la supergravité, la LSP apparaît généralement neutre et n’a que des interactions faibles. Ceci est à l’origine de la signature classique par “énergie manquante” de la production de particules supersymétriques. C’est également la raison pour laquelle la LSP est considérée comme un candidat idéal pour constituer la matière sombre de l’univers, ainsi qu’il est discuté ailleurs dans ce rapport.

Les partenaires supersymétriques scalaires des leptons, ou sleptons, ainsi que les partenaires fermioniques des bosons de jauge électrofaibles et des bosons de Higgs, qui se mélangent pour former les charginos et neutralinos, ont fait l’objet de recherches au LEP, où des limites inférieures sur leurs masses ont été établies, typiquement de l’ordre de 100 GeV. En principe de telles particules devraient être aisées à découvrir et à étudier auprès d’un futur collisionneur e^+e^- . On s’attend à ce que les squarks et les gluinos, partenaires des quarks et des gluons, soient plus lourds que les sleptons, charginos et neutralinos. Squarks et gluinos sont plus aisément produits par interaction forte dans un collisionneur hadronique. Les limites obtenues lors du Run I du Tevatron sont de l’ordre de 200 GeV pour les gluinos, légèrement plus élevées pour les squarks. S’ils échappent au Run II du Tevatron, un collisionneur tel que le LHC constituera l’instrument privilégié pour leur découverte. Une étude fine de leurs désintégrations en cascade vers la particule supersymétrique la plus légère pourrait alors fournir des indications précieuses sur les masses des sleptons, charginos et neutralinos.

Les théories supersymétriques prédisent par ailleurs un secteur de Higgs enrichi, comportant au moins deux doublets de champs scalaires. Le modèle minimal (MSSM, pour “Modèle Standard Supersymétrique Minimal”) comporte exactement deux tels doublets, et prédit que le boson de Higgs neutre le plus léger doit avoir une masse inférieure à 140 GeV environ. Des masses inférieures à quelque 90 GeV ont d’ores et déjà été exclues au LEP pour la plupart des configurations de paramètres du MSSM. Dans les versions non minimales, les contraintes théoriques qui s’appliquent au boson de Higgs le plus léger sont similaires à celles obtenues dans le cadre du Modèle Standard. L’élucidation de la nature, éventuellement supersymétrique, du secteur de Higgs constitue l’un des objectifs

majeurs des futurs collisionneurs.

Le fait qu'aucune indication expérimentale directe ne soit venue corroborer à ce jour l'hypothèse d'une réalisation à basse énergie de la supersymétrie, ainsi que le fait que le domaine de masse encore disponible pour la découverte d'un boson de Higgs du MSSM tende à se rétrécir, conduisent à considérer des alternatives non-perturbatives pour le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible. A la différence de la supersymétrie, cependant, la compatibilité de ces alternatives avec les mesures de précision est difficile à préserver de façon naturelle, et ces théories revêtent ainsi souvent un caractère assez artificiel. La phénoménologie de ces alternatives (technicouleur, modèles de "petit Higgs", voire "sans Higgs"), qui comporte en général des résonances larges au delà du TeV, est totalement différente de celle de la supersymétrie et, à défaut d'être prédictive, offre un vaste champ à la recherche de particules ou phénomènes nouveaux auprès des accélérateurs présents et futurs.

Au cours de ces dernières années est apparue une approche radicalement nouvelle du problème de la hiérarchie, dans laquelle la masse de Planck elle-même est ramenée au voisinage de l'échelle électrofaible. Dans cette approche la gravitation se propage dans des dimensions compactes supplémentaires, de sorte qu'ainsi diluée elle apparaît faible dans nos trois dimensions d'espace habituelles. Les manifestations expérimentales de ces dimensions supplémentaires seraient l'émission de gravitons de Kaluza-Klein, se manifestant dans nos trois dimensions sous la forme d'énergie manquante, ou l'échange de tels gravitons virtuels modifiant les sections efficaces standard. Dans d'autres variétés de modèles à dimensions supplémentaires, les niveaux de Kaluza-Klein sont séparés de telle sorte que le graviton se manifeste sous forme de résonance étroite aux environs du TeV. Il est enfin possible, par exemple, de permettre aux bosons de jauge de se propager dans la ou les dimensions supplémentaires, ce qui modifierait à nouveau le comportement des sections efficaces standard et conduirait à des récurrences de Kaluza-Klein de ces bosons de jauge.

Les modèles de grande unification, de leur côté, prédisent en général une abondance de nouvelles particules: nouveaux fermions, leptoquarks, bosons de jauge supplémentaires. L'échelle naturelle pour la masse de ces nouveaux fermions ou des leptoquarks est a priori plutôt celle de la grande unification. Il n'est cependant pas exclu que certains de ces objets, tout particulièrement de nouveaux bosons de jauge, puissent se manifester aux énergies accessibles aux accélérateurs.

Si le nombre de modèles "au delà du Modèle Standard" semble donc illimité, ils ont ceci de commun que "quelque chose" doit se passer à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV. L'élucidation de ce "quelque chose" est l'enjeu de la prochaine décennie.

Après un bref rappel du contexte expérimental de cette prochaine décennie et une présentation des contraintes sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard, sa recherche et son étude sont présentées. Les perspectives d'exclusion ou de découverte dans le cadre de la Supersymétrie, théorie la plus étudiée comme extension du Modèle Standard, sont décrites, montrant la complémentarité entre les diverses machines en construction. Un panorama des autres extensions possibles (nouveaux bosons de jauge, nouveaux fermions, dimensions supplémentaires...), qui feront aussi l'objet de recherches auprès des futurs collisionneurs, est également présenté.

I Cadre de départ

1 Moyens expérimentaux

En 2000 le LEP ("Large Electron-Positron Collider") a cessé ses opérations après avoir délivré $\sim 160 pb^{-1}$ aux quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL entre 1990-1995 à des énergies dans le centre de masse proche du pôle du Z (~ 91 GeV) et ensuite $\sim 700 pb^{-1}$ à des énergies allant de 130-209 GeV entre 1996-2000. Le "Run I" du TeVatron avait fourni $175 pb^{-1}$ aux deux expériences CDF et D0 à une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV entre 1992 et 1996. C'est normalement au cours de l'année 2009 que se terminera le "Run II" qui pourrait avoir accumulé jusqu'à $8.5 fb^{-1}$ de données en collisions proton-antiproton à une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.

Dans quelques années, en 2007, le "Large Hadron Collider" (LHC) commencera à accumuler des données en proton-proton à une énergie dans le centre de masse des protons de 14 TeV. On peut attendre une montée progressive en luminosité qui permette de mettre à disposition de chacune des deux expériences généralistes ATLAS et CMS quelques 30 fb^{-1} en 2010 et 300 fb^{-1} en 2013. Cette même période pourrait voir le développement et la construction d'un collisionneur électron-positron, l' "International Linear Collider" (ILC) [1]. Les avantages et inconvénients d'une telle machine par rapport à un collisionneur à proton sont bien connus. Nous en évoquerons deux : la définition de l'état initial et les sections efficaces. Les protons étant composites le référentiel du laboratoire ne coïncide pas avec le centre de masse de la réaction. L'énergie disponible lors de l'interaction de deux partons n'est pas connue, mais elle correspond à une distribution large autour du tiers de l'énergie du faisceau. En conséquence, la machine fonctionne surtout à l'énergie maximale des protons et les différents domaines d'énergie dans le centre de masse sont balayés simultanément. Dans une machine à électrons l'énergie des collisions est bien connue et le laboratoire est essentiellement le centre de masse. Dans ces conditions on peut choisir l'énergie de la machine pour explorer des seuils ou des résonances mais, en contrepartie, fonctionner par exemple au seuil du top pour en mesurer la masse peut ne pas optimiser simultanément l'étude du Higgs. Pour ce qui concerne les sections efficaces de production en e^+e^- d'un état final physiquement intéressant, à basse énergie elles décroissent au-dessus du seuil comme l'inverse du carré de l'énergie et à haute énergie croissent typiquement en $1/m_w^2 \log(s/m_w^2)$, les bruits de fond suivent les mêmes variations entraînant un rapport signal sur bruit très favorable lorsque l'énergie de la machine est bien choisie.

Un collisionneur à électrons commencerait à accumuler des données vers 2015 à des énergies allant de la masse du Z jusqu'au TeV. Les luminosités attendues, quelques 500 fb^{-1} dans les premières années montant à 1 ab^{-1} , servent d'hypothèses aux pronostics de physique développés plus loin. A la masse du Z il pourrait ainsi fournir une centaine de fois le nombre d'événements enregistrés par le LEP (GigaZ).

Ce collisionneur devrait disposer d'électrons polarisés à plus de 80 % et pourrait avoir en option une polarisation de positrons voisine de 60 %. Des options complémentaires

sont envisagées, collisions électron-électron, collisions photon-photon. Ces dernières, très intéressantes, nécessitent un laser de haute puissance dont le faisceau croise les électrons à proximité du point de collision entraînant un concept de détecteur très spécifique. Ces options ne sont pas prises en compte dans les perspectives étudiées dans ce chapitre, ainsi la production de Higgs légers ou lourds en $\gamma\gamma$ n'est pas discutée.

Pour la même période, des améliorations du LHC sont à l'étude, désignées sous le nom de "super LHC" (SLHC) [2]. Un doublement de l'énergie dans le centre de masse jusqu'à 28 TeV, faisable dans l'hypothèse du remplacement intégral des dipôles de la machine, semble aujourd'hui peu probable, mais une augmentation jusqu'à 15 TeV, correspondant à l'opération de l'accélérateur actuel à son champ maximal (9T), ne serait pas exclue. Mais c'est surtout un gain d'un ordre de grandeur sur la luminosité instantanée (de 10^{34} à 10^{35} $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) qui est envisagé, de façon progressive, à partir de 2013, obtenu par un ensemble d'améliorations (par exemple, le raccourcissement de la longueur des paquets de protons ou un doublement du nombre de ces paquets) et qui se ferait par paliers (2, 5, puis 10 fois la valeur actuelle). En raison d'un accroissement d'un facteur 5 du taux d'empilement d'événements dans une même collision (de 20 à 100), mais aussi de l'augmentation d'un facteur 10 des doses d'irradiation, il serait nécessaire de remplacer une partie des systèmes à pistes de silicium des trajectomètres, par des systèmes à pixels, d'augmenter la granularité des calorimètres en zone avant/arrière, et d'augmenter les seuils de déclenchement. Le gain en luminosité, couramment prévu à raison de 1000 fb^{-1} par année par expérience pour un total de $\sim 6000 \text{ fb}^{-1}$, se traduit en termes de physique, voir les sections suivantes, comme une extension de l'ordre de 25-30 % du domaine de masse de nouvelles particules accessibles. Au-delà, les perspectives sont plus incertaines.

Dans le domaine des machines à proton on peut envisager, à l'horizon de l'an 2020/30, un VLHC [3] triplant ou éventuellement décuplant l'énergie du LHC. Dans celui des machines à électron, le principe du double accélérateur, mis en application dans le projet CLIC (Compact Linear Collider), pourrait offrir, si les R&D le confirment, une énergie de quelques TeV à des luminosités de $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Signalons aussi les études, bien plus futuristes, de collisionneurs à muons ayant des énergies dans le centre de masse allant de 100 GeV jusqu'à plusieurs TeV. Ceux-ci, grâce à la masse du muon, pourraient être circulaires et allieraient les avantages des protons à ceux des électrons. En revanche la durée de vie des muons et leur mode de production posent des problèmes aujourd'hui insurmontés. Nous ne devons pas oublier la contribution de futures expériences de basse énergie auprès d'une éventuelle superusine à B ou de machines existantes. Des mesures spécifiques très précises, telles g-2, moment dipolaire du neutron, désintégrations rares comme $\mu \rightarrow e\gamma$ ou $\tau \rightarrow \mu\gamma$ peuvent apporter un signal clair de physique au-delà du modèle standard.

Dans les sections suivantes, et considérant une prospective à 10-15 ans, seules les options de SLHC et de ILC jusqu'à 1 TeV seront prises en considération. Afin de pouvoir situer les résultats des différentes études évoquées par rapport au temps, la Table 1 montre des dates auxquelles correspondent des estimations de luminosité intégrée par expérience indiquées auprès des différents accélérateurs, avec une incertitude bien évidemment croissante avec l'éloignement des dates.

Accélérateur	2004	2007	2008	2009
TeVatron [4, 5]	670 pb ⁻¹	2.2-4.4 fb ⁻¹	3.3-6.4fb ⁻¹	4.4-8.5 fb ⁻¹
LHC	-	-	10 fb ⁻¹	20 fb ⁻¹

Accélérateur	2010	2011	2013
TeVatron [4, 5]	-	-	-
LHC	30 fb ⁻¹	≥ 100 fb ⁻¹	≥ 300 fb ⁻¹

Accélérateur	à partir de 2014	à partir de 2015	à partir de 2018
SLHC	1000 fb ⁻¹ /an		
ILC	-	200 fb ⁻¹ /an	500 fb ⁻¹ /an

Table 1: Luminosité intégrée par expérience prévue auprès des différentes machines

2 Mesures électrofaibles : état actuel et perspectives

Les mesures effectuées sur le pôle du Z au LEP et au SLC entre 1989 et 1995 sont aujourd’hui presque toutes finalisées. Les observables décrivant la résonance du Z et ses couplages aux fermions sont déterminées avec précision et permettent, en conjonction avec la masse du W et la masse du quark top, de tester la cohérence du Modèle Standard. On rappelle comment ces mesures permettent, au sein du Modèle Standard, de déterminer le paramètre manquant de la masse du boson de Higgs; et comment elle posent, de manière générale, des contraintes sur les modèles alternatifs.

2.1 Contraintes sur le boson de Higgs du Modèle Standard

Dans le cadre de ce modèle, un nombre restreint de paramètres fournit l’ensemble des prédictions pour les observables; réciproquement, la mesure de ces grandeurs permet de remonter aux paramètres sous-jacents de manière redondante. Grâce à l’effet des corrections virtuelles aux prédictions, on peut mesurer la contribution de particules nouvelles: par exemple, la correction au propagateur du Z est proportionnelle au carré de la masse du quark top, et a permis d’extraire la masse de ce dernier avant sa découverte. Une fois le quark top découvert et sa contribution au propagateur du Z mieux contrainte, il devient possible de mesurer la contribution du boson de Higgs, seulement logarithmique dans la masse de ce dernier. La méthode est brièvement décrite dans ce qui suit.

Les observables utilisées, répertoriées dans la Table 2, décrivent la résonance du Z , le W , le quark top, et l’évolution de la constante de couplage électromagnétique. Les mesures sont combinées au sein d’une procédure d’ajustement, dont le résultat fournit les valeurs les plus probables de ces paramètres dans l’hypothèse où le Modèle Standard est correct, ainsi qu’une prédiction sur la masse du boson de Higgs.

La Table 2 compare l’ensemble des valeurs mesurées à celles prédites dans le cadre du Modèle Standard et répertorie l’écart avec les prédictions. L’ajustement des résultats ne montre pas de signe de nouvelle physique, puisque l’écart le plus important est de 2.5σ . L’adéquation des mesures aux prédictions est reflétée par la valeur du χ^2 de 15.8 pour 13 degrés de liberté, ce qui correspond à une compatibilité de 26.1%. La masse du Higgs

Observable	Mesure	Ecart (σ)
$\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z)$	0.02761 ± 0.00036	0.19
m_Z (GeV/c^2)	91.1875 ± 0.0021	0.09
Γ_Z (GeV/c^2)	2.4952 ± 0.0023	0.56
σ_{had}^0 (nb)	41.540 ± 0.037	-1.59
R_l	20.767 ± 0.025	-1.12
R_b	0.21638 ± 0.00066	-1.09
R_c	0.1720 ± 0.0030	0.10
$A_{FB}^{0,l}$	0.01714 ± 0.00095	-0.76
$A_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0032	0.47
$A_{FB}^{0,b}$	0.0997 ± 0.0016	2.50
$A_{FB}^{0,c}$	0.0706 ± 0.0035	1.03
A_b	0.925 ± 0.020	0.5
A_c	0.670 ± 0.026	-0.08
$A_l(SLD)$	0.1513 ± 0.0021	-1.57
$\sin^2 \theta_{eff}^l(Q_{FB})$	0.2324 ± 0.0012	-0.83
m_W (GeV/c^2)	80.425 ± 0.034	-0.79
Γ_W (GeV/c^2)	2.133 ± 0.069	-0.56
m_t (GeV/c^2)	178.0 ± 4.3	0.02

Table 2: Observables intervenant dans l’ajustement électrofaible, leurs valeurs mesurées, et l’écart (normalisé à l’incertitude) entre la valeur mesurée et le résultat de l’ajustement [6]. De haut en bas : la contribution hadronique à l’évolution de la constante de couplage électromagnétique, évaluée à la masse du Z ; la masse du Z et sa largeur; la section efficace hadronique au pic; les largeurs leptonique, en quarks b et en quarks c , normalisées à la largeur en hadrons; les paramètres d’asymétrie leptoniques et hadroniques; l’angle faible; la masse et la largeur du W ; la masse du quark top.

prédite dans le cadre du Modèle Standard est de $m_H = 114_{-45}^{+69}$ GeV/c^2 c’est à dire telle que $m_H < 260$ GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance [6].

Ces résultats sont compatibles avec le résultat des recherches directes au LEP, qui excluent une masse $m_H < 114$ GeV/c^2 . La Figure 1 montre la variation de la qualité de l’ajustement en fonction de m_H .

Le résultat de l’ajustement peut être exprimé dans le plan (m_t, m_W) , également représenté sur la Figure 1. Sur cette figure, les mesures directes de m_W et m_t sont comparées aux prédictions obtenues uniquement à partir des observables du pôle du Z . On observe un bon recouvrement des résultats. Les régions permises sont comparées aux prédictions du Modèle Standard pour différentes valeurs de m_H , et reflètent la préférence des mesures pour un boson de Higgs relativement léger.

Les mesures au Run II du Tevatron amélioreront encore la précision des résultats, mais seront limitées par les performances du collisionneur, avec une luminosité intégrée prévue de 4.4 à 8.5 fb^{-1} au terme de la prise de données. Comme on le verra, l’échantillon sera probablement trop faible pour contribuer à la découverte du boson de Higgs du Modèle Standard, et la principale contribution du Tevatron à la contrainte de son secteur

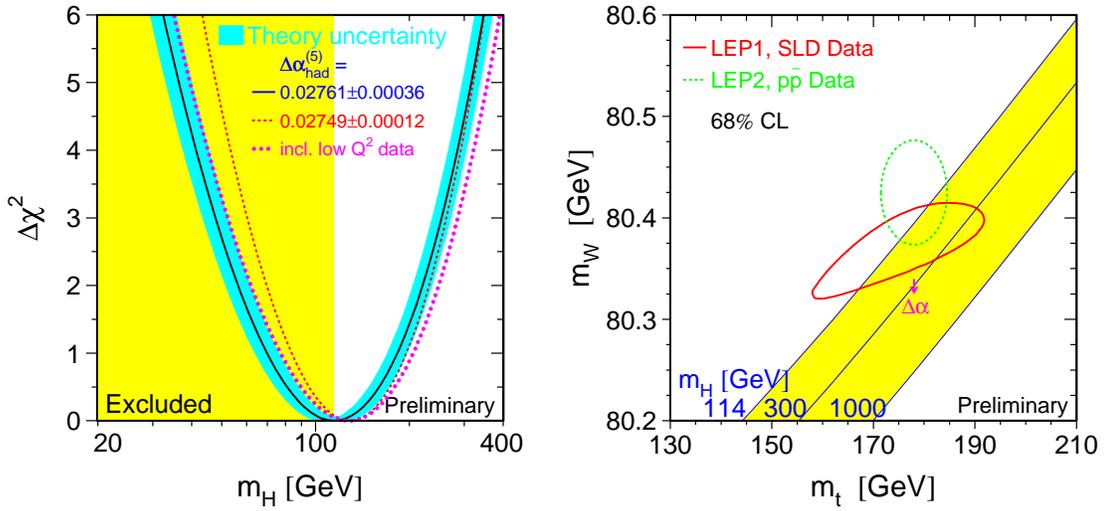


Figure 1: A gauche : χ^2 de l'ajustement entre les mesures électrofaibles et les prédictions du Modèle Standard, en fonction de m_H . La zone exclue par les recherches directes est indiquée en jaune. A droite : mesures de m_W et m_t . Les contours en pointillés représentent les mesures directes du LEP et du Tevatron; le contour en trait plein résulte de l'ajustement des données du LEP et de SLC. La bande représente les prédictions du Modèle Standard, pour des valeurs de m_H allant de 114 à 1000 GeV/c^2 .

de Higgs proviendra de la réduction des incertitudes sur les masses du W et du top. Au terme du Run II, les incertitudes sur m_W et m_t seront ramenées à 27 MeV/c^2 et 2.7 GeV/c^2 respectivement, pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1} . Ces chiffres tombent à 20 MeV/c^2 et 2 GeV/c^2 avec 8 fb^{-1} [7].

En dehors de leurs perspectives de découvertes de nouvelles particules, les mesures aux futurs collisionneurs amélioreront significativement la connaissance du secteur électrofaible. La mesure de m_t au LHC devrait avoir une précision de l'ordre de 1 GeV/c^2 , et m_W devrait être déterminée à 15 MeV/c^2 près, après une luminosité de 10 fb^{-1} [8], correspondant à un an de prise de données à basse luminosité.

Le Collisionneur Linéaire devrait livrer des résultats avec une précision que peuvent difficilement égaler les machines hadroniques dans le domaine des mesures de précision. Une incertitude de 100 MeV/c^2 est anticipée sur m_t , et m_W pourra être connu à 5 MeV/c^2 près [9]. L'angle faible pourrait être déterminé avec une précision dix fois meilleure que les résultats du LEP et du SLC, si le collisionneur fonctionne au pôle du Z et en faisceaux polarisés [10].

La section suivante discute de l'impact de ces mesures dans un cadre plus général.

2.2 Contraintes au-delà du Modèle Standard

Comme nous l'avons vu précédemment, l'ensemble des données électrofaibles est compatible avec le Modèle Standard, à condition que le boson de Higgs soit de masse inférieure à quelque 260 GeV/c^2 . Cependant, il est intéressant de considérer des modèles incluant un

boson de Higgs plus lourd, voire un secteur scalaire différent ou absent, et de déterminer les conditions qui permettent de préserver l'accord avec les données électrofaibles.

De tels modèles existent, et ont été classifiés [11]. Ils partagent tous le groupe de jauge $SU(2) \times U(1)$, et comprennent de nouvelles particules dont les contributions aux corrections virtuelles doivent compenser celles impliquées par l'excès de masse ou l'absence du boson de Higgs.

La compatibilité de ces modèles avec les données électrofaibles est évaluée dans le cadre de formalismes plus généraux, basés par exemple sur les paramètres S et T [12]. Ces paramètres contiennent par définition tous les effets nouveaux contribuant aux propagateurs du W et du Z . Ils sont calculés à partir des trois observables électrofaibles les mieux déterminées, m_W , $\sin^2 \theta_{eff}$ et Γ_l . Par convention, on pose que le point de référence $S=T=0$ correspond à la prédiction du Modèle Standard pour les valeurs préférées de m_H et m_t , soit $m_H = 114 \text{ GeV}/c^2$ et $m_t = 178 \text{ GeV}/c^2$ actuellement.

La Figure 2 représente les valeurs obtenues pour S et T et indique leurs variations, d'après le Modèle Standard, avec m_H et m_t . Quand m_H augmente, un décalage positif en S et négatif en T est obtenu. Les nouvelles particules introduites doivent donc avoir pour effet de compenser ses décalages si l'on veut préserver l'accord avec les données électrofaibles. Un tour d'horizon de ces modèles sera présenté en Section IV; la plupart prévoient l'existence de nouveaux bosons ou fermions dans une gamme de masse accessible au LHC ou au ILC.

La Figure 2 montre également l'impact dans le plan (S,T) de l'amélioration de la mesure des trois observables m_W , $\sin^2 \theta_{eff}$ et Γ_l aux futurs collisionneurs. Ces mesures indirectes permettraient, le cas échéant, d'établir une incompatibilité avec les prédictions du Modèle Standard, impliquant une nouvelle physique sous-jacente, et contraignant celle-ci par la valeur des décalages en S et en T.

3 Processus rares

L'ensemble des chapitres suivants traitera de la recherche directe de nouvelle physique, principalement auprès de collisionneurs de hadrons ou de leptons de haute énergie. Mais des indices de nouvelle physique peuvent apparaître à plus basse énergie et être mis en évidence par la recherche de processus rares ou des mesures très précises : des effets quantiques, dues à l'échange de particules virtuelles plus lourdes à l'intérieur de boucles, peuvent modifier des sections efficaces de production ou des largeurs de désintégrations.

Certaines désintégrations rares, voire interdites dans le Modèle Standard, peuvent présenter un rapport d'embranchement bien supérieur aux contributions attendues. Certains modèles supersymétriques conduisent par exemple à des changements de saveur ou à la violation du nombre leptonique, suggérés par les récentes évidences d'oscillation de neutrinos. Un accroissement en luminosité des usines à B, ainsi que les nouveaux faisceaux intenses de mesons K devraient permettre des mesures suffisamment précises pour tester le Modèle Standard ou mettre en évidence une nouvelle physique dans les modes $K \rightarrow \pi^0 \nu \nu$, μe ou $b \rightarrow s \gamma$, $B \rightarrow \Phi K_S$, par exemple [15].

De même, la nouvelle génération d'expériences sur la désintégration radiative du muon en électron à PSI doit permettre d'atteindre une limite sur le rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-13} en 2007 [16], et donc sensible à certaines extensions du Modèle Stan-

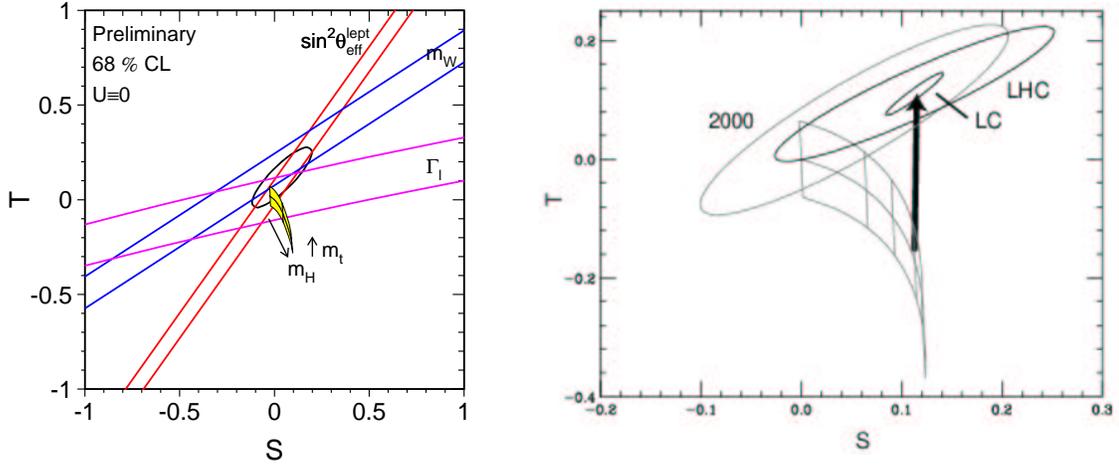


Figure 2: A gauche : ellipse autorisée dans le plan (S,T) par les mesures électrofaibles. La valeur $S=T=0$ correspond à $m_H = 114 \text{ GeV}/c^2$ et $m_t = 178 \text{ GeV}/c^2$. Le comportement de S et T en fonction de m_H et m_t est indiqué. A droite : à une plus petite échelle, ellipses autorisées par les données, et projections au LHC (avec une incertitude de 15 MeV sur m_W [13]) et au ILC (avec m_W , $\sin^2 \theta_{eff}$, et Γ_l connus à 6 MeV, 2×10^{-5} et 0.04 MeV près, respectivement [14]).

dard [17]. La recherche de $\tau \rightarrow \mu\gamma$ pour lequel un simple argument d'espace de phase permet de prédire des rapports d'embranchement plus grands d'au moins deux ordres de grandeur commencera à sonder les mêmes régions de façon assez compétitive au LHC, au ILC ou dans les usines à B.

Par des processus de boucles similaires à ceux mis en jeu dans les désintégrations rares, des mesures de grande précision peuvent être sensibles à une nouvelle physique bien au delà du TeV, par exemple la mesure du moment magnétique anormal du muon ($g-2$) [18] ou celle du moment dipolaire du neutron [19]. Il est à noter cependant que dans l'hypothèse où un signal en désaccord avec le modèle standard est observé, cela ne permet pas nécessairement d'identifier le théorie sous-jacente ou l'origine de la nouvelle physique, et une recherche directe reste toujours indispensable.

4 Articulation du document

Les chapitres suivants résument les perspectives de confirmation du Modèle Standard, ou de découverte de physique nouvelle. Le boson de Higgs Standard (de masse inférieure à $260 \text{ GeV}/c^2$) et les modèles supersymétriques réalisent un secteur scalaire léger, impliquent naturellement $S \sim T \sim 0$, et sont abordés d'abord. Les théories incluant un secteur scalaire lourd, de nouveaux bosons de jauge, des fermions supplémentaires, ou un espace-temps étendu doivent en général être ajustées pour satisfaire à cette condition, et sont traitées par la suite.

II Le boson de Higgs minimal

L'objet de ce chapitre est de préciser les perspectives des recherches du boson de Higgs du Modèle Standard auprès du Tevatron, du LHC et de l'ILC. Il souligne la nécessité de mesurer toutes les caractéristiques de ce scalaire permettant d'aboutir à une confirmation du schéma théorique du mécanisme de brisure électrofaible du Modèle Standard. Dans un premier temps, les modes de production et de désintégration sont rappelés. Les aspects expérimentaux liés à l'observation du boson de Higgs sont détaillés. Enfin, les mesures de ses caractéristiques (masse, largeur, rapport d'embranchement, autocouplage) sont décrites et les précisions attendues sur les paramètres sont données.

1 Modes de production et de désintégration

Dans le Modèle Standard, l'intensité de l'interaction du boson de Higgs avec les autres particules est proportionnelle aux masses de ces dernières. Cela favorise donc les couplages aux quarks lourds, top et bottom, et aux bosons de jauge, W et Z , dans la région en masse entre 100 et 300 GeV/c^2 (fig. 3), privilégiée par les mesures de précision (voir section I.2). Le couplage aux particules de masse nulle que sont les photons et les gluons est possible par des corrections radiatives (essentiellement des boucles de top et W). Ces derniers couplages peuvent devenir prépondérants expérimentalement en fonction de l'environnement de recherche. Ainsi, dans les collisionneurs hadroniques comme le Tevatron ou le LHC, le mode principal de production du boson de Higgs est la fusion de gluons (fig. 4). Les autres modes possibles sont la production associée avec un boson de jauge (HZ , HW), une paire $t\bar{t}$ et la fusion de bosons vecteurs (Hqq). Au ILC, les modes de production du Higgs sont le Higgs-strahlung, via le couplage au Z , $e^+e^- \rightarrow HZ$, qui domine à basse énergie (500 GeV), et les fusion de bosons Z , $e^+e^- \rightarrow e^+e^-H$, et W , $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$, qui sont dominantes au TeV (fig. 5).

2 Aspects expérimentaux et observation

Les résultats d'observation et de mesures seront tributaires des luminosités délivrées par les machines (table 1). L'ordre de grandeur du nombre d'événements attendus est, par exemple pour $m_H=120 \text{ GeV}/c^2$: environ 1400 bosons de Higgs produits en 2009 au Tevatron, 500000 produits par an au LHC (à basse luminosité) et 30000 par an au ILC. Il faut cependant noter que l'ensemble des bosons de Higgs produits au ILC sont utilisables pour les mesures, ce qui n'est pas le cas au LHC.

Au Tevatron, les canaux utilisés pour une masse du boson de Higgs inférieure à 140 GeV/c^2 , sont les productions associées $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow l \nu b\bar{b}$ et $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$. Les bruits de fond principaux sont les paires $t\bar{t}$, les dibosons WZ , ZZ et les événements QCD. Les seuils de découverte ou d'exclusion envisagés [20] pour le boson de Higgs standard sont (en fonction de la luminosité intégrée, \mathcal{L} , collectée par chaque expérience) :

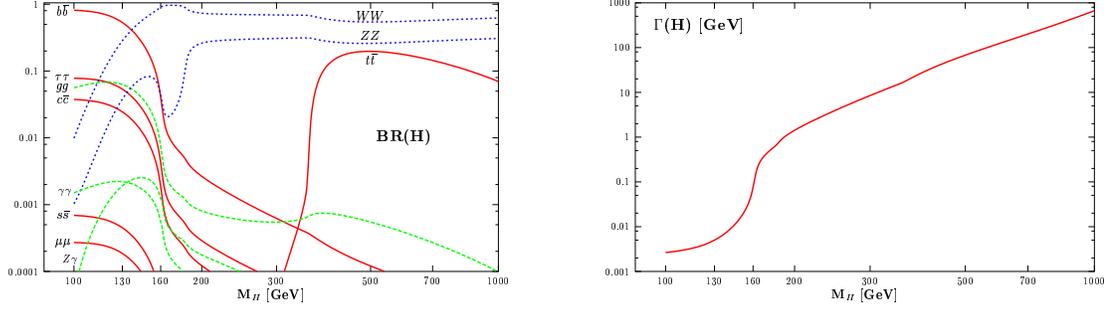


Figure 3: Rapports d'embranchement pour les principaux modes de désintégration et largeur totale en GeV du boson de Higgs standard en fonction de sa masse.

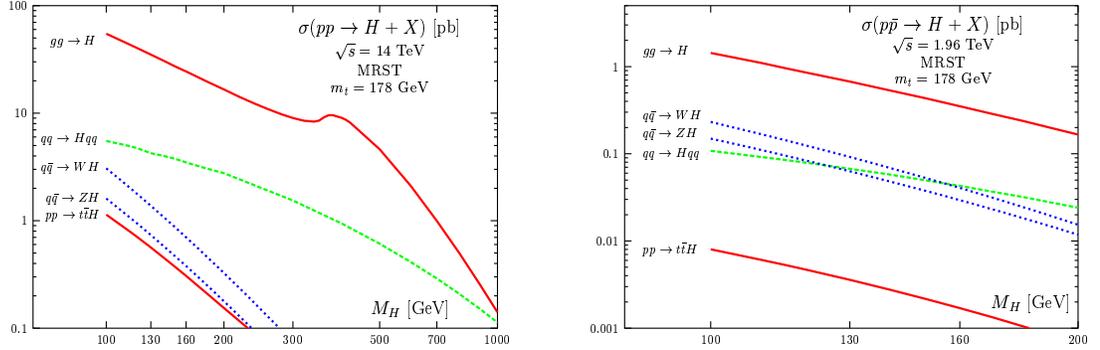


Figure 4: Section efficaces pour différents modes de production du boson de Higgs standard au TeVatron (à gauche) et au LHC (à droite).

- $\mathcal{L} = 2 \text{ fb}^{-1}$: exclusion à (95% CL) pour $m_H < 120 \text{ GeV}/c^2$
- $\mathcal{L} = 4 \text{ fb}^{-1}$: exclusion à (95% CL) de $m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$, exclusion à (95% CL) de m_H de 155 à 170 $\text{ GeV}/c^2$ via le canal $gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$, évidence (3σ) de $m_H < 120 \text{ GeV}/c^2$.
- $\mathcal{L} = 8.5 \text{ fb}^{-1}$: observation (5σ) de $m_H \simeq 115 \text{ GeV}/c^2$; évidence à (3σ) de $m_H < 130 \text{ GeV}/c^2$, et entre 155 et 165 $\text{ GeV}/c^2$; exclusion à (95 % CL) jusqu'à 135 GeV et entre 145-180 $\text{ GeV}/c^2$.

Au LHC, les domaines de masse explorés et les résultats obtenus sont donnés dans la Table 3 et sur la figure 6 [21, 22]. On observe qu'en combinant tous les canaux, 10 fb^{-1} sont suffisants pour extraire un signal de façon significative. Avec 30 fb^{-1} , certains canaux ($H \rightarrow \gamma\gamma$ ou encore $H \rightarrow \tau^+\tau^-$) permettent individuellement une mise en évidence à 5σ .

Au ILC, les événements de Higgs produits sont tous enregistrés sur bande car il n'est pas nécessaire d'avoir une sélection électronique rapide vu le faible niveau du bruit de fond (par exemple il y a environ $0.25 \text{ evt/interaction}$ pour le bruit 2-photons). De plus, avant

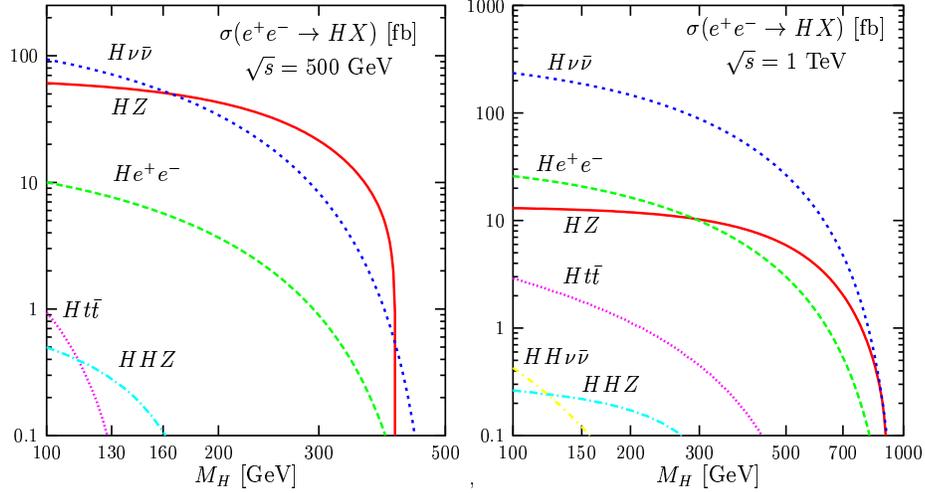


Figure 5: Sections efficaces pour différents modes de production du boson de Higgs standard en fonction de sa masse dans un collisionneur linéaire à 500 GeV (à gauche) et 1 TeV (à droite).

Production	Désintégration	Domaine de masse (GeV/c^2)
gg	$H \rightarrow \gamma\gamma$	114-150
ttH	$H \rightarrow b\bar{b}$	<120
gg	$H \rightarrow ZZ$	130-300
gg	$H \rightarrow WW$	150-180
qqH	$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	115-140
qqH	$H \rightarrow WW$	>125

Table 3: Canaux utilisés au LHC pour l'observation du boson de Higgs standard.

toute sélection d'analyse, il n'y a que deux ordres de grandeur entre le bruit de fond et le signal de Higgs. Par ailleurs, la sélection de boson de Higgs sur un collisionneur linéaire n'est pas biaisée. En effet, la production en Higgs-strahlung, permet de signer le boson de Higgs quel que soit le type de désintégration, en utilisant la technique de masse de recul au Z, et ainsi d'observer un boson de Higgs dans tout type de modèle, dès lors qu'il est couplé au Z. Malgré un couplage 100 fois plus faible que celui du MS, le signal reste observable, ce qui est un bon test pour de nombreux modèles au delà du MS. La figure 7, qui montre le spectre de masse de recul d'un boson Z se désintégrant en deux muons, illustre cette méthode. Le pic caractérisant un boson de Higgs de $140 \text{ GeV}/c^2$ y est parfaitement visible, ainsi que l'effet dit de beamstrahlung (pertes d'énergies des faisceaux, réduisant ainsi l'énergie du centre de masse), qui induit une longue queue vers les hautes masses.

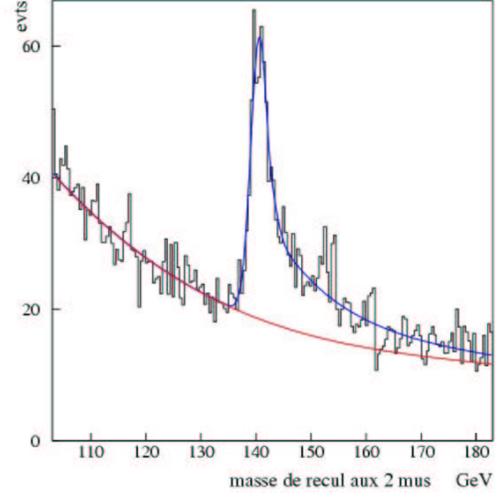
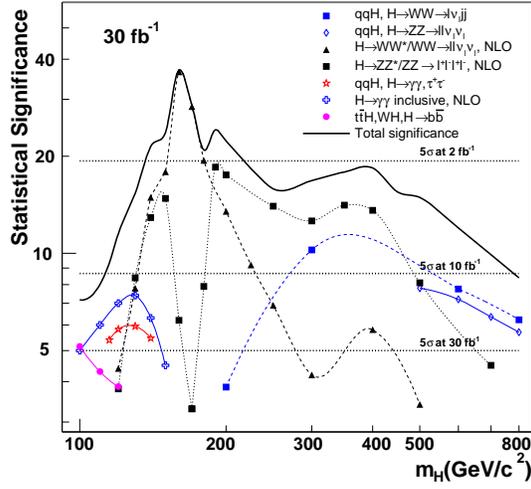


Figure 6 Signification statistique attendue d'un signal de boson de Higgs standard au LHC, pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} (d'après [22]).

Figure 7: Masse de recul à deux muons provenant d'un Z, en présence d'un Higgs de $140 \text{ GeV}/c^2$, au ILC.

3 Mesures des propriétés du boson de Higgs

La présente section résume les perspectives de mesure des propriétés du boson de Higgs. Masse et largeur, couplages et nombres quantiques sont traités successivement.

3.1 Masse et largeur

La mesure de la masse du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques repose sur une reconstruction directe de la masse des produits de désintégrations. Il en est de même au ILC, où de plus, pour le processus $e^+e^- \rightarrow HZ$, elle peut être mesurée grâce au pic dans le spectre de masse de recul au Z.

La largeur totale ne peut être mesurée, au LHC, que dans le domaine de masse supérieure à $200 \text{ GeV}/c^2$. Pour $m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$, la largeur intrinsèque est dominée par la largeur expérimentale. Elle est alors déduite de façon indirecte à partir d'ajustement de mesures liées aux désintégrations visibles du boson de Higgs. Par contre, au ILC, la largeur totale peut être mesurée même pour $m_H \leq 200 \text{ GeV}/c^2$. Elle est alors déduite du rapport d'embranchement du mode $H \rightarrow WW$ et de la largeur $\Gamma(H \rightarrow WW)$ que l'on extrait de la mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\nu\nu$.

Les précisions attendues aux différents collisionneurs figurent dans la Table 4.

3.2 Rapport d'embranchement et couplages

Au LHC, il est impossible d'observer toutes les désintégrations du boson de Higgs, certains modes étant noyés dans le bruit de fond. Pour un mode donné, l'information accessible est le produit de la section efficace de production par le rapport d'embranchement du

Collisionneur	Mode de désintégration	Précision attendue sur la masse %	Domaine de masse GeV/c ²
TeVatron	$H \rightarrow bb$	10	$\simeq 115$
LHC	$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.06	115-150
	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	0.1	≥ 130
ILC	$H \rightarrow q\bar{q}$	0.03	120-200
	$H \rightarrow WW, H \rightarrow ZZ, H \rightarrow q\bar{q}$	0.1	200-300

Collisionneur	Mode de désintégration	Précision atteinte la largeur %	Domaine de masse GeV/c ²
LHC	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	6	≥ 200
ILC	$H \rightarrow WW$	3.5	≤ 200
		10	250-300

Table 4: Précisions atteintes aux différents types de collisionneurs sur la mesure de masse et de largeur du boson de Higgs standard.

processus correspondant ($\sigma \times BR$). En ajustant les prédictions du Modèle Standard sur ces mesures, les rapports d'embranchement relatifs peuvent être déterminés. La Table 5 [23] donne un aperçu des erreurs attendues sur $\sigma \times BR$ pour certains des modes utilisés. On constate que l'incertitude de mesure est réduite d'un facteur 2 lorsque l'on passe de 30 fb^{-1} à 300 fb^{-1} . Les erreurs obtenues sur les rapports des largeurs partielles après ajustement ($\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W}, \frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_W}, \frac{\Gamma_b}{\Gamma_W}$) varient entre 10-50% suivant les rapports et la masse du boson de Higgs [23]. Sous l'hypothèse que des nouvelles particules n'interviennent pas dans les boucles, il est possible de déduire des taux d'événements observés les rapports des constantes de couplages carrées du Higgs (avec t, b, τ, W, Z) avec des précisions de 15% à 50%. Par exemple, le rapport $\frac{g_t^2}{g_W^2}$ est mesuré à 25% pour $m_H = 130 \text{ GeV}/c^2$ et 300 fb^{-1} . Ces précisions sont sensiblement améliorées au SLHC.

$\sigma \times BR$	$m_H=120 \text{ GeV}/c^2$		$m_H=160 \text{ GeV}/c^2$	
	$\mathcal{L}=30 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L}=300 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L}=30 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L}=300 \text{ fb}^{-1}$
$gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$	65%	30%	35%	17%
$gg \rightarrow H \rightarrow WW$	44%	32%	37%	17%
$gg \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$	44%	20%		

Table 5: Erreurs de mesures attendues sur différents processus $\sigma \times BR$ au LHC.

Au ILC, deux méthodes sont possibles pour effectuer la mesure de rapport d'embranchement. L'une reprend les techniques utilisées déjà dans les expériences au LEP et consiste à former un échantillon non biaisé de Higgs, sélectionné par la masse de recul au Z et puis à étiqueter tous les événements de cet échantillon [26, 27]. La seconde méthode consiste à mesurer les sections efficaces exclusives de chaque état final d'un rapport d'embranchement donné. Ces deux méthodes conduisent à des précisions de quelques % pour la plupart des désintégrations du Higgs comme précisé dans la Table 6 [28, 29]. Même pour les hautes masses, les mesures des rapports d'embranchement restent possibles: les erreurs

n'excèdent pas 10 % pour $m_H=200 \text{ GeV}/c^2$ et 17% pour $m_H=320 \text{ GeV}/c^2$.

Le couplage de Yukawa au quark top est une mesure importante, car nombre d'extensions du Modèle Standard ont des prédictions particulières pour ce couplage. Sous le seuil $m_H < 2m_t$, le couplage peut être obtenu par la mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$. Les études menées conduisent à une précision attendue de 6% à $m_H=120 \text{ GeV}/c^2$, allant jusqu'à 15% à $m_H=200 \text{ GeV}/c^2$, pour une luminosité de 1 ab^{-1} . Au-dessus du seuil, il s'agit de mesurer un rapport d'embranchement et cela ne présente pas de problème particulier, même si l'étude quantitative reste à faire.

Rapport d'embranchement	Précision de mesure
$\Delta B/B(\text{bb})$	1.6%
$\Delta B/B(\text{cc})$	8%
$\Delta B/B(\tau^+\tau^-)$	5%
$\Delta B/B(\text{gg})$	1.4%
$\Delta B/B(\text{WW})$	2%
$\Delta B/B(\gamma\gamma)$	5.4%
$\Delta B/B(\mu\mu)$	30%

Table 6: Précision de mesure des rapports d'embranchement du Higgs standard au ILC pour $m_H=120 \text{ GeV}/c^2$.

3.3 Nombres quantiques

Les mesures du spin du Higgs et de ses propriétés sous CP sont des éléments importants pour identifier ce boson de façon plus complète. Dans le MS, le boson de Higgs est caractérisé par les nombres quantiques $J^{PC}=0^{++}$. On peut tout d'abord noter que l'observation d'un signal dans le canal diphoton au LHC (possible pour $100 \leq m_H \leq 150 \text{ GeV}/c^2$) exclut $J=1$ et demande une valeur de C positive. De plus, pour $m_H \geq 2M_Z$, l'étude des corrélations angulaires dans la désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$ permet d'accéder au spin du Higgs et à la valeur de CP [30]. Pour 100 fb^{-1} un spin de 1 (CP pair ou impair) peut être exclu à 95% de niveau de confiance pour $m_H=200 \text{ GeV}/c^2$. Pour des masses plus grandes la distinction est meilleure. L'hypothèse spin 0 et CP impair peut être discriminée avec une luminosité nettement plus faible. En principe, des arguments similaires s'appliquent à la désintégration $H \rightarrow ZZ^*, WW^*$ pour $140 \leq m_H \leq 180 \text{ GeV}/c^2$, mais les taux d'événement et rapport signal sur bruit sont moins favorables.

Au ILC, la mesure de la section efficace $e^+e^- \rightarrow HZ$ au seuil ainsi que l'étude de la variation angulaire de ce processus à haute énergie (en $\sin^2\theta$ pour le MS) permettent de distinguer facilement spin 0, 1 ou 2 indépendamment du modèle considéré et d'établir la parité positive du Higgs (voir [31] par exemple).

Une composante CP impaire dans le couplage du boson de Higgs (par rapport à une composante principalement CP paire) peut être étudiée au niveau probablement de 30% au LHC dans la production par fusion de bosons vecteurs (pour le couplage HWW/HZZ) [32]. Une précision de 3-4% est atteignable au ILC (par étude de différentes distributions angulaires). La violation de CP dans le secteur du Higgs peut être étudiée

au ILC par l'étude des corrélations des produits de désintégrations des taus dans le mode $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (pour $m_H \leq 140 \text{ GeV}/c^2$).

3.4 Autocouplage

Pour vérifier que le Higgs est bien le scalaire prédit par le MS, il faudra reconstruire le potentiel $V(\Phi)$ qui contient des termes proportionnels à la masse m_H ainsi qu'aux couplages à trois (λ_{H^2}) et à quatre Higgs. Le paramètre $\lambda_{H^2} = m_H^2/(2v^2)$ caractérise la force d'autocouplage du Higgs.

Au LHC, il sera difficile voire impossible de mesurer l'autocouplage. Dans le cas du SLHC, les plus hautes luminosités permettront la mesure de λ_{H^2} à 30% [33].

Dans le cas du ILC, des précisions de l'ordre de 10% peuvent être atteintes sur le couplage à deux bosons, pour des Higgs légers ($M_H < 140 \text{ GeV}$) en regardant les canaux $e^+ e^- \rightarrow ZHH$ avec $HH \rightarrow b\bar{b}$ +jets. Pour des masses de Higgs plus grandes, le bruit de fond WW +jets est important, et la sensibilité à l'autocouplage reste à étudier.

III Supersymétrie à basse énergie

Les théories supersymétriques associent un degré de liberté bosonique à chaque degré de liberté fermionique. Il existe de nombreux modèles supersymétriques, avec et sans conservation de R-parité, et différents mécanismes de brisure de supersymétrie. La brisure de supersymétrie peut être transmise au secteur visible par des interactions gravitationnelles, réalisées dans les modèles d'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM) et de supergravité minimale (mSUGRA). D'autres vecteurs possibles de brisure sont les interactions de jauge (GMSB) ou les anomalies (AMSB). Si la R-parité est conservée, les particules supersymétriques sont produites par paires et se désintègrent jusqu'à la particule supersymétrique la plus légère (LSP), qui est stable, neutre et interagit faiblement. La LSP est à l'origine de la signature classique de la supersymétrie par énergie manquante, et est un candidat attractif pour la matière noire. Tous les modèles supersymétriques ont fait l'objet de très nombreuses études [21, 34]. Par exemple, dans le GMSB on trouve des états finals avec des photons, ce qui est plus rare dans le MSSM et mSUGRA. Dans la suite, l'accent sera mis sur les modèles MSSM et mSUGRA, qui sont particulièrement attractifs car ils permettent de relier, via une extrapolation à l'échelle GUT (10^{16} GeV/ c^2), la physique des particules et la gravité. Les paramètres du MSSM sont définis à l'échelle électrofaible tandis que ceux de mSUGRA le sont à l'échelle GUT. De plus dans le cas de mSUGRA, des hypothèses d'universalité des termes de brisure de la supersymétrie sont introduites.

Dans le MSSM (et mSUGRA) il y a cinq bosons de Higgs, trois scalaires neutres, h , H et A , et une paire de bosons de Higgs chargés, H^\pm . Les partenaires des bosons de jauge et du boson de Higgs sont les charginos et les neutralinos, et les partenaires des leptons et quarks sont les sleptons et les squarks. Dans la suite, on considère le neutralino le plus léger, χ_1^0 , comme la LSP.

Le secteur des bosons de Higgs est gouverné par le paramètre $\tan\beta$ (qui est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs) et la masse du A . De plus, les masses des bosons de Higgs dépendent via les corrections radiatives des masses des stops et de leur couplage trilineaire qui est responsable du mélange des stops. Lorsque le mélange est maximal la masse du boson de Higgs est la moins contrainte. Dans le MSSM, la masse du h est inférieure à approximativement 140 GeV/ c^2 .

Les recherches des bosons de Higgs et des particules supersymétriques au LEP ont permis d'exclure une partie de l'espace de paramètres. La région de faible $\tan\beta$ a été exclue via la recherche des bosons de Higgs neutres et une limite sur les bosons de Higgs neutres les plus légers h et A de 93 GeV/ c^2 a été déterminée [35]. La limite sur la masse des bosons de Higgs chargés est de 78.6 GeV/ c^2 [36]. Des masses de chargino ont été exclues jusqu'à 103 GeV/ c^2 [37] pour des grandes valeurs de m_0 et une limite absolue sur la masse du neutralino de 50 GeV/ c^2 a été déterminée dans mSUGRA [38]. La limite sur les stops et sbottoms est de 94 GeV/ c^2 [39]. Les sélectrons avec une masse inférieure à 100 GeV/ c^2 , les smuons avec une masse inférieure à 95 GeV/ c^2 et des staus avec une masse inférieure à 87 GeV/ c^2 sont également exclus [40]. Au TeVatron, dans

mSUGRA des limites sur la masse du gluino à $195 \text{ GeV}/c^2$ (indépendamment de la masse des squarks) et pour la masse des gluinos égale à la masse des squarks de $300 \text{ GeV}/c^2$ ont été déterminées [41]. Les sbottoms avec une masse inférieure à $146 \text{ GeV}/c^2$ ($m_{\chi_1^0} = 40 \text{ GeV}/c^2$) ont été exclus [42]. Le stop avec une masse inférieure à $122 \text{ GeV}/c^2$ ($m_{\chi_1^0} = 45 \text{ GeV}/c^2$) a été exclu également [43].

Dans cette section sera discuté un scénario de supersymétrie à basse énergie où les superpartenaires sont assez légers pour être détectés dans les trois collisionneurs considérés dans ce document. L'apport du TeVatron, du LHC et des futurs collisionneurs ILC et SLHC à la découverte et à la mesure des propriétés des bosons de Higgs, des particules supersymétriques ainsi qu'à la reconstruction des paramètres fondamentaux qui gouvernent la brisure de la supersymétrie sera étudié.

1 Bosons de Higgs supersymétriques

La section II décrit les canaux de découverte ainsi que la mesure des masses et des rapports d'embranchement du boson de Higgs dans le Modèle Standard. Ces analyses s'appliquent aux Higgs neutres supersymétriques en prenant en compte les différences des couplages aux fermions et aux bosons de jauge. En général, on retrouve les couplages du Modèle Standard lorsque m_h se rapproche de la limite supérieure permise pour une valeur de $\tan\beta$ donnée. Ces analyses sont complétées par la recherche directe des H^\pm et les désintégrations en $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ des Higgs neutres, importantes à grand $\tan\beta$.

La capacité du TeVatron à explorer le plan $(m_A, \tan\beta)$ en fonction de la luminosité accumulée est montrée figure 8 pour les expériences CDF et D0 [44] (exclusion à 95% de niveau de confiance). Pour obtenir la couverture du plan, les canaux de désintégration de tous les bosons de Higgs sont mis à contribution. En particulier, la recherche du boson de Higgs chargé dans la désintégration du quark top est utilisé à grand $\tan\beta$ dans le cas où $m_{H^\pm} < m_t$. En 2009, le TeVatron prévoit d'avoir accumulé entre 4.4 et 8.5 fb^{-1} . Le plan $(m_A, \tan\beta)$ sera presque entièrement couvert à 95% niveau de confiance pour ce qui concerne l'exclusion, en revanche il restera dans sa plus grande partie inexploré au démarrage du LHC pour une découverte à 5σ .

La couverture du plan $(m_A, \tan\beta)$ a été étudiée dans ATLAS et CMS [21, 22]. La figure 8 montre qu'avec 300 fb^{-1} ce qui correspond à 3 années de fonctionnement à haute luminosité, le plan peut être couvert entièrement. Pour tous les points du plan au moins un boson de Higgs peut être découvert. De plus dans la majorité des cas, plusieurs bosons de Higgs peuvent être vus. La zone correspondant à la découverte de plusieurs bosons de Higgs pourrait être élargie de typiquement $50 \text{ GeV}/c^2$ (m_A) par le SLHC, comme le montre le contour correspondant à 3000 fb^{-1} (3 ans de fonctionnement).

En plus des désintégrations en particules du Modèle Standard, des désintégrations des bosons de Higgs en particules supersymétriques sont possibles et peuvent être utilisées pour la recherche et la mesure des propriétés des bosons de Higgs. Un cas intéressant est $H, A \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0 \rightarrow 4\ell + E_T^{miss}$. Ce canal permet de couvrir une large portion du plan pour des masses de A modérées quelque soit la valeur de $\tan\beta$. Au SLHC, une étude indique qu'après 1000 fb^{-1} la masse de A ainsi accessible augmenterait de l'ordre de 50% [45].

Un autre exemple est une désintégration des bosons de Higgs en $\chi_1^0\chi_1^0$ où le boson de Higgs devient donc invisible. Une observation dans ce canal reste néanmoins possible dès

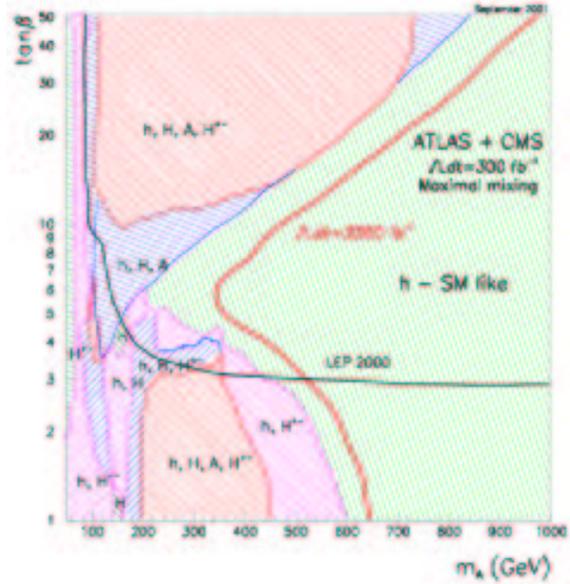
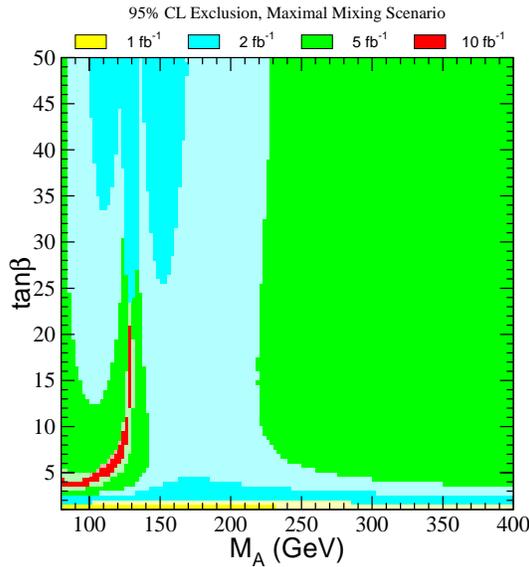


Figure 8: A gauche : potentiel d'exclusion dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ du Run II du TeVatron en fonction de la luminosité intégrée. A droite : Bosons de Higgs "visibles" dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ pour 300 fb^{-1} par expérience et pour le SLHC. La région exclue par le LEP est montrée également.

que le rapport d'embranchement invisible est supérieur à 35 %.

L'utilisation de ces canaux dépendra fortement du spectre des particules supersymétriques. Dans certaines configurations, les bosons de Higgs peuvent également être produits et détectés dans des désintégrations des neutralinos et charginos.

Lorsque les bosons de Higgs sont accessibles cinématiquement par le ILC, ils peuvent être vus et étudiés via les processus de Higgs-strahlung, fusion des bosons W ainsi que la production associée (e.g. hA) pour les bosons de Higgs neutres et la production de paires de bosons de Higgs chargés [34]. De plus, dans $hZ \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0 \mu\mu$, on peut mesurer la masse du boson de Higgs comme masse de recul du Z. Si le rapport d'embranchement invisible est supérieur à 2%, celui-ci peut être mesuré avec une précision de 20%.

2 Mesure des propriétés des bosons de Higgs

Les techniques de mesure décrites dans la section II s'appliquent également à la mesure des propriétés des bosons de Higgs neutres du MSSM mis à part la statistique qui est modifiée (couplages). Dans la suite on va examiner plus attentivement les Higgs lourds (A, H, H^\pm) dans des canaux non-standard. Au LHC, les masses m_H et m_A peuvent être connues avec une précision de l'ordre de 0.1% dans le canal $\mu\mu$ et avec une précision allant de 1 à 12% dans le canal $\tau\tau$ pour les grandes valeurs de $\tan\beta$. Une réduction de l'erreur de la mesure des rapports de couplage d'un facteur deux peut être obtenue avec le SLHC. La production associée HA , qui est la source dominante de H pour des grandes valeurs de $\tan\beta$ au ILC, permettra la mesure de la masse de A dans l'état final $b\bar{b}b\bar{b}$. Une précision de 0.2-0.4% peut être atteinte avec 50 fb^{-1} pour des masses m_H et $m_A < 350 \text{ GeV}/c^2$ (à $\sqrt{s}=800 \text{ GeV}$). Au ILC le boson de Higgs chargé, par exemple, avec une masse de $300 \text{ GeV}/c^2$,

produit en paire, peut être détecté dans l'état final $WhWh$ et $t\bar{t}b\bar{b}$. Typiquement, une résolution de 10 GeV pourrait être atteinte avec 500 fb^{-1} . Au SLHC, des études indiquent que la désintégration du H^\pm en $\mu^\pm\nu_\mu$, inobservable faute de statistique même à la fin du LHC, deviendrait observable avec 1000 fb^{-1} , ce qui permettrait la mesure du rapport $g_{H^\pm \rightarrow \tau\nu}/g_{H^\pm \rightarrow \mu\nu}$.

Dans certaines zones, seul le boson de Higgs le plus léger pourrait être découvert au LHC. Comment établir la nature supersymétrique de cette particule? Les mesures précises de rapport d'embranchement au ILC, même si les autres bosons de Higgs n'y sont pas accessibles, permettent de distinguer un boson de Higgs léger d'un boson de Higgs du MSSM pour $m_A \leq 500 \text{ GeV}/c^2$ [34].

3 Particules supersymétriques

Au TeVatron avec 2 fb^{-1} , si des squarks sont légers, des gluinos peuvent être découverts dans mSUGRA jusqu'à une masse de $400 \text{ GeV}/c^2$. Egalement dans mSUGRA, des charginos peuvent être découverts dans le canal tri-lepton $\chi_1^\pm\chi_2^0 \rightarrow \ell\ell\chi_1^0\ell\nu\chi_1^0$, jusqu'à des masses de $180 \text{ GeV}/c^2$. Les stops (sbottoms) peuvent être observés si leurs masses ne sont pas plus grandes que $180 \text{ GeV}/c^2$ ($210 \text{ GeV}/c^2$) [47].

L'énergie disponible dans le centre de masse au LHC fait que les particules supersymétriques les plus lourdes peuvent être produites. Si les squarks et gluinos ne sont pas trop lourds, ils y sont produits en abondance par interaction forte. Ils se désintègrent par l'intermédiaire de longues cascades de particules supersymétriques jusqu'au neutralino le plus léger. Typiquement, des squarks et des gluinos avec des masses allant jusqu'à $2.5 \text{ TeV}/c^2$ (100 fb^{-1}) peuvent être découverts au LHC facilement dans l'état final inclusif de multijets et énergie transverse manquante. La masse effective, la somme scalaire des impulsions transverses des jets et de l'énergie transverse manquante, donnera une première estimation de la section efficace de production et de l'échelle de masse des particules colorées.

Les masses des particules supersymétriques ne peuvent pas être mesurées par l'intermédiaire de pics de masse. On peut mesurer des différences de masses en choisissant des modes de désintégration bien particuliers. Une cascade essentielle est:

$$\tilde{q}_L \rightarrow \chi_2^0 q \rightarrow \tilde{\ell}_R \ell q \rightarrow \ell \chi_1^0 \ell q$$

Dans un tel cas, on peut mesurer cinq seuils des distributions de masses invariantes $\ell\ell$ (Figure 9 à gauche), $q\ell^{\min}$, $q\ell^{\max}$ et $q\ell\ell$ (seuils minimum et maximum). Ces variables s'expriment cinématiquement en fonction des masses des particules de la chaîne et mènent à un système d'équations dont les inconnues sont les masses des particules supersymétriques de la chaîne. La Table 7 regroupe des erreurs expérimentales attendues pour un point mSUGRA choisi comme exemple.

Pour le cas d'une production directe de sleptons, aucune masse n'est mesurable car le neutralino le plus léger échappe à la détection. Mais on peut construire une variable dont le maximum est une fonction de la différence de masse entre le $\tilde{\ell}$ et le χ_1^0 . La même variable permet de mesurer la masse des \tilde{q}_R , ou plutôt de mesurer la différence $m(\tilde{q}_R) - m(\chi_1^0)$. La masse des sfermions est donc fortement corrélée avec la masse de la LSP.

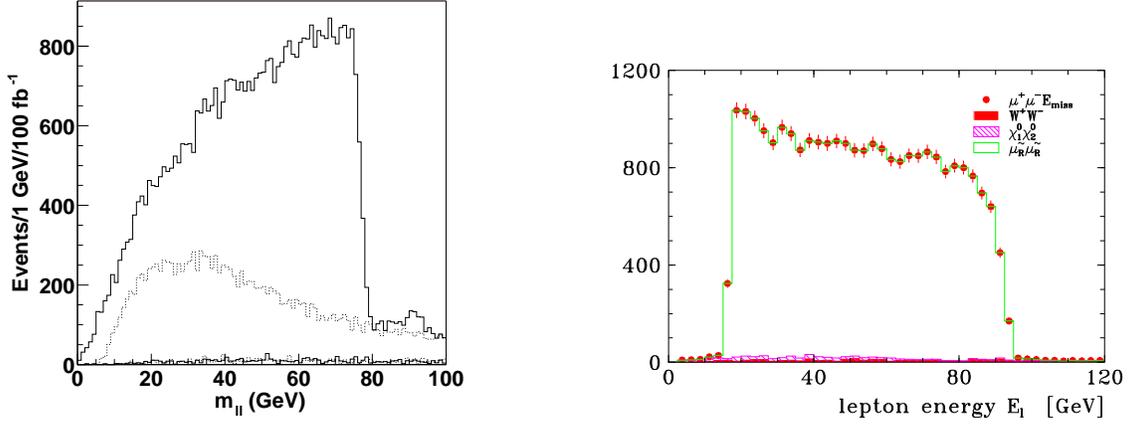


Figure 9: A gauche : distribution de la masse invariante $\ell\ell$ au LHC au point SPS1a [52] , pour le signal (traits pleins) et les bruits de fond (combinatoires SUSY en pointillés et Modèle Standard courbes inférieures). A droite : spectre en énergie du lepton pour le signal et les bruits de fond, dans le cas d'une désintégration $\tilde{\mu}_R \rightarrow \mu\chi_1^0$, au ILC [53].

Au collisionneur linéaire, la masse des particules supersymétriques peut être mesurée via deux méthodes différentes :

- par leur spectre d'énergie caractéristique dans la désintégration, comme pour le smuon droit sur la figure 9 (à droite) et dans la Table 7.
- en mesurant la section efficace autour du seuil de production. La section efficace de production des smuons gauches, par exemple, est proportionnelle à β^3 , où $\beta = \sqrt{1 - 4m_{\tilde{\mu}_L}^2/s}$. Un ajustement de la mesure de la section efficace en fonction de l'énergie des faisceaux du seuil de production ($\sqrt{s} = 2m_{\tilde{\mu}_L}$ à $2m_{\tilde{\mu}_L} + 10$ GeV) permet d'obtenir des mesures plus précises que la reconstruction directe où les seuils des énergies sont dégradés par les effets de rayonnement de l'état initial, de beamstrahlung et de la résolution de détecteur.

La production en paire de sélectrons est possible non seulement dans la voie-s mais aussi via la voie t avec l'échange d'un neutralino. La section efficace dans la voie t croît comme β , plus rapidement que dans la voie-s. Une mesure de la masse via la mesure de la section efficace en fonction de l'énergie est donc plus précise pour les sélectrons en général.

De plus la polarisation des faisceaux joue un rôle important dans l'identification des nombres quantiques des particules.

Les sélectrons peuvent être produits dans la voie-s uniquement si les hélicités de l'électron et du positron dans l'état initial sont opposées, l'état intermédiaire étant un vecteur (γ et Z). Avec des faisceaux polarisés, il est possible de supprimer la voie-s en mettant en collision des faisceaux d'hélicité identique et dans la voie t d'identifier le partenaire supersymétrique via la charge électrique et ainsi vérifier les nombres quantiques des

particules. Le ILC permettra également de mesurer le spin des sleptons avec une bonne précision. Ceci est un ingrédient important pour prouver qu’il s’agit vraiment de la “super”symétrie.

Pour les neutralinos et les charginos, les mêmes techniques peuvent être appliquées pour mesurer leurs masses : mesures des seuils des spectres de leptons ainsi que mesure de la section efficace en fonction de l’énergie à partir du seuil de production. De plus, des sections efficaces polarisées de toutes les combinaisons possibles permettent d’accéder au contenu en champs de ces particules.

Bien que dans la plupart des scénarios classiques, les masses de squarks et gluinos sont trop grandes pour qu’ils soient produits au ILC, les couplages trilineaires de la troisième génération peuvent engendrer des \tilde{t}_1 assez légers qui pourraient être détectés et mesurés (Table 7).

En général, les performances sur les mesures se dégradent quand $\tan\beta$ augmente, car le contenu en tau augmente. Dans le cas du ILC, la statistique pour les mesures de précision décroît et les mesures bien que possibles sont moins précises que celles faites avec les muons et électrons. Dans le cas du LHC, où les mesures précises sont également basées sur les muons et les électrons, la reconstruction des taus en mode hadronique présentera un défi formidable.

Le gain en statistique apporté par le SLHC permettra de compenser la baisse des rapports d’embranchement en électrons et muons. En général, le SLHC étend l’intervalle de masses où les squarks et les gluinos pourraient être découverts de $2.5 \text{ TeV}/c^2$ à $3 \text{ TeV}/c^2$ [2, 46].

4 Complémentarité LHC/ILC

Les techniques de détection du LHC et d’un ILC (pouvant atteindre 1 TeV) sont complémentaires. Pour quantifier les effets de cette propriété, une étude a été menée pour les valeurs de paramètres montrées dans la Table 8 (dennommé SPS1a [55] dans la suite). Le spectre de mSUGRA contient un boson de Higgs léger, les autres bosons de Higgs ont des masses de l’ordre de $400 \text{ GeV}/c^2$, les squarks et gluinos ont des masses de l’ordre de $550 \text{ GeV}/c^2$, les masses des sleptons légers vont de $150 \text{ GeV}/c^2$ à $200 \text{ GeV}/c^2$, celles des neutralinos et charginos s’étendant jusqu’à $370 \text{ GeV}/c^2$. Ce choix de paramètres ne favorise aucune des deux machines. De plus, avec un léger ajustement de m_0 , il est compatible avec les contraintes de la matière noire. Les erreurs ont été estimées d’une manière cohérente pour les deux machines [52, 53, 54].

Comme on le voit dans la table 7, issue du groupe de travail sur la complémentarité LHC-ILC [57], le LHC a ses points forts dans la découverte et la mesure des sparticules de l’interaction forte. Il est également capable de détecter et mesurer des sleptons et des neutralinos. Le ILC a ses points forts dans la découverte et la mesure des neutralinos et des charginos, du spectre des bosons de Higgs complet, des sleptons avec une grande précision, mais aussi du stop.

La mesure de la masse de la LSP au ILC, plus précise de deux ordres de grandeurs qu’au LHC, si elle est injectée dans les analyses du LHC permettra de réduire significativement les erreurs sur la mesure de la masse des sparticules, comme le montre la Table 7.

	m_{SPS1a}	LHC	ILC	LHC+ILC		m_{SPS1a}	LHC	ILC	LHC+ILC
\tilde{h}	111.6	0.25	0.05	0.05	H	399.6		1.5	1.5
A	399.1		1.5	1.5	$H+$	407.1		1.5	1.5
χ_1^0	97.03	4.8	0.05	0.05	χ_2^0	182.9	4.7	1.2	0.08
χ_3^0	349.2		4.0	4.0	χ_4^0	370.3	5.1	4.0	2.3
$\chi_{1\pm}^\pm$	182.3		0.55	0.55	$\chi_{2\pm}^\pm$	370.6		3.0	3.0
\tilde{g}	615.7	8.0		6.5					
\tilde{t}_1	411.8		2.0	2.0	\tilde{b}_2	550.4	7.9		6.2
\tilde{b}_1	520.8	7.5		5.7					
\tilde{u}_R	551.0	19.0		16.0	\tilde{u}_L	570.8	17.4		9.8
\tilde{d}_R	549.9	19.0		16.0	\tilde{d}_L	576.4	17.4		9.8
\tilde{s}_R	549.9	19.0		16.0	\tilde{s}_L	576.4	17.4		9.8
\tilde{c}_R	551.0	19.0		16.0	\tilde{c}_L	570.8	17.4		9.8
\tilde{e}_R	144.9	4.8	0.05	0.05	\tilde{e}_L	204.2	5.0	0.2	0.2
$\tilde{\mu}_R$	144.9	4.8	0.2	0.2	$\tilde{\mu}_L$	204.2	5.0	0.5	0.5
$\tilde{\tau}_1$	135.5	6.5	0.3	0.3	$\tilde{\tau}_2$	207.9		1.1	1.1
$\tilde{\nu}_e$	188.2		1.2	1.2					

Table 7: Masses prédites de SUSPECT [51] et erreurs en GeV/c^2 expérimentales attendues du point SPS1a [52].

Cet exemple montre la complémentarité d’une manière frappante pour les mesures directes, mais le but ultime n’est pas uniquement la mesure des propriétés des particules, mais la mesure des paramètres fondamentaux qui gouvernent la théorie, ici la brisure de la supersymétrie.

La première approche est “top-down” : on détermine les paramètres mSUGRA. Supposant que les corrélations expérimentales et les erreurs théoriques sont négligeables, le résultat est montré dans la table 8 [48, 49].

Les mesures de m_0 et $m_{1/2}$ sont très précises, mais la sensibilité des masses pour $\tan\beta$ et A_0 est significativement plus petite. Les résultats pour le LHC tout seul sont en général moins précis par un ordre de grandeur par rapport au ILC. Avec l’hypothèse mSUGRA comme scénario d’unification, l’ajustement est surcontraint et les mesures des squarks et gluinos au LHC ont peu d’effet.

Notons toutefois, que la détermination de A_0 sera certainement détériorée après la prise en compte de l’erreur théorique de 3 GeV sur m_h [56]. Les erreurs expérimentales attendues représentent donc aussi un défi pour la communauté théorique relevé par le

	SPS1a	LHC	Δ_{LHC}	ILC	Δ_{ILC}	LHC+ILC	$\Delta_{\text{LHC+ILC}}$
m_0 (GeV)	100	100.03	4.0	100.03	0.09	100.04	0.08
$m_{1/2}$ (GeV)	250	249.95	1.8	250.02	0.13	250.01	0.11
$\tan\beta$	10	9.87	1.3	9.98	0.14	9.98	0.14
A_0 (GeV)	-100	-99.29	31.8	-98.26	4.43	-98.25	4.13

Table 8: Résumé des ajustements mSUGRA au point SPS1a: valeurs vraies, valeurs ajustées et leurs erreurs pour $\mu > 0$. Les valeurs “expérimentales” sont dans la Table 7.

projet SPA (Supersymmetric Parameter Analysis).

L'approche "top-down", motivée par une théorie est certes attractive, mais il est plus intéressant de mesurer les paramètres à l'échelle électrofaible sans imposer l'unification à l'échelle GUT et de vérifier cette unification. Le même ensemble de données peut être ajusté au MSSM à l'échelle électrofaible (avec 24 paramètres): $\tan\beta$ comme dans mSUGRA, plus trois masses de jaugino pour la brisure douce de supersymétrie M_i , le paramètre de masse du Higgsino μ , la masse du boson de Higgs pseudoscalaire m_A , les masses de brisure douce pour les sfermions droits, $m_{\tilde{f}_R}$, les masses pour les sfermions doublet gauche, $m_{\tilde{f}_L}$ ainsi que les couplages tri-linéaires de la troisième génération $A_{t,b,\tau}$.

Le LHC a l'avantage de mesurer les paramètres du secteur des squarks et gluinos et les paramètres de la première et deuxième génération de sleptons sont mesurés avec une précision de l'ordre du pourcent. Tous les paramètres de masses de jaugino peuvent être mesurés. Le ILC apporte de l'information marginale au secteur des squarks, mais les mesures de tous les paramètres, en particulier des sleptons et jauginos sont beaucoup plus précises qu'au LHC. La supériorité d'une combinaison LHC+ILC est évidente: aucun paramètre ne doit être fixé artificiellement: le LHC permet de réduire l'erreur dans le secteur faible (M_2) et le ILC dans le secteur des squarks de la troisième génération (grâce au \tilde{t}_1).

La bonne précision sur les paramètres de brisure permet de connaître le contenu en champs du LSP et donc, en plus de sa masse, de connaître ses couplages avec précision. Ceci permet ainsi de voir si cette LSP est un bon candidat pour la matière noire froide et de faire le lien avec les expériences de recherche directe de la matière noire.

Une mesure complète de tous les paramètres à l'échelle électrofaible est particulièrement importante pour l'étude de scénarios de grande unification de forces. Ces scénarios relient des sous-secteurs de l'espace de paramètres qui sont indépendants à l'échelle électrofaible. Une telle étude a été menée dans [50] et montre que l'unification des couplages de jauges, l'unification des masses de brisure des jauginos et des secteurs des sfermions peuvent être mises en évidence avec une extrapolation vers 10^{16} GeV (Figure 10). Une telle étude complète n'est possible avec précision que par la combinaison du LHC et du ILC.

5 Liens avec la cosmologie

Le Modèle Standard de la cosmologie est décrit dans le document du groupe de travail correspondant. Rappelons juste que l'on note Ω la densité d'énergie de l'univers aujourd'hui (en unités de la densité critique $\rho_c \equiv 3/8\pi G$), et Ω_m , Ω_r et Ω_Λ les composantes provenant de la matière, du rayonnement et d'une constante cosmologique Λ , et que le modèle prédit $\Omega = 1$. La mesure du fond micro-onde cosmologique permet de contraindre les paramètres cosmologiques, et les données récentes de WMAP [58] (interprétées dans le cadre d'un modèle particulier) impliquent que 90% de la matière de l'univers est non visible. La nature de cette "matière noire" reste à déterminer.

Cette matière noire pourrait être constituée de particules "reliques" ayant survécu au Big Bang. Ces particules doivent être neutres et stables, ou avoir une durée de vie comparable à l'âge de l'univers. Leur taux d'interactions avec la matière ordinaire et leur taux d'annihilation doivent être faibles : dans ce contexte, une des possibilités est

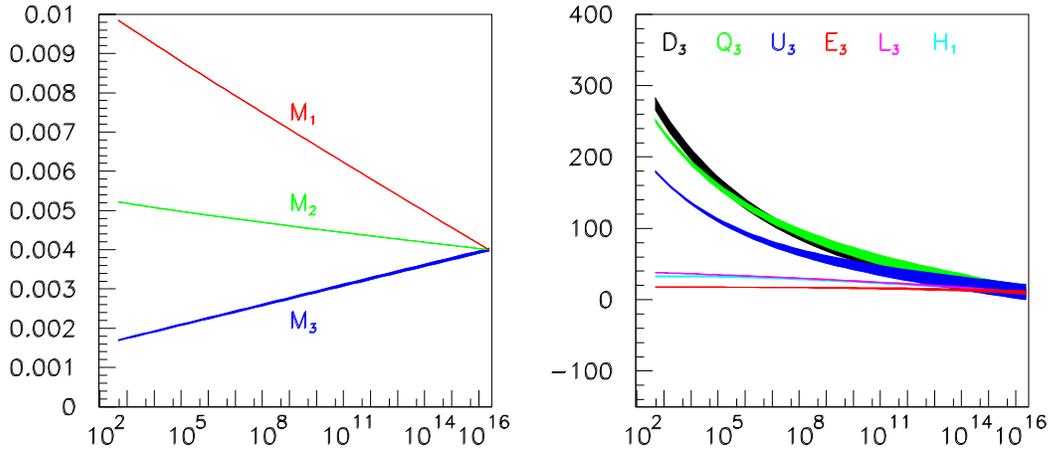


Figure 10: A gauche, évolution de l'inverse des masses de brisure des jauginos ($1/M_i$) en fonction de l'échelle en GeV; à droite, termes de brisure de la troisième génération des sfermions en fonction de l'échelle en GeV: les masses carrées de brisure douce pour les sfermions droits, $m_{\tilde{f}_R}^2$ (E_3, U_3, D_3) et les masses pour les sfermions doublet gauche $m_{\tilde{f}_L}^2$ (Q_3, L_3) (en 10^3 GeV^2). L'unification des paramètres à 10^{16} GeV est démontrée [50].

la matière noire froide, composée de particules non relativistes, dont la masse peut valoir de quelque GeV/c^2 à quelques TeV/c^2 . Génériquement appelées WIMPs, un candidat supersymétrique est le neutralino le plus léger, χ_1^0 .

Des recherches directes de WIMPs au voisinage de la Terre ont été menées, notamment par l'expérience Edelweiss. L'interaction d'un WIMP avec la matière se détecte par la mesure de l'énergie de recul d'un noyau du cristal du détecteur, et par un signal d'ionisation. L'absence de signal donne une limite supérieure sur la section efficace d'interaction en fonction de la masse du WIMP [59].

La recherche directe de la LSP a été effectuée au LEP, où l'absence de signal a été traduite en termes de limite inférieure sur la masse du neutralino à $50 \text{ GeV}/c^2$ dans le modèle mSUGRA [38]. Cette recherche pourra être poursuivie au LHC et au ILC.

Selon une étude d'Ellis et al [60], les données de WMAP impliquent une limite supérieure sur la masse de la LSP. Dans le cadre de mSUGRA, on a $m_{\chi_1^0} \leq 500 \text{ GeV}/c^2$ avec $\tan \beta \leq 45$ et $\mu > 0$, ou avec $\tan \beta \leq 30$ et $\mu < 0$.

Le jeu de paramètres SPS1a est compatible avec les contraintes de WMAP, à de petits ajustements près (m_0 doit être diminué de $30 \text{ GeV}/c^2$, et A_0 de 200 GeV) qui ne changent pas fondamentalement la phenomenologie et les erreurs expérimentales attendues. Par conséquent, la mesure des paramètres supersymétriques au LHC permet de contraindre la densité relic avec une précision de l'ordre de 3% [61]. L'étude ne peut pas être généralisée facilement.

Les limites cosmologiques favorisent en général la supersymétrie à basse énergie, avec des particules assez légères pour être mesurées au LHC et au ILC. Il existe toutefois des régions où les particules supersymétriques seraient très lourdes [60]. En particulier, dans les points focaux, dans les régions d'annihilation rapide ou dans les queues des régions de co-annihilation (avec une faible différence de masse entre la LSP et le stau), seul le boson de Higgs le plus léger pourrait être observable au LHC.

Au ILC, une étude a été menée dans une autre région permise par les données de WMAP, i.e $m_0 \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{1/2} \sim 500 \text{ GeV}/c^2$ [62]. Bien que la détection du stau soit difficile, une précision sur la mesure de $\Omega_m h^2$ de quelques pourcents peut être atteinte.

IV Alternatives

La remarquable (quasi-)convergence des couplages fort et électrofaible à une échelle dite de "Grande Unification" (GUT) autour de $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$ demeure un fait empirique sans explication profonde dans le cadre du Modèle Standard. Même l'unification des forces électromagnétique et faible n'est que partielle: le modèle ne prédit pas l'intensité relative des couplages g et g' associés aux groupes SU(2) et U(1). L'hypothèse d'une Grande Unification à une échelle M_{GUT} engendre également un problème de hiérarchie de jauge. Dans le secteur électrofaible, la masse du boson de Higgs est instable et sujette à des corrections de renormalisation divergeant quadratiquement pour des échelles d'interactions Λ très supérieures à l'intensité du champ de Higgs dans son état fondamental sur le vide $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \simeq 246 \text{ GeV}$. Il peut donc y avoir un problème à expliquer l'existence d'une hiérarchie $\Lambda_{GUT} \gg \Lambda_{EW}$ en présence des corrections quantiques. Nous avons vu dans la section "Supersymétrie à basse énergie" que l'introduction de la supersymétrie globale dans les théories de Grande Unification, ou la supersymétrie locale en Supergravité, permet de stabiliser la masse du boson de Higgs à l'échelle électrofaible à condition que la masse des sparticules soit à l'échelle du TeV. Des alternatives pour le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible en absence de supersymétrie seront discutées dans la section "Higgs lourd ou absent".

En plus des problèmes liés au mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible et à la hiérarchie, le Modèle Standard possède un problème de structure ou de "saveurs" qui ne serait pas résolu (et possiblement même aggravé [63]) par la seule découverte du boson de Higgs ou de la supersymétrie, la valeur des nombreux paramètres libres du Modèle Standard, comme les masses des fermions et leur mélange, et l'intensité relative des couplages de jauge, n'y trouvant pas d'explication. Le Modèle Standard incorpore trois générations de fermions, et une conservation absolue des nombres leptoniques et baryoniques, qui reste inexplicée. Il ne fournit pas d'explication profonde pour l'annulation exacte des anomalies, qui repose, pour chaque génération, sur des arrangements particuliers des multiplets de fermions dans le secteur électrofaible mais aussi sur l'existence de degrés de liberté de couleur pour les quarks. Ces questions motivent une recherche de la phénoménologie spécifiquement liée à une extension du groupe de jauge nécessaire pour réaliser une Grande Unification et sont discutées dans la section "Symétries Étendues".

Il y a une autre avenue qui a suscité un intérêt et des développements théoriques considérables ces dernières années. Les modèles avec dimensions supplémentaires, plutôt que de suivre l'approche conventionnelle en cherchant à expliquer pourquoi l'échelle électrofaible est tellement plus petite que l'échelle de Planck, incluent d'emblée la gravité, et ouvrent ainsi une voie alternative pour résoudre le problème de la hiérarchie. Ces modèles seront discutés dans la section "Dimensions Supplémentaires".

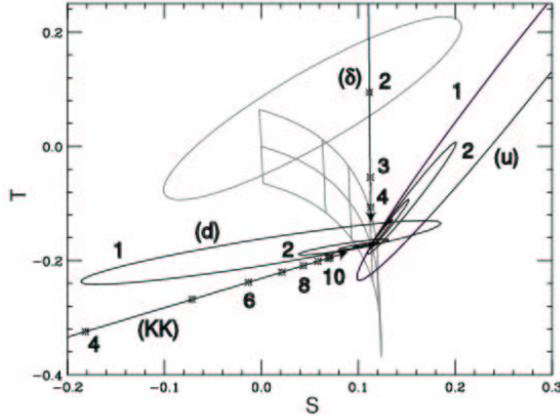


Figure 11: Ajustement des données électrofaibles dans le cadre de différents modèles incluant un boson Z' et un boson de Higgs de masse $m_H = 500 \text{ GeV}/c^2$: (u),(d) modèles E_6 ; (δ) modèle symétrique droite-gauche; (KK) modèle de dimensions supplémentaires. Les chiffres correspondent à $m_{Z'}$ indiqué sur la figure en TeV/c^2 [11] .

1 Contraintes sur la physique à découvrir

On revient dans cette section sur les types de modèles permettant de contourner les contraintes électrofaibles sur la masse du boson de Higgs tout en préservant les valeurs mesurées des paramètres S et T. Les perspectives de découverte des particules mentionnées ici sont données dans les sections suivantes.

Le premier type de modèles introduit des contributions provoquant un décalage négatif en S, par l'introduction d'un champ scalaire se transformant sous la symétrie $SU(2)_L \times SU(2)_R$, et les représentations possibles, de rang j_L sous $SU(2)_L$ et j_R sous $SU(2)_R$ sont notées (j_L, j_R) . Après brisure spontanée de symétrie, on obtient des multiplets de rang J compris entre $J = j_- = |j_L - j_R|$ et $J = j_+ = |j_L + j_R|$. On peut montrer que le décalage en S, fonction du choix de j_- et j_+ , est alors proportionnel à $\ln(M/m)$, M étant la masse de la particule la plus lourde du multiplet, et m la masse la plus faible. Ces études concluent que l'introduction de particules de masse 100 à 300 GeV/c^2 permettent d'accomoder un boson de Higgs de 500 GeV/c^2 [64].

Le second type de modèles agit sur T, et dans une moindre mesure sur S. Ces modèles comprennent de nouveaux bosons vecteurs, dont un boson neutre Z' [65]. Dans le cas du groupe de jauge $SU(2)_L \times SU(2)_R$, on peut montrer qu'il est possible de compenser l'effet d'un boson de Higgs de 500 GeV/c^2 par la présence d'un boson Z' de masse $M \approx 2 \text{ TeV}/c^2$ [66]. Des bosons vecteurs neutres apparaissent aussi dans les modèles E_6 ou $SO(10)$ par exemple, dont les prédictions dépendent notamment du mélange des bosons Z et Z' . Dans tous ces modèles, il est possible d'obtenir la compensation requise par la présence d'un Higgs de masse 500 GeV/c^2 à condition que la masse du Z' ne soit pas plus grande que de l'ordre de 1.5 TeV/c^2 [66].

Les modèles prévoyant des bosons de jauge supplémentaires peuvent aussi être inclus dans le contexte d'une extension des symétries d'espace-temps via l'introduction de dimensions supplémentaires. Les bosons de jauge sont décrits dans un espace de dimen-

sion supérieure, compactifié en notre espace-temps habituel. Dans ce cadre, les nouveaux bosons vecteurs sont vus comme des excitations de Kaluza-Klein des bosons de jauge W et Z du Modèle Standard. Ces modèles sont intéressants car ils introduisent des compensations (aux corrections radiatives des observables électrofaibles) entre les nouveaux bosons et le boson de Higgs lourd. Ainsi, on peut montrer que ces modèles peuvent accommoder des Higgs lourds de masse de 300-500 GeV/ c^2 pour des masses de boson $M_{\text{KK}} \approx 3 - 5 \text{ TeV}/c^2$ [67], voir Fig. 11.

Le troisième type de modèles met en jeu des doublets fermioniques de $SU(2)$, de masse supérieure à 1 TeV/ c^2 , et présentant une forte asymétrie de masse entre les partenaires du multiplet, et la contribution à S et T d'un boson de Higgs lourd est compensée par un terme proportionnel à $(m_{\text{U}}^2 - m_{\text{D}}^2)/(m_{\text{U}}^2 + m_{\text{D}}^2)$. Ce procédé est à la base du modèle de "topcolor seesaw" [68], dans lequel le mécanisme nécessaire à la brisure de la symétrie électrofaible inclut un fermion χ singulet de $SU(2)_L$. Dans ce cadre, la compensation est assurée pour une masse de $M_\chi \approx 5 \text{ TeV}/c^2$. Certains modèles de technicouleur permettent aussi de préserver l'accord avec les données électrofaibles. Ces modèles, outre qu'ils ne comprennent pas de secteur de Higgs, ne prévoient aucune particule détectable en-deçà de la résonance ρ_T aux environ de 2 TeV/ c^2 .

Les exemples ci-dessus indiquent que s'il est possible d'échapper aux contraintes du MS sur la masse du boson de Higgs, c'est toujours au prix de l'introduction de nouvelles particules de masses de l'ordre du TeV/ c^2 . La recherche de ces particules est discutée dans la suite.

2 Boson de Higgs lourd ou absent

Le potentiel de découverte d'un boson de Higgs de masse élevée (au-delà de la limite autorisée par les ajustement électrofaibles dans le cadre du Modèle Standard) est discuté dans la suite, ainsi que la diffusion de bosons de jauge à haute énergie.

2.1 Découverte et mesure d'un boson de Higgs lourd

Pour des masses supérieures à 300 GeV, le boson de Higgs du Modèle Standard se désintègre préférentiellement en paires de bosons de jauge.

Au LHC, jusqu'à $m_H \sim 700 \text{ GeV}$, le mode de détection principal est la désintégration $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$. A plus haute masse, on exploite les désintégrations semi-leptoniques $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, et $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$, qui permettent de couvrir le domaine de masse jusqu'à 1 TeV. Tout le domaine de masse sera couvert à l'issue du programme de basse luminosité (après 30 fb $^{-1}$). La Figure 12 montre les signaux attendus pour deux hypothèses de masse.

Avec 300 fb $^{-1}$, on attend une précision sur la masse du boson de Higgs de 0.2% dans la partie basse du domaine (masse inférieure à 700 GeV), grâce aux modes purement leptoniques. La précision attendue se dégrade quand m_H augmente, pour atteindre environ 1% pour $m_H \sim 900 \text{ GeV}$. Cette dégradation est due à l'augmentation de la largeur naturelle du boson de Higgs, et à la moins bonne résolution expérimentale sur les modes semi-leptoniques. Dans les modes à quatre leptons, la largeur peut être mesurée avec une précision inférieure à 10% jusqu'à $m_H = 700 \text{ GeV}$ [69].

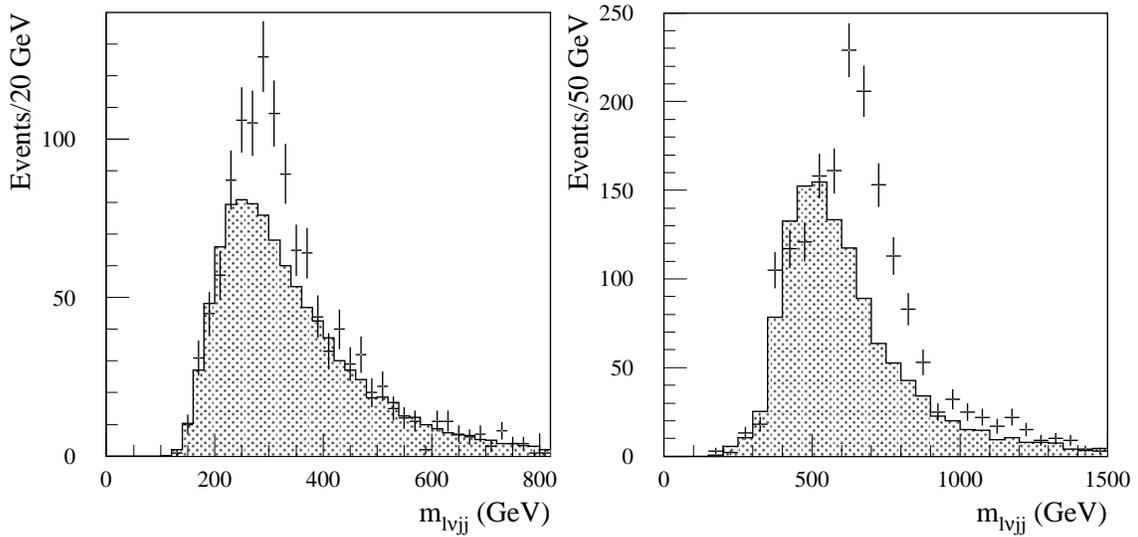


Figure 12: Spectre en masse attendu pour un boson de Higgs de masse 300 GeV (à gauche) et 600 GeV (à droite), dans le mode $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$, avec 30 fb^{-1} . Les histogrammes grisés représentent le bruit de fond (provenant essentiellement de $t\bar{t}$), et les points représentent le signal attendu dans ATLAS.

Au collisionneur linéaire, la découverte est possible jusqu'à la limite cinématique par les processus $e^+e^- \rightarrow hZ$ et $e^+e^- \rightarrow \nu\nu H$ [70]. Les rapports d'embranchement en WW et ZZ peuvent être mesurés avec une précision de l'ordre de 9% et 17%, respectivement. En exploitant une reconstruction complète des états finals $hZ \rightarrow qqql$, une précision de 0.4% est attendue sur la masse, et d'environ 25% sur la largeur. Contrairement au cas du LHC, la relative faiblesse de l'échantillon empêche l'exploitation d'états finals entièrement leptoniques. Ces chiffres sont donnés pour $m_H = 320 \text{ GeV}$ [71], et se dégradent quand m_H augmente.

2.2 Mesure de la diffusion de bosons de jauge à haute énergie

Si le boson de Higgs est absent, et si aucune particule nouvelle n'a été découverte, la dynamique de la brisure de symétrie électrofaible reste accessible par le biais des interactions entre bosons de jauge longitudinaux.

Il est possible de décrire les interactions de bosons de jauge à haute énergie de manière générique, dans le formalisme de la théorie perturbative chirale (voir par exemple [72]). Dans cette approche, le Lagrangien effectif dépend au premier ordre (terme de dimension quatre) de deux paramètres a_1 et a_2 . Dans le cas particulier du MS, on a $a_1 = 0$ et $a_2 = \frac{v^2}{8m_H^2}$, et la théorie est unitaire.

En l'absence du boson de Higgs, a_1 et a_2 sont des paramètres libres, et le Lagrangien chirale ne respecte pas l'unitarité. On peut imposer l'unitarité en décomposant les amplitudes en ondes partielles, et en imposant des relations supplémentaires entre celles-ci. Plusieurs méthodes ont été proposées [73].

La phénoménologie résultante dépend des valeurs prises par a_1 et a_2 , et du choix de la méthode d'unitarisation. Si $a_1 = 0$ et $a_2 > 0$, apparaît une résonance scalaire, comme

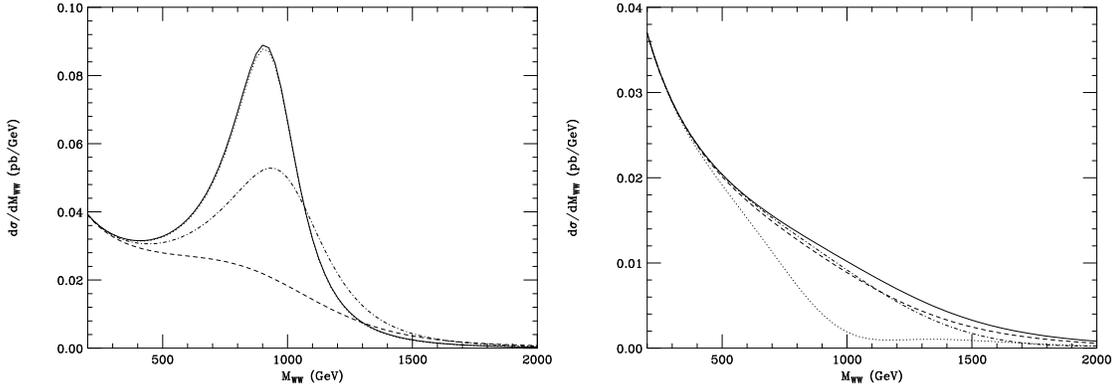


Figure 13: Résonance scalaire en diffusion $WW \rightarrow WW$, obtenue avec $a_1 = 0$ et $a_2 = 0.003$ (à gauche). Scénario sans résonance, $a_1 = a_2 = 0$ (à droite). Les différents traits correspondent à différents protocoles d’unitarisation [72].

dans le cas du MS avec boson de Higgs, mais dont l’intensité n’est pas reliée à la symétrie du modèle. Une résonance vectorielle apparaît quand $a_1 > 0$. Si $a_1 = a_2 = 0$, on obtient une phénoménologie pauvre, sans résonance, où la section efficace de diffusion sature la limite autorisée par la condition d’unitarité. Deux cas typiques sont montrés en Figure 13.

Au LHC, les résonances peuvent être observées dans les états finals $WW \rightarrow l\nu jj$ (comme pour le cas du boson de Higgs lourd, voir la section précédente), ou $WZ \rightarrow lljj$. L’observation ne pose dans ce cas pas de problème de principe (le signal est bien au-dessus du fond), mais la faiblesse des sections efficaces requiert l’accumulation d’une luminosité intégrée importante. La Figure 14 illustre ce qu’on peut observer avec ATLAS, dans le cas d’une résonance vectorielle en diffusion $WZ \rightarrow WZ$.

Pour un collisionneur linéaire, il est nécessaire de disposer de l’énergie dans le centre de masse e^+e^- la plus importante possible. L’énergie des collisions WW est beaucoup plus faible, et l’observation est possible pour des résonances suffisamment légères, inférieures à 1 TeV. Pour des valeurs plus élevées une déviation de la section efficace peut rester observable.

Le cas où $a_1 = a_2 = 0$ est important, car il représente le minimum de l’effet qui doit être imputé à l’interaction faible à haute énergie. C’est donc un test important : les machines futures ne sont sûres d’observer les effets de la brisure de symétrie électrofaible que si elles sont sensibles à ce cas de figure. Au LHC, au terme de la prise de données, un effet de cinq déviations standard est attendu; un collisionneur linéaire à 1 TeV produirait un effet d’ampleur similaire. Le signal n’est pas résonant, et vient sur un bruit de fond important dont le contrôle, théorique et expérimental, est crucial.

3 Symétries étendues

Si, comme évoqué plus haut, la physique est invariante sous des groupes de jauge plus grands, de nouveaux bosons de jauge apparaissent nécessairement dans le spectre. Le plus souvent, ces groupes de jauge agissent également sur des multiplets plus grands, entraînant l’apparition de nouveaux fermions. Ces deux aspects sont évoqués ci-dessous.

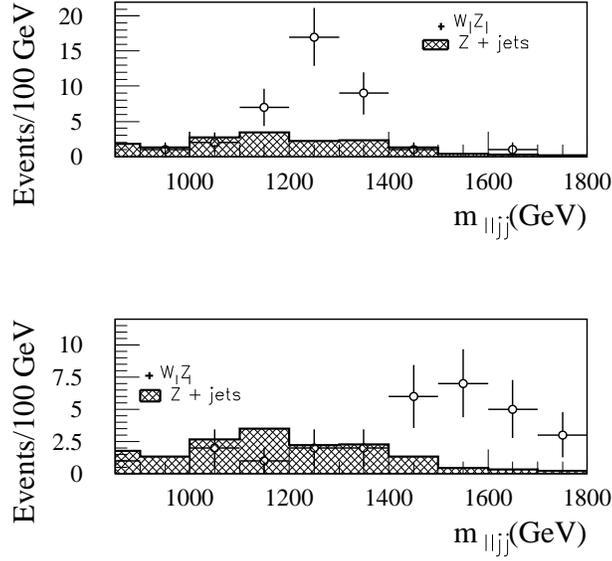


Figure 14: Deux exemples de résonances vectorielles en diffusion $WZ \rightarrow WZ$. Les histogrammes grisés représentent le bruit de fond standard, et les points représentent l'observation attendue dans ATLAS pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} .

3.1 Nouveaux bosons de jauge

Bien que le plus souvent motivés par différents modèles explicites de grande unification, il est possible de paramétrer ces états dans un cadre général.

Si W_1 et W_2 sont les bosons de jauge chargés figurant dans le Lagrangien, les états physiques W et W' résultent en général de leur mélange. Similairement, le mélange entre les bosons de jauge neutres habituels et un éventuel vecteur supplémentaire donne lieu aux états physiques γ , Z et Z' . Si on note $g_{V,A}$ les couplages vectoriel et axial de l'un de ces bosons à un fermion (ou un doublet fermionique) donné, et M sa masse, la phénoménologie est entièrement spécifiée. On peut alors mesurer ces paramètres indépendamment des modèles, et interpréter les résultats dans des modèles donnés.

Certains des résultats donnés dans la suite correspondent à des modèles spécifiques sur lesquels on ne s'étendra pas; des détails peuvent être trouvés dans la bibliographie.

Les recherches actuelles, menées au Tevatron, n'ont pas mis en évidence de nouveau boson de jauge, et sont interprétées dans des modèles spécifiques. Un boson Z' répliquant celui du MS est exclu en dessous de $750 \text{ GeV}/c^2$. Dans des modèles de grande unification ou à dimensions supplémentaires, ses couplages aux fermions sont en général dilués, et les limites varient de 570 à $650 \text{ GeV}/c^2$. Des limites similaires sont obtenues pour le W' . Au terme du Run II, le Tevatron sera sensible à des masses s'élevant à environ $1.2 \text{ TeV}/c^2$, en fonction des modèles.

Au collisionneur linéaire, le Z' est produit dans le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, et visible jusqu'à la limite cinématique. Le LHC est capable de découvrir de telles particules jusqu'à environ $5 \text{ TeV}/c^2$, à l'aide des processus $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$. La Figure 15 illustre le spectre en masse attendu pour quelques cas particuliers, après un an à haute luminosité. Les asymétries peuvent aussi être mesurées avec une précision suffisante pour discriminer

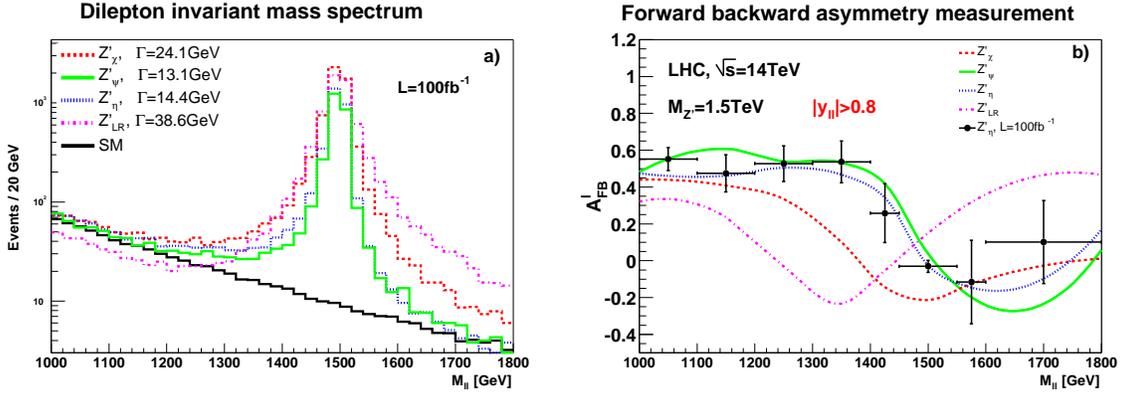


Figure 15: Distributions en masse et asymétrie pour un boson Z' au LHC. Différents modèles sont représentés [77].

différentes classes de modèles. Le SLHC augmente la sensibilité jusqu'à environ $6 \text{ TeV}/c^2$.

Un éventuel W' est produit en collisions hadroniques dans le processus $qq' \rightarrow l\nu$, avec une visibilité similaire à celle obtenue pour le Z' . Le W' doit être produit par paires au ILC, d'où une fenêtre de masse accessible réduite.

A basse énergie ($\sqrt{s} \ll M$), le nouveau boson de jauge induit une interaction effective à quatre fermions, de couplage effectif $g'_{\text{eff}} = g'_{V,A}\sqrt{s}/M$. On peut dans ce cas détecter sa présence par des déviations par rapport au MS de la section efficace de production de paires de fermions, grâce aux effets d'interférence entre le Z' et les bosons de jauge connus. On a, dans ce cas, accès principalement au couplage g'_{eff} . En combinant des données prises à plusieurs énergies, on peut également observer la variation de g'_{eff} et contraindre ainsi M . Au LHC, de telles mesures sont possibles mais la précision est limitée, notamment par les incertitudes sur les fonctions de structure du proton. La Figure 16 donne un exemple de détermination au ILC des paramètres d'un boson Z' au-delà de la limite cinématique.

Les effets des nouveaux bosons de jauge peuvent aussi être vus dans les mesures de précision (sur le pic du Z) prévues au ILC, si leur mélange avec les bosons de jauge traditionnels est suffisamment important. La Figure 17 montre, pour quelques modèles spécifiques, ce que le ILC peut exclure par cette voie, et compare aux limites directes données par le LHC.

3.2 Fermions supplémentaires

Si trois générations de fermions sont nécessaires pour décrire la violation de CP, rien n'interdit en principe la présence de générations supplémentaires. L'introduction d'une quatrième génération de leptons ($l=N, E$) et de quarks ($q=U, D$) est donc une manière simple d'étendre le Modèle Standard.

La mesure de la largeur du Z au LEP a montré que le nombre de neutrinos légers et couplés au Z est égal à trois [80]. Cette contrainte ne s'applique cependant pas au neutrino plus lourds que $m_Z/2$. Les recherches directes des leptons chargés au LEP donnent des limites sur leurs masses telles que $m_E > 100.8 \text{ GeV}/c^2$ [81].

La sensibilité des recherches dépend du mélange entre la génération supplémentaire

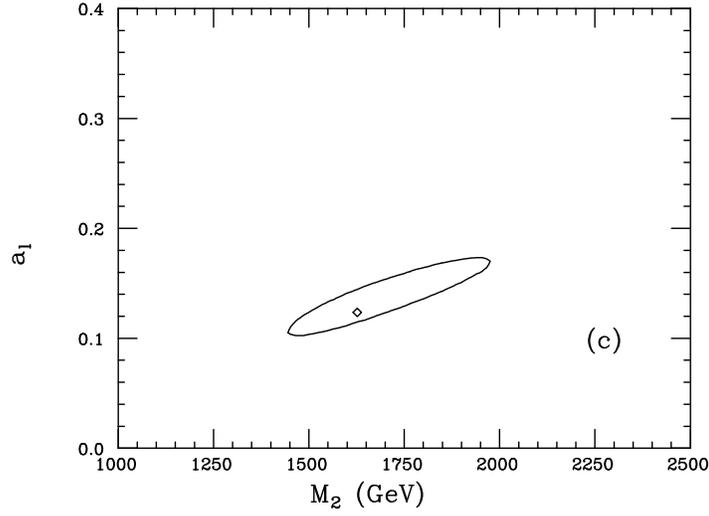


Figure 16: Précision sur la masse d'un boson Z' et sur la composante axiale de son couplage. On a supposé une luminosité intégrée de 70, 100 et 150 pb^{-1} à $\sqrt{s}=0.5, 0.75$ et 1 TeV/c^2 respectivement, et pris en compte les sections efficaces et les asymétries. Le Z' est au-delà de la limite cinématique ($M=1.625 \text{ TeV}/c^2$) [78].

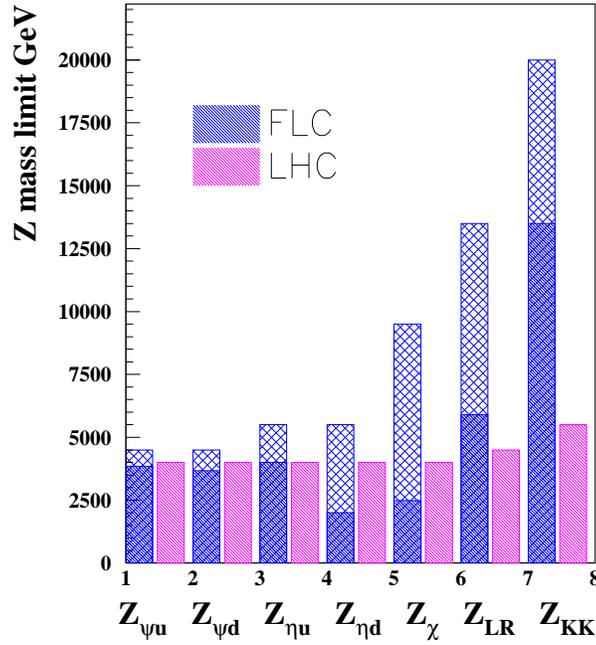


Figure 17: Limites d'exclusion comparées du LHC et du ILC, pour les bosons Z' de différents modèles. Les limites LHC proviennent des recherches directes. Les limites ILC proviennent des mesures de précision au pic du Z (partie foncée) et des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à plus haute énergie ([79]).

et les générations connues. La sensibilité est faible en cas de mélange nul. En cas de mélange faible, la durée de vie du lepton peut être suffisante pour qu'il traverse l'ensemble du détecteur à faible vitesse et soit détectable par la mesure du temps de vol, pour $m_E = 100 - 200 \text{ GeV}/c^2$ au LHC [82]. En cas de mélange plus important, il peut être observé à travers la désintégration $E \rightarrow \nu W$ et $E \rightarrow lZ$. Le ILC est sensible à $m_E < 250 \text{ GeV}/c^2$ pour la production de E par paires, et à $m_E < 500 \text{ GeV}/c^2$ pour la production individuelle [83].

Les recherches de neutrinos lourds et stables au LEP exclut $m_N < 45 \text{ GeV}/c^2$ [84]. Il est possible de rechercher directement des neutrinos lourds à l'ILC dans le processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}\gamma$. Le ILC, fonctionnant à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}/c^2$, peut accéder à $m_N = 45 - 100 \text{ GeV}/c^2$ [85].

En cas de mélange important du neutrino lourd avec les autres générations des leptons ($\sin^2 \theta_{eff} = 0.025$) il sera possible de rechercher à l'ILC les désintégrations $N \rightarrow lW$ jusqu'à la limite cinématique [83]. La recherche de neutrinos Majorana de masse $m_N < 3.4 \text{ TeV}$ est possible au LHC avec une luminosité de 300 fb^{-1} dans le canal $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$, dans le cadre des modèles symétrique gauche-droite.

Une autre conséquence d'un neutrino lourd $m_N \sim 50 \text{ GeV}/c^2$ est la désintégration majoritaire du boson de Higgs en paires $N\bar{N}$ [86]. Si ceux-ci sont stables, le boson de Higgs est alors essentiellement invisible. Les recherches correspondantes à LEP excluent $m_H < 114 \text{ GeV}/c^2$. Au LHC, le Higgs invisible est détectable dans la canal de fusion de bosons vecteurs. Les recherches du Higgs invisible à l'ILC dans le processus $e^+e^- \rightarrow HZ$ sont très sensibles, et permettent contrairement au LHC une mesure de la masse [87].

Les résultats des recherches de quarks de 4ème génération au Tevatron, run I se traduisent par des limites d'exclusion jusqu'à $128 \text{ GeV}/c^2$ [80]. Avec les désintégrations $U \rightarrow Wb$ et $D \rightarrow Wt$ on peut découvrir le U(D)-quark au LHC en une année de haute luminosité ($L = 100 \text{ fb}^{-1}$) jusqu'à une masse de $600\text{-}700 \text{ GeV}/c^2$ [82].

4 Recherche de dimensions supplémentaires

Même en l'absence de la réalisation exacte d'une Grande Unification, l'échelle de masse de la théorie électrofaible n'est pas la seule échelle de masse fondamentale connue. Il y a aussi l'échelle de Planck $\Lambda_P \sim M_{Planck}$ dérivée de la constante de Newton $M_{Planck} = \sqrt{\hbar c/G_{Newton}} \simeq 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2$. Il y a donc de toute façon un problème à expliquer l'existence de la hiérarchie $\Lambda_P \gg \Lambda_{EW}$. Il apparaît par conséquent peu vraisemblable que le Modèle Standard soit une théorie fondamentale de la nature devant être valable jusqu'à l'échelle de Planck. La proximité relative (sur une échelle logarithmique) entre M_{GUT} et M_{Planck} est particulièrement intrigante et pourrait laisser penser qu'une unification des forces fondamentales, voire une explication du spectre de masse (et des lois de conservation) pour les fermions "élémentaires" ne peut être obtenue qu'en intégrant une théorie quantique de la gravitation.

Le Modèle Standard ne fournit aucune piste de connection viable avec une éventuelle théorie quantique de la gravité. Pire encore, le potentiel du champ de Higgs contribue à une densité d'énergie du vide $\rho_H \equiv (M_H^2 v^2)/8$, ce qui, compte tenu de la limite inférieure de $114.4 \text{ GeV}/c^2$ obtenue pour M_H dans le cadre du Modèle Standard par les expériences au LEP, donne $\rho_H \gtrsim 10^8 \text{ GeV}^4$. Mais lorsqu'on considère la gravitation, l'introduction du

terme ρ_H équivaut à introduire une constante cosmologique dans les équations d'Einstein en désaccord par plusieurs dizaines d'ordre de grandeur avec l'observation de l'univers macroscopique qui donne pour la densité d'énergie du vide $\rho_{vide} \lesssim 10^{-46} \text{ GeV}^4$. En général le problème de la densité d'énergie du vide est aggravé dans les théories d'unification (augmentation des symétries) car elles nécessitent l'introduction de champs de Higgs additionnels. Il faut donc compter sur la découverte éventuelle d'un mécanisme ramenant la contribution à la densité d'énergie du vide à (presque) zéro. Ceci expose de façon dramatique le problème de la compréhension des concepts unifiant les interactions impliquant les particules élémentaires à l'interaction gravitationnelle qui joue sur la fibre de l'espace-temps.

Si la supersymétrie apparaît comme un ingrédient essentiel des théories (e.g. la "M-theory" [88]) qui pourraient permettre une telle unification, une autre caractéristique fondamentale de telles théories est l'existence de dimensions supplémentaires. C'est la possibilité d'effets observables à l'échelle du TeV due à ces dimensions supplémentaires qui est responsable du regain d'intérêt considérable.

L'idée d'introduire des dimensions supplémentaires compactes en physique est déjà ancienne. Elle est liée d'emblée au concept d'unification des interactions fondamentales ² puis aux principes de symétries de jauge ³.

Le concept de dimensions supplémentaires compactes à la "Kaluza-Klein" est demeuré une curiosité jusqu'à ce qu'on se mette sérieusement à considérer une théorie quantique de la gravité. L'unification dans ce contexte avec les interactions fortes et électrofaibles semble mener inévitablement à la conclusion qu'il doit exister des dimensions supplémentaires d'espace. Le nombre de nouvelles dimensions est le reflet des nouveaux degrés de liberté et de la nouvelle dynamique requis pour pouvoir, au moins en principe, expliquer la structure complexe des saveurs et des familles de fermions dans le Modèle Standard. Aujourd'hui, la "M-theory", qui contient et relie par dualité les cinq théories des cordes à dix dimensions connues, est une théorie à onze dimensions dont la limite à basse énergie est une théorie de supergravité.

Une échelle possible pour les dimensions supplémentaires, longtemps pris pour acquis dans les théories de cordes, est l'échelle de Planck. Sept des dix dimensions d'espace sont présumées compactifiées ⁴ (e.g. à la Kaluza-Klein) à la longueur de Planck de $l_{Planck} = \sqrt{\hbar G_{Newton}/c^3} \simeq 1.6 \times 10^{-33} \text{ cm}$. A une telle échelle, les dimensions supplémentaires resteraient inobservables.

L'échelle caractéristique des dimensions supplémentaires compactes dans les théories de cordes a été remise en cause au cours de la dernière décennie, offrant ainsi la possibilité

²G. Nordström (1914) puis T. Kaluza (1919,1921) montrent que la relativité générale et l'électromagnétisme peuvent être générés à partir d'une théorie de la gravitation réécrite en cinq dimensions, en assumant simplement que la physique ne dépend pas de (i.e. en intégrant) la cinquième dimension.

³O. Klein (1926) relie la mécanique quantique et la gravitation via une équation d'onde en cinq dimensions et introduit plus précisément l'idée de réduction dimensionnelle ("compactification" de la cinquième dimension sur un cercle). La notion de compactification fut reprise Bergmann-Einstein (1938) qui la relierait au concept de symétrie de jauge.

⁴S'il existe des mécanismes en théorie des cordes permettant de comprendre comment une dimension peut avoir été contrainte à demeurer compacte à la naissance de l'univers, on ne sait pas démontrer qu'il doit exister exactement trois dimensions d'espace macroscopiques.

de refaire contact avec la physique expérimentale. C’est I. Antoniadis [89] qui a suggéré qu’une (ou des) dimension(s) supplémentaire(s) de la théorie des cordes ayant une taille reliée à l’échelle de brisure de la supersymétrie pourrai(en)t être détectée(s) à l’échelle de quelques TeV sans remettre en cause l’unification à l’échelle de Planck. Puis E. Witten [90] a montré qu’en fait la taille des cordes n’est pas à priori contrainte à la longueur de Planck. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos et G. Dvali [91] ont ensuite proposé un premier cadre général où la force gravitationnelle peut devenir comparable (et donc être possiblement unifiée) aux interactions de jauge à l’échelle électrofaible.

Ces travaux ont motivé et accompagné une importante révolution conceptuelle qui pourrait éventuellement mener à revoir des notions aussi fondamentale que l’espace et de temps. En attendant, on assiste à un foisonnement considérable de modèles pouvant s’avérer pertinents pour l’observation d’une nouvelle physique à l’échelle du TeV auprès des collisionneurs. Des modèles (ou scénarios) permettant de “résoudre” le problème de la hiérarchie (voire simultanément celui de la constante cosmologique), ou d’engendrer une brisure naturelle de la symétrie électrofaible, sans nécessairement avoir à invoquer un rôle à basse énergie pour la supersymétrie ou de nouvelles interactions de type techniqueur ⁵. Des modèles plus ou moins inspirés des théories de super-cordes, et introduisant une ou plusieurs dimensions supplémentaires “compactes”, ou encore des dimensions supplémentaires via une nouvelle métrique “voilée”, avec les bosons de jauge et les fermions de matière éventuellement contraints à se propager en quatre dimensions d’espace-temps (notre “brane”), ou pouvant se propager comme la gravitation dans toutes les dimensions, etc.

Les dimensions supplémentaires apparaissent comme un ingrédient générique des théories unifiant les quatre interactions fondamentales, au même titre que la supersymétrie. La nouvelle conjecture est que ces deux ingrédients, une supersymétrie “brisée” et des dimensions supplémentaires “cachées” pourraient s’avérer essentiels à l’échelle d’une nouvelle physique, possiblement au TeV.

En attendant le développement de véritables théories, des scénarios simples ont été développés qui permettent de caractériser le type de signaux de découverte attendus aux futurs collisionneurs.

4.1 Dimensions Supplémentaires Compactes

Trois types de modèles à dimensions supplémentaires compactes sont considérés dans la suite.

a) Dans le modèle de Arkani-Hamed, Dimopoulos and Dvali (ADD) [91], n dimensions supplémentaires sont compactifiées chacune sur un cercle de rayon commun R_c . Une nouvelle échelle gravitationnelle M_D est ainsi introduite à $4 + n$ dimensions et qui est reliée, via une loi de Gauss appliquée au champ gravitationnel pour un volume $V_n = R_c^n$,

⁵Dans des développements récents, on introduit la notion de “déconstruction dimensionnelle” suite aux travaux de N. Arkani-Hamed et al. [92] et C.T. Hill et al. [93] suggérant qu’une théorie de jauge en cinq dimensions peut être reliée à une théorie en quatre dimensions et des symétries de jauge plus étendues (les dimensions supplémentaires “émergeant” alors de façon dynamique). Cette approche permet la construction d’un modèle avec un secteur scalaire supersymétrique trop lourd pour être observable et avec un boson de Higgs de masse allant jusqu’à $M_H \sim 150$ GeV (appelé “Little Higgs”).

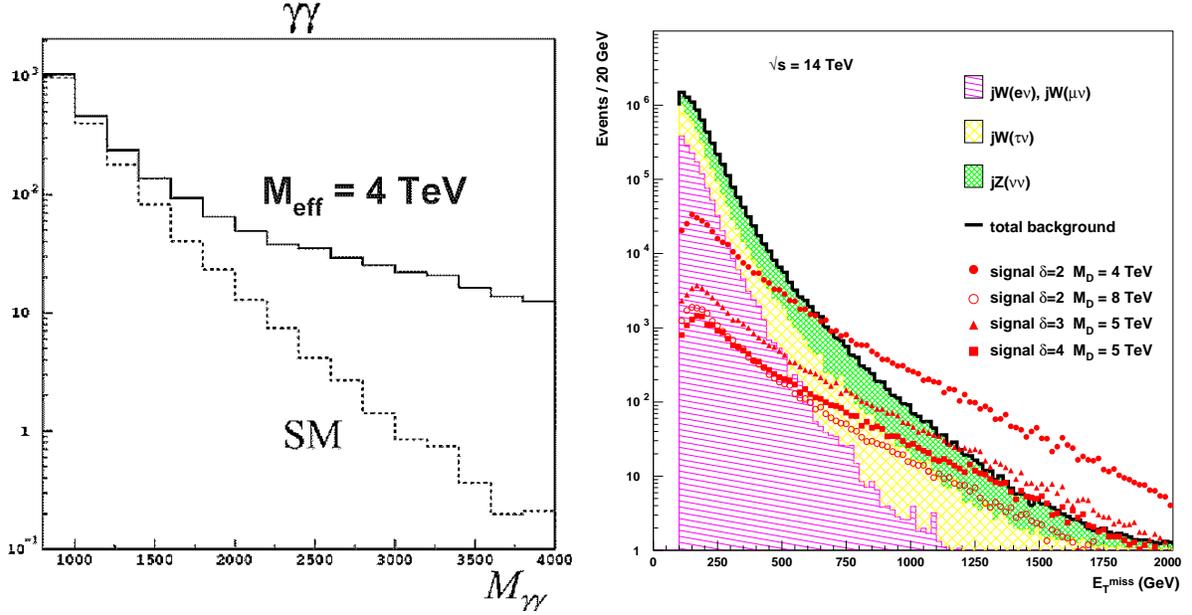


Figure 18: Recherche de gravitons de Kaluza-Klein par ATLAS [96] dans le cadre d’un modèle ADD. a) Spectre de masse $M_{\gamma\gamma}$ dans un canal $pp \rightarrow \gamma\gamma + X$ pour un échange virtuel de gravitons et déviation par rapport au Modèle Standard (SM). b) Distribution en énergie transverse manquante E_T^{miss} pour une production directe de gravitons en présence d’un nombre δ de dimensions supplémentaires et à une échelle de masse M_D .

à l’échelle de Planck usuelle en 4 dimensions via $R_c^n = (\hbar/c)^n M_{\text{Planck}}^2 / M_D^{2+n}$. M_{Planck} n’est plus une échelle fondamentale et la faiblesse apparente (du point de vue usuel en 4 dimensions d’espace-temps) de l’interaction gravitationnelle résulte de la dilution du champ gravitationnel dans les dimensions supplémentaires.

Pour $M_D = \mathcal{O}(\text{TeV})$, le rayon R_c obtenu varie de 10^{-9} m pour $n = 3$, à 10^{-15} m pour $n = 7$. Soit une échelle d’énergie associée à la compactification $E_c = \hbar/R_c$ variant de 0.1 KeV à 100 MeV. Les interactions décrites par le Modèle Standard, bien vérifiées jusqu’à l’échelle électrofaible, doivent donc être présumées confinées aux 4 dimensions d’espace-temps usuelles. Le cas $n = 2$ ($R_c = 0.1 \text{ mm}$) est pratiquement exclu pour $M_D \gtrsim 1 \text{ TeV}$ par les tests de précisions de la loi de Newton ⁶. Le graviton qui, dans le modèle ADD, se propage donc seul dans les dimensions supplémentaires de tailles finies, apparaît dans notre univers familier comme une “tour” d’états massifs d’excitation (“Kaluza-Klein tower”). C’est l’intégrale sur un grand nombre d’états k finement espacés qui donne un couplage effectif important au “graviton”.

Deux types de signatures sont envisagés pour les expériences auprès de collisionneurs.

L’échange virtuel d’une tour de gravitons de Kaluza-klein génère une interaction effective de contact [95] avec un coefficient de couplage $\eta_G = \lambda/M_S^4$, où M_S est une coupure d’échelle supposée proche de l’échelle fondamentale M_D . Des états de spin-0, 1 and 2 des tours de Kaluza-Klein dans le modèle ADD, seuls les gravitons de spin-2 interagissent avec les champs du Modèle Standard de notre univers familier. On s’attend alors à une

⁶Le groupe de Eöt-Wash obtient par exemple [94] une limite supérieure de 0.15 mm (95%CL) pour $n = 2$ par la méthode du pendule de torsion.

déviations dans des mesures de sections efficaces différentielles inclusives de type Drell-Yan (e.g. production de paires de fermions, de photons, etc.), avec des effets virtuels (interférences constructives ou destructives avec les contributions du Modèle Standard) ne dépendant que faiblement du nombre n de dimensions supplémentaires. Un exemple est montré en figure 18 pour la recherche dans une voie $pp \rightarrow \gamma\gamma + X$ au LHC [96]. Les expériences au Tevatron sont dorénavant et déjà sensibles à des échelles de l'ordre de $M_S \sim 1.5$ TeV pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} \sim 200 \text{ pb}^{-1}$. Les expériences au LHC pourront repousser cette limite jusqu'à $M_S \sim 10$ TeV pour $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$.

La production directe d'une tour de gravitons de Kaluza-Klein dans le modèle ADD peut donner une signature avec énergie manquante. Le couplage très faible du graviton ($\propto 1/M_{Planck}$) est compensé par le grand nombre d'états k émis ($\propto \sqrt{s_h} \times R_c$, où $\sqrt{s_h}$ est l'énergie disponible dans le centre de masse). La section efficace de production devient alors $\sigma \propto (\sqrt{s_h})^n / (M_D)^{n+2}$. La probabilité qu'un graviton de Kaluza-Klein $G^{(k)}$ un fois émis au point de collision ré-interagisse ensuite dans le détecteur (limité lui à notre espace-temps usuel) est extrêmement faible. Des exemples de spectres en énergie transverse manquante E_T^{miss} attendus au LHC sont montrés en figure 18 pour une recherche de "gravitons" en production associée avec un jet (via les processus durs $q\bar{q} \rightarrow gG$, $gg \rightarrow gG$, etc.) [96]. La mesure de tels spectres pourrait permettre la détermination du nombre n de dimensions supplémentaires ainsi que l'échelle fondamentale M_D [95, 97]. Un potentiel de découverte à 5σ est offert par le LHC avec $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ jusqu'à environ $M_D \simeq 8$ TeV pour $n = 2$, ou environ $M_D \simeq 6$ TeV pour $n = 4$. Des sensibilités comparables seraient fournies par un futur collisionneur e^+e^- disposant d'une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s_{ee}} = 800$ GeV et d'une luminosité intégrée de 1000 fb^{-1} .

b) Dans les scénarios avec échelle de compactification au TeV [98], inspirés des théories de super-cordes, on considère une échelle d'énergie associée à la compactification $E_c = \mathcal{O}(\text{TeV})$ et donc un rayon $R_c = \mathcal{O}(10^{-20})$ m. Les bosons de jauge du Modèle Standard peuvent alors se propager dans un espace-temps avec un certain nombre de dimensions supplémentaires sans nécessairement engendrer un conflit avec les mesures de précisions. La gravitation peut se propager dans un nombre éventuellement encore plus grand de dimensions supplémentaires. Les fermions usuels restent localisés en 4 dimensions.

Dans le secteur électrofaible, pour un modèle avec une seule dimension supplémentaire, des résonances de Kaluza-Klein γ^k, Z^k, W^k sont par exemple attendues avec un spectre de masse donné par $M_{\gamma^k}^2 = k^2 M_C^2$ et $M_{Z^k, W^k}^2 = M_{Z, W}^2 + k^2 M_C^2$ où M_C est l'échelle de masse correspondant au rayon de compactification R_c . Un ajustement global [99] des mesures de précisions du LEP dans ce secteur contraint M_C à des valeurs supérieures à ~ 4 TeV. Seuls les premières excitations γ^1, Z^1 et W^1 seraient donc observables au LHC par production directe suivie d'une désintégration e.g. en paire de leptons. Un exemple est montré en figure 19a pour une étude de prospective [100] dans la voie de désintégration e^+e^- pour deux modèles spécifiques avec interférences constructives (M1) ou destructives (M2) entre les bosons du Modèle Standard et la tour de Kaluza-Klein. En combinant les canaux en paires d'électrons et de muons, et en exploitant les effets d'interférences, une découverte à 5σ est possible au LHC pour $M_C \lesssim 13.5 \text{ TeV}/c^2$ pour une luminosité $\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$. La production de Z^1 (spin-1) pourrait alors être distinguée de celle de gravitons (spin-2) (jusqu'à environ $7 \text{ TeV}/c^2$) via la distribution angulaire des produits de désintégration

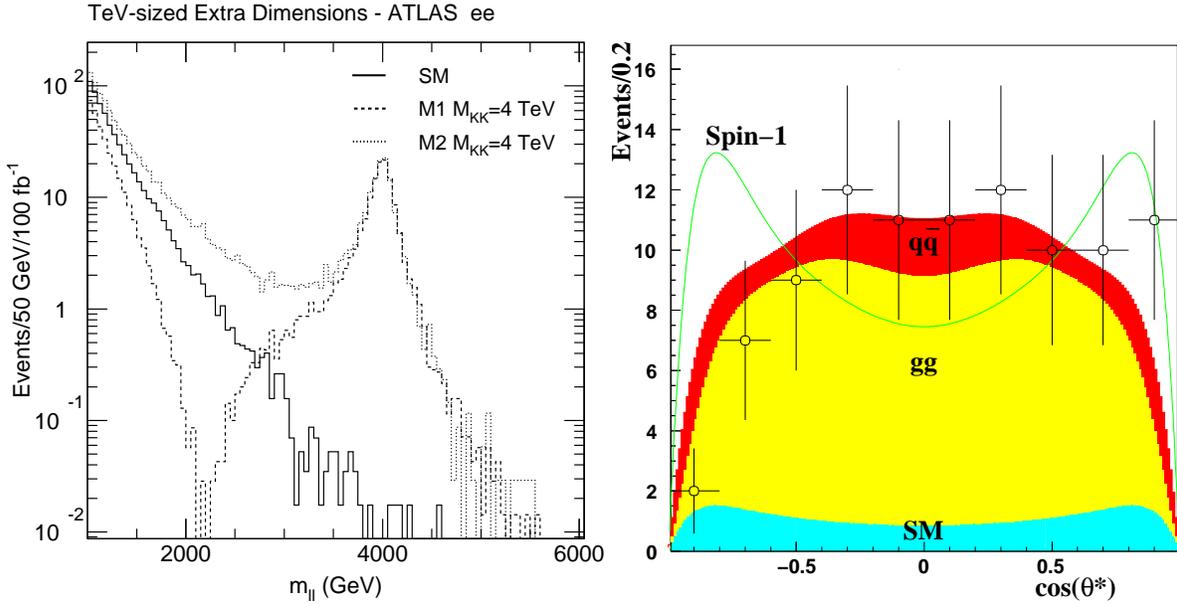


Figure 19: Recherche directe de gravitons dans des modèles avec échelle de compactification au TeV par ATLAS [100]. *a*) Spectre de masse des paires e^+e^- pour le Modèle Standard (SM) et pour la production d’excitations γ^1 et Z^1 de Kaluza-Klein à 4 TeV/ c^2 dans deux modèles spécifiques (M1 et M2) de compactification. *b*) Détermination du spin pour une résonance dans la voie e^+e^- via la distribution angulaire des électrons dans ATLAS [107]; la courbe pleine montre le spectre attendu pour la production de Z^1 (spin-1); les points correspondent à la production de gravitons de Randall-Sundrum (spin-2) pour $M_G = 1.5$ TeV/ c^2 et $\mathcal{L} = 100$ fb⁻¹ avec une production dominé par la fusion gg et une contribution de l’annihilation $q\bar{q}$.

(figure 19b).

Les couplages aux fermions des résonances de Kaluza-Klein pourraient être mesurés auprès d’un futur collisionneur e^+e^- de façon à départager [99] diverses variantes de modèles avec échelle de compactification au TeV.

c) Dans les modèles avec dimensions supplémentaires universelles [101], tous les champs du Modèle Standard peuvent se propager dans une espace à $d = 4+n$ dimensions avec n dimensions compactes à des échelles $E_c = \mathcal{O}(\text{TeV})$. Chaque champ a donc des “partenaires KK” (i.e. niveaux d’excitations de Kaluza-Klein). On ne s’intéresse pas directement à la force gravitationnelle dans cette approche. L’emphase est portée sur la chiralité des fermions qui est obtenue via une décomposition en mode de Kaluza-Klein pour une topologie d’espace (“orbifold”) particulière. Certains partenaires KK pourraient être produits copieusement en collisionneurs [102].

Une des aspects les plus intéressants ⁷ de ce type de modèle tient à un nombre quantique conservé par les niveaux KK les plus bas. Cela mène à une phénoménologie “à la SUSY avec conservation de la R-Parité” avec, entre autre, une particule stable (le LKP pour “Lightest Kaluza-Klein Particle), candidat à la matière noire [104].

⁷C’est aussi dans une réalisation spécifique et supersymétrique de ce type de modèle que Barbieri, Hall et Nomura [103] ont pu obtenir une valeur fortement contrainte pour la masse du boson de Higgs le plus léger.

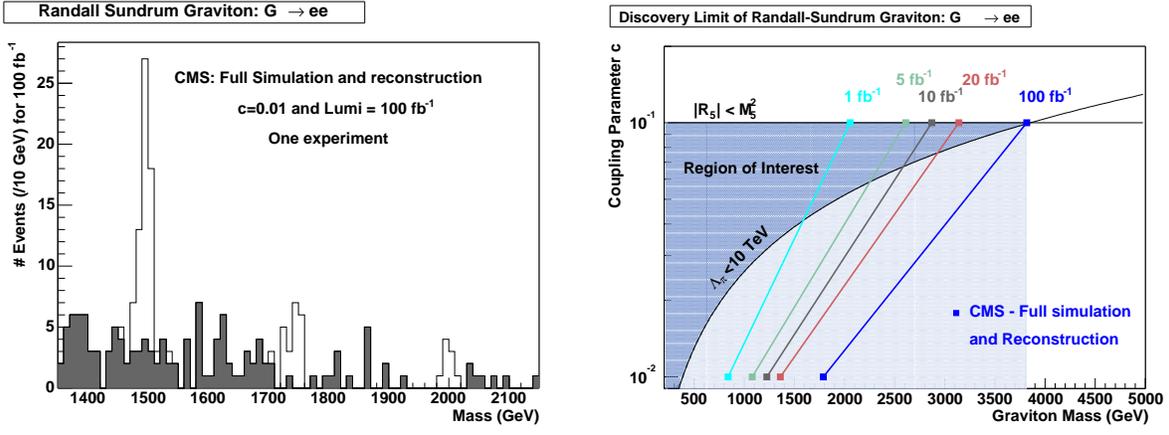


Figure 20: Recherche de gravitons de Randall-Sundrum au LHC par CMS [106]. *a*) Spectre de masse dans le canal $G \rightarrow e^+e^-$ ($M_G = 1500, 1750$ ou $2000 \text{ GeV}/c^2$; $c = 0.01$) et pour le bruit de fond du Modèle Standard, attendu pour 100 fb^{-1} de luminosité intégrée. *b*) Domaine de découverte à 5σ en fonction de la luminosité intégrée et montré dans le plan couplage c versus masse M_G .

4.2 Dimensions Supplémentaires Voilées

Dans le Modèle de Randall and Sundrum (RS) [105], la disparité entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck est générée par la courbure d'une espace à cinq dimensions qui représente une tranche d'un espace-temps anti-de Sitter (AdS_5). La gravité se propage dans un espace à 5 dimensions limité par deux branes. Les champs du Modèle Standard sont confinés sur une des branes. La physique à l'échelle de Planck se situe sur l'autre brane.

La phénoménologie est fixée par deux paramètres, une échelle d'interaction $\Lambda_\pi = \mathcal{O}(\text{TeV})$ et une échelle de courbure $c = \kappa/M_{Planck}$. Un facteur de voilage ("warp factor") courbe l'espace de façon exponentielle entre les branes. La distance entre les branes est stabilisée par un nouveau champ scalaire auquel est associé un nouveau boson: le radion. Ce champ pourrait se mélanger avec le champs de Higgs et donner des signatures intéressantes e.g. au LHC [108]. Mais le signal le plus spectaculaire pour ce type de modèle est la production résonante de la première excitation du graviton.

Les limites actuelles obtenues au Tevatron avec une luminosité de $\mathcal{L} \sim 200 \text{ pb}^{-1}$ s'étendent de 300 à 785 GeV pour des valeurs de c allant de 0.01 à 0.1. Une étude de prospective [106] pour une découverte au LHC est montrée en figure 20. Le domaine intéressant pour la phénoménologie, avec $\Lambda_\pi < 10 \text{ TeV}$ de façon à éviter de ré-introduire un problème de hiérarchie et $c < 0.1$, serait balayé pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$. La distribution angulaire des produits de désintégration [107] devrait permettre la détermination du spin de la résonance (figure 19b) et l'observation dans diverses voies de désintégrations (e.g. paires de leptons chargés ou de bosons électrofaibles) permettrait de vérifier l'universalité des couplages.

Un autre aspect particulièrement intrigant des modèles avec dimensions supplémentaires voilées est la possibilité discutée récemment [109] d'expliquer la brisure de symétrie électrofaible sans la présence d'un champ de Higgs.

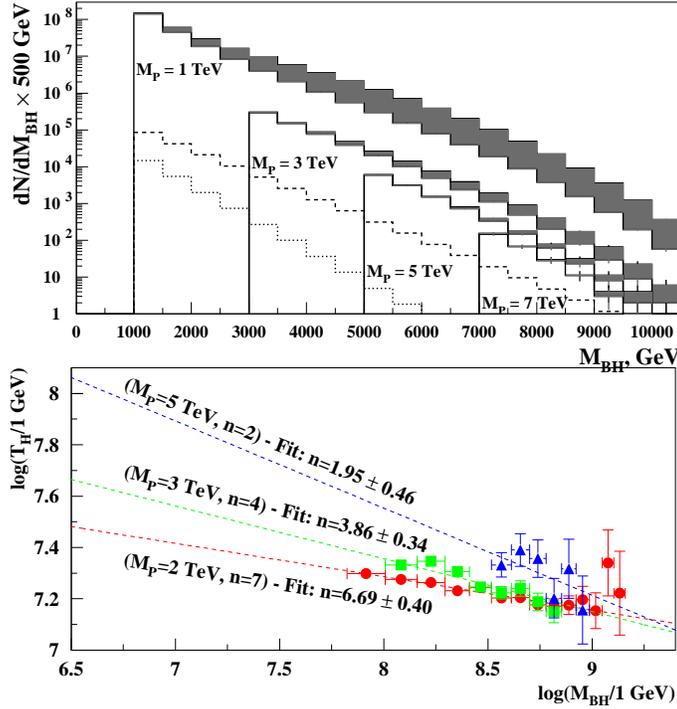


Figure 21: Production de trous noirs au LHC (de la ref. [114]). (a) Nombre de mini trous noirs produits en fonction de leur masse M_{BH} pour une luminosité de 100 fb^{-1} au LHC et considérant une sélection des événements contenant au moins un électron ou un photon d'énergie $E_{e,\gamma} > 100 \text{ GeV}$; (b) Détermination du nombre de “grandes” dimensions supplémentaires compacte via une mesure de la température de Hawking (obtenue via le spectre d'énergie des produits de désintégration) et la masse M_{BH} .

4.3 Production de micro-trous noirs

En présence d'une nouvelle échelle de la gravité, possiblement au TeV, la question de la production et de la désintégration de trous noirs doit naturellement être ré-examinée [110]. Une conséquence possible, envisagée autant dans le cadre de scénarios de type ADD [110] que de type Randall-Sundrum [111] est la production de micro trous noirs [112] en physique des hautes énergies auprès de collisionneurs ou par interaction de rayons cosmiques.

L'argument classique [113] est le suivant. Dans un univers ordinaire à quatre dimensions, le rayon de Schwarzschild en-deça duquel rien ne peut échapper à l'attraction gravitationnelle peut s'écrire $R_s \sim 2M_{BH}/M_{Planck}^2$ où M_{BH} est la masse du trou noir et M_{Planck} la masse de planck usuelle. Pour $M_{BH} \sim M_{Planck}$, il faudrait concentrer 10^{19} GeV dans un volume de moins de 10^{-33} cm pour produire une micro trou noir. Dans un univers à $d = 4+n$ dimensions, le rayon de Schwarzschild R_s devient ⁸ $R_s \sim (1/M_D)(M_{BH}/M_D)^{1/(n+1)}$. Des mini trous noirs de masse $M_{BH} \gtrsim \text{TeV}$ peuvent être produits avec une section efficace $\sigma_{ij} \rightarrow BH \sim \pi R_S^2$ dans des collisions entre particules i et j ayant une énergie dans le

⁸Donné ici pour exemple dans le cadre ADD où seule la gravité se propage dans les dimensions supplémentaires, et en assumant de “grandes” dimensions compactes de rayons caractéristiques $\gg R_S$.

centre de masse $\sqrt{s_{ij}} = M_{BH}$ si la distance d'impact pour la collision est inférieure à R_s . Par exemple, en tenant compte des luminosités partoniques attendues dans les collisions pp au LHC, on obtient une section efficace de production pour $M_{BH} > M_D$ allant de 15 nb à 1 pb pour M_D allant de 1 TeV à 5 TeV; avec une variation de l'ordre de 10% pour n variant entre 2 et 7.

La phénoménologie détaillée a été étudié abondamment [114, 115, 116]. La production de trous noirs au LHC dans le modèle de diffusion de Dimopoulos et Landsberg [114] est montrée pour exemple en figure 21. Les collisionneurs futurs pourraient se révéler être des usines à production de mini trous noirs.

V Moyens humains

La table 9 présente à ce jour le nombre de personnes intéressées par les thématiques développées dans ce rapport pour le Tevatron, le LHC ou le ILC. Suivant l'état d'avancement de l'expérience la signification du terme "intéressé" est bien évidemment différente. De façon très claire cette thématique est dominante dans la physique sur accélérateurs. A l'horizon 2007, au démarrage du LHC, les effectifs des expériences ATLAS/CMS, compte tenu des fortes implications déjà depuis dix ans, devront croître par un apport de personnes provenant du Tevatron et des recrutements de jeunes chercheurs. La relative faible fraction de visiteurs et étudiants sur les expériences LHC, comparativement au Tevatron, devrait naturellement augmenter avec la forte attractivité des données durant cette période. Typiquement un nombre de 200 chercheurs (permanents+non permanents), soit 20 par laboratoire, (assez similaire au nombre de chercheurs sur certaines équipes lors du fonctionnement du LEP), nous semble un minimum pour pouvoir envisager une exploitation correcte des données du LHC. L'activité ILC en phase de démarrage devrait se développer avec notamment l'implication de nouveaux laboratoires.

	Tevatron	CMS+ATLAS	ILC	Total
DAPNIA-saclay	12/4	34/3	4/0	50/7
LPC Clermont Ferrand	3/2	9/1	3/1	15/4
Ires Strasbourg	5/5	11/2	1/5	17/12
LAPP Annecy	0/0	10/4	1/0	11/4
LPSC Grenoble	4 /2	5 /1	0/0	9/3
CPPM Marseille	6/1	16.5/2	0/0	22.5/3
LPNHE Jussieu	4.5/2.5	8/3	6.5/0.5	19/6
LLR Polytechnique	0/0	9/4	2/3	11/7
IPNL Lyon	4/2	11/3	0/0	15/5
LAL Orsay	5/1	11/2	4.5/1	20.5/4
Total	43.5/19.5	124.5/25	22/10.5	185/50.5

Table 9: Effectif par laboratoire impliqué sur les thématiques développées dans ce rapport et par accélérateur en Octobre 2004. Le premier nombre correspond au nombre de permanents, le second aux non permanents (visiteurs et étudiants en thèse).

Synthèse

Les dix prochaines années verront la confirmation ou la mise en défaut du mécanisme de Higgs comme origine de la masse des particules élémentaires. Les informations théoriques et expérimentales actuelles indiquent que dans l'hypothèse du Modèle Standard, la masse du boson de Higgs est comprise entre $114 \text{ GeV}/c^2$ et $260 \text{ GeV}/c^2$ environ. Si elle a lieu, la découverte du boson de Higgs est attendue au Tevatron et/ou au LHC, alors que les mesures de précision liées à ce scalaire (masse, largeur, rapport d'embranchement) seront réalisées au LHC, puis au ILC. En 2007, année prévue pour le démarrage du LHC, le Tevatron aura accumulé une luminosité intégrée aux alentours de 4 fb^{-1} , permettant l'exclusion d'un boson de Higgs standard de masse inférieure à $130 \text{ GeV}/c^2$, ou sa mise en évidence si sa masse est inférieure à $120 \text{ GeV}/c^2$. A la fin du Run II en 2009, avec environ 8 fb^{-1} accumulés, le domaine de mise en évidence s'étendra jusqu'à $130 \text{ GeV}/c^2$, ainsi que pour des masses voisines de $160 \text{ GeV}/c^2$. En tout état de cause, la précision accrue sur les masses du W et du top permettra d'affiner les contraintes sur la masse d'un boson de Higgs standard. Ces informations constitueront une indication importante pour le LHC, où l'observation du boson de Higgs standard est plus aisée: avec une luminosité de 10 fb^{-1} (soit l'équivalent d'une année de prise de données), une combinaison de tous les canaux de recherche devrait permettre une découverte sur toute la gamme de masse au delà de $114 \text{ GeV}/c^2$.

En cas de découverte d'un boson de Higgs léger, sa masse sera mesurée à environ un pour mille au LHC, qui donnera également une première estimation de sa largeur, de ses rapports d'embranchement, et de ses nombres quantiques. Une mesure de ces paramètres pourra ensuite être effectuée au ILC, pour lequel les précisions attendues sont éloquentes: quelques pourcents pour la largeur, les rapports d'embranchement et les nombres quantiques. Ces résultats soulignent l'importance de la complémentarité entre le LHC et le ILC.

Si la supersymétrie à basse énergie est réalisée dans la nature, le LHC pourra découvrir et mesurer des propriétés d'au moins un boson de Higgs. Une grande partie des particules supersymétriques devrait s'y manifester, certaines peut-être même préalablement au Tevatron. Si les nouvelles particules sont accessibles cinématiquement, le ILC déterminera leurs propriétés avec plus de précision et éclaircira la question de leurs nombres quantiques. Les paramètres de brisure de la supersymétrie dans un modèle tel que mSUGRA seront d'abord déterminés au LHC; leur précision de mesure sera ensuite améliorée d'un ordre de grandeur au ILC.

Pour un modèle tel que le MSSM, ce n'est que la combinaison des deux machines qui permettra de faire une étude complète et d'extrapoler avec précision les paramètres de brisure de supersymétrie de l'échelle électrofaible à l'échelle de GUT (10^{16} GeV) pour faire la liaison de la physique des particules avec la gravité.

Une explication du contenu en symétrie et en fermions du Modèle Standard pourrait nécessiter une unification de toutes les interactions de jauge entre elles, voire avec une théorie quantique de la gravité. Dans les modèles avec dimensions supplémentaires, une

échelle de gravitation peut apparaître au TeV, offrant aux collisionneurs la possibilité de découvertes d'états excités de Kaluza-Klein. Si, dans ce cadre ou dans un cadre d'extension des symétries de jauge, une nouvelle résonance existe et a une masse inférieure à 1 TeV, elle pourra être mesurée au LHC, voire éventuellement au Tevatron, puis au ILC. Au-delà, et jusqu'à environ 5 TeV, seul le LHC peut donner une masse précise. La mesure des asymétries renseigne sur les détails de la dynamique sous-jacente. Au-delà de 5 TeV, les effets de mélange et d'interférences entre bosons de jauge électrofaibles et additionnels restent visibles au ILC et donnent une sensibilité pouvant s'étendre jusqu'à 10 TeV. Par ailleurs, les possibilités de découverte de nouveaux fermions dépendent fortement, au LHC comme au ILC, de la phénoménologie, et en particulier du temps de vie de ces nouvelles particules. Des masses de quelques centaines de GeV sont en général accessibles, et le potentiel n'est pas tant limité par l'énergie disponible que par la présence de bruits de fond difficiles à réduire.

De la plupart de ces exemples, il ressort que s'il existe des particules non découvertes à ce jour et dont la masse est voisine du TeV, elles pourront être observées au LHC, le ILC ne donnant confirmation que si l'énergie disponible dans le centre de masse est suffisante. Si cette condition est vérifiée, le ILC permettra une mesure plus précise de leurs propriétés (par exemple, les masses des particules supersymétriques, ou l'autocouplage du boson de Higgs). Pour la recherche de nouvelles particules lourdes, le gain en sensibilité apporté par l'option SLHC du LHC est limité. Par ailleurs, il faut noter, qu'il existe des cas où certaines particules supersymétriques ne sont visibles qu'au ILC. Dans tous les cas, fonctionnant au pic du Z et aux seuils de production WW et $t\bar{t}$, le ILC améliorera grandement la précision de mesure des observables électrofaibles classiques, et permettra de quantifier leur cohérence avec la nouvelle physique éventuellement découverte. Il faut donc souhaiter le développement d'un collisionneur linéaire pouvant fonctionner dans une gamme s'étendant du pic du Z aux plus hautes énergies, et qui notamment pourra se conformer aux découvertes éventuelles du LHC.

References

- [1] <http://www.interactions.org/linearcollider/>
- [2] F. Gianotti, M.Mangano, T. Virdee convenors, *Physics Potential and experimental Challenges of the LHC Luminosity Upgrade*, CERN-TH/2002-078, hep-ph/0204087
- [3] VLHC Design Study Group, *Design Study for a Staged Very Large Hadron Collider*, FERMILAB-TM-2149, June 4, 2001
- [4] *Collider Run II Integrated Luminosity*, (<http://www.fnal.gov/pub/now/tevlum.html>)
- [5] *The Run II Luminosity Upgrade at the Fermilab Tevatron v2.0 Project Plan and Resource-Loaded Schedule* January 30, 2004
(http://www-bdnew.fnal.gov/doereview04/RunII_Upgrade_Plan_v2.0.pdf)
- [6] LEP ElectroWeak Working Group, ICHEP, Summer Conference 2004
- [7] Communication privée J.F.Grivaz.
- [8] “Detector and Physics Performance ATLAS TDR”, CERN/LHCC/99-14
- [9] TESLA Technical Design Report Part III “Physics at an e+e- collider”, Editeurs R.D. Heuer, D.Miller, F.Richard, P.Zerwas
- [10] TDR Tesla ”Physics at an e+e- Linear Collider” Part III (Section 5.1.2)
- [11] M.E. Peskin et J.D.Wells, hep-ph/0101342
- [12] M .E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. 65, 964(1990) et Phys. Rev. D46, 381 (1992). D.C. Kenedy and P. Langacker, Phys. Rev. Lett. 65, 2967 (1990)
- [13] F. Gianotti and M. Pepe-Altarelli, Proc. Suppl. 89, 177(2000) (hep-ph/0006016)
- [14] R. Hawkings and K. Monig, Eur. Phys. J. direct C8, 1 (1999) (hep-ex/9910022). J. Erler, Phys. Lett B486, 125 (2000) (hep-ph/0005024). P.C.Rowson and M. Woods, hep-ex/0012055.
- [15] Physics at Super B factory, hep-ex/0406071, Juin 2004
Kaon Physics with a high proton driver, Chapitre 6, CERN-2004-002
- [16] M.L. Brooks et al. (MEGA collaboration), Phys. Rev. Lett. 83(1999) 1521
L. Barkov et al., <http://www.icepp.s.u.-tokyo.ac.jp/meg>
- [17] J. Ellis, J. Hisano, M. Raidal, Y. Shimizu, CERN-TH/2002-126
- [18] H. N. Brown et al.,Phys. Rev. Lett. 86(2001) 2227
- [19] Proposition d’expérience pour la mesure du moment dipolaire du neutron,
O. Naviliat, conseil scientifique de l’IN2P3, 12 Juillet 2004
- [20] CDF and D0 Collaborations, FERMILAB-PUB-03/320-E (October 2003).
- [21] ATLAS Collaboration, TDR II, CERN/LHCC 99-15 (1999).

- [22] S. Abdullin et al., CMS Note 2003/033 (December 2003).
- [23] M. Dührssen, ATL-PHYS-2003-030 (September 2003).
- [24] Abdelhak Djouadi, CERN-TH/2003-043, March 2003.
- [25] Rapport préliminaire du comité “International Technology Recommendation Panel”
http://www.ligo.caltech.edu/donna/ITRP_Home.htm
- [26] Tau hadronic branching ratios, D.Buskulic *et al.* ALEPH coll Z.Phys., C70 (1996) 579-608
- [27] The direct method to measure the Higgs branching ratio at the FLC, J.-C. Brient, Note ECFA - LC Workshop, LC-PHSM-2002-03
- [28] Higgs boson precision studies at a linear collider, K. Desch, hep-ph/0311092
- [29] Higgs coupling measurements at a 1-TeV Linear Collider, T.Barklow, hep-ph/0312268
- [30] C.P.Buszello et al, Eur.Phys.J.C32(2004)209.
- [31] J.Gunion et al, hep-ph/0310023
- [32] T.Plehn et al, hep-ph/0105325
- [33] U.Baur et al, hep-ph/0211224 et hep-ph/0310056
- [34] Tesla Collaboration, *Physics at an e+e- Linear Collider*, TDR Part III, DESY 2001-011, ECFA 2001-209.
- [35] LEPHIGGSWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, LHWG-Note 2004-01.
(<http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/papers/index.html>).
- [36] LEPHIGGSWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, LHWG-Note 2001-05.
(<http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/papers/index.html>).
- [37] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/01-03.1
(<http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>).
- [38] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-06.2
(<http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>).
- [39] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-02.1
(<http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>).
- [40] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-01.1
(<http://lepsusyweb.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>).
- [41] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 041801.
- [42] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704.
- [43] D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 01801.
- [44] M. Carena *et al* [arXiv:hep-ph/0010338].

- [45] F. Moortgat, CMS-Note 2001/042, submitted to Eur. Phys. Journal C
- [46] G. Azuelos *et al*, *Physics in ATLAS at a possible upgraded LHC*, ATL-PHYS-2001-002.
- [47] V. Barger *et al.*, *Report of the SUGRA Working Group for Run II of the Tevatron*, [arXiv:hep-ph/0403133].
- [48] P. Bechtle, K. Desch, P. Wienemann, *Fittino: A global fit of the MSSM parameters*, dans *Report of the LHC/LC Study group*, Georg Weiglein et al.
- [49] R. Lafaye, T. Plehn, D. Zerwas, *SFitter: SUSY Parameter Analysis at LHC and LC*, [arXiv:hep-ph/0404282] dans *Report of the LHC/LC Study group*, Georg Weiglein et al.
- [50] B. C. Allanach *et al.*, [arXiv:hep-ph/0403133].
- [51] A. Djouadi, J. L. Kneur and G. Moultaka, arXiv:hep-ph/0211331.
- [52] B. Gjelsten *et al.*, dans *Report of the LHC/LC Study group*, Georg Weiglein et al.
- [53] H.-U. Martyn, [arXiv:hep-ph/0406123] dans *Report of the LHC/LC Study group*, Georg Weiglein et al.
- [54] M. Chiorboli *et al.*, dans *Report of the LHC/LC Study group*, Georg Weiglein et al.
- [55] B. C. Allanach *et al.*, in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, Eur. Phys. J. C **25** (2002) 113 [eConf **C010630** (2001) P125] [arXiv:hep-ph/0202233]; N. Ghodbane and H. U. Martyn, in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, arXiv:hep-ph/0201233.
- [56] G. Degrassi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich and G. Weiglein, Eur. Phys. J. C **28** (2003) 133 [arXiv:hep-ph/0212020].
- [57] Report of the LHC/LC Study group, Georg Weiglein et al.
- [58] WMAP Collaboration, *Astrophys. J. Suppl.* 148:175, 2003
- [59] EDELWEISS Collaboration, *Nucl. Instr. Meth.* A520:101, 2004
- [60] J. Ellis et al, *Phys. Lett.* B565:176, 2003
- [61] G. Polesello, D. Tovey, *JHEP* 0405:071, 2004
- [62] P. Bambade, M. Berggren, F. Richard, Z. Zhang, hep-ph/0406010.
- [63] R. Barbier *et al.*, “R-Parity-Violating Supersymmetry”, e-Print hep-ph/0406039 (June 2004) 261pp., Soumis pour publication dans *Phys. Rep.*
- [64] H. Georgi *Nucl. Phys.* B363,301(1991). M.J.Dugan and L.Randall, *Phys. Lett.* B264, 154 (1991).
- [65] P. Langacker and M. Luo, *Phys. Rev.* D45, 278(1992). B. Holdom, *Phys. Lett.* B259, 329 (1991). G. Altarelli, R. Barbieri and S. Jadach, *Nucl. Phys.* B369, 3(1992). G. Altarelli, R. Casalbuoni et al., *Phys. Lett.* B318, 139 (1993).

- [66] T.G Rizzo, Phys. Rev. D50, 2256(1994) (hep-ph/9403241). R. Casalbuoni, S.de Curtis, et al., Phys. Lett. B435, 396 (1998) (hep-ph/9805446)
- [67] T.G.Rizzo and J.D. Wells, Phys. Rev. D61, 016007 (2000) (hep-ph/9906234)
- [68] B.A. Dobrescu and C.T. Hill, Phys.Rev. Lett. 81, 2634(1998) (hep-ph/9712319)
- [69] ATLAS Physics and Detector Performance TDR, CERN/LHCC/99-14.
- [70] D. Choudhury, T.M.P. Tait, C.E.M. Wagner, hep-ph/0202162.
- [71] N. Meyer, hep-ph/0308142.
- [72] J.M. Butterworth, B.E. Cox, J.R. Forshaw, hep-ph/0201098.
- [73] A. Dobado, M.J. Herrero, J.R. Pelaez, E. Ruiz Morales, Phys. Rev. **D62** (2000) 055011; J.R. Pelaez, Phys. Rev. **D55** (1997) 4193; B.R. Martin, D. Morgan, G. Shaw, “Pion-pion interactions in Particle Physics”, Academic Press; J.A. Oller, Phys. Lett. **B477** (2000) 187; K. Hikasa, K. Igi, Phys. Rev. **D48** (1993) 3055.
- [74] C. Csaki, C. Grojean, H. Murayama, L. Pilo, J. Terning, hep-ph/0305237.
- [75] L. Randall, R. Sundrum, hep-th/9905221; L. Randall, R. Sundrum, hep-th/9906064.
- [76] C. Csaki, C. Grojean, L. Pilo, J. Terning, hep-ph/0308038; T.G. Rizzo, hep-ph/0405094.
- [77] M. Dittmar, A. S. Nicollerat, A. Djouadi, hep-ph/0307020.
- [78] T. Rizzo, hep-ph/9612304.
- [79] F. Richard, hep-ph/0303107.
- [80] Particle Data Group, S.Eidelman et al., Phys.Lett B592, 1 (2004) .
- [81] L3 , P.Achard et al., Phys.Lett B517, 75 (2001) .
- [82] ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/99-15
- [83] A.Djouadi, Z. Phys. C63 317 (1994); G.Azeoulos et A.Djouadi, Z.Phys. C63, 327 (1994); F.Almeida et al., Eur. Phys. J., C30 (2003) 327-335.
- [84] DELPHI, P.Abreu et al., Phys.Lett B274, 230 (1992) .
- [85] V.A.Ilyin et al., Phys.Lett.,B503 (2001) 126.
- [86] V.A.Khoze, hep-ph/0105069 (2001)
- [87] O. Eboli et al., Nucl.Phys. B 421, (1994) 65.

- [88] J. Polchinski, "String Theory" (Vol. 1 and 2), Cambridge University Press, 1998 (revised in 2003);
M.B. Green, J.H. Schwarz and E. Witten, "Superstring Theory", Cambridge University Press, 1987 (revised in 1999); Pour une introduction simple de la "M-theory" voir aussi:
M.J. Duff, "The Theory Formerly Known as Strings", *Scientific American* 278 (1998) 64-69;
M.B. Green, "Connections between M theory and Superstrings", in "Strings, branes and dualities", Cargèse, France (Juin 1997) 201-218.
- [89] I. Antoniadis, *Phys. Lett. B* 246 (1990) 377-384.
- [90] E. Witten, *NPB* 471 (1996) 135-158.
- [91] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G.R. Dvali, *Phys. Lett. B* 429 (1998) 263-272; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G.R. Dvali, *Phys. Lett. B* 436 (1998) 257-263.
- [92] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, H. Georgi, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 4757; *ibid*, *Phys. Lett. B* 513 (2001) 232-240.
- [93] C.T. Hill, S. Pokorski and J. Wang, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 105005; H.C. Cheng, C.T. Hill, S. Pokorski and J. Wang, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 065007; H.C. Cheng, C.T. Hill, and J. Wang, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 095003.
- [94] E.G. Adelberger (for the EOT-WASH Group), "Submillimeter Tests of the Gravitational Inverse Square Law", e-Print hep-ex/0202008 (February 2002) 7pp.; C.D. Hoyle et al., *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1418-1421; *Pour une revue voir*: E.G. Adelberger, B.R. Heckel, and A.E. Nelson, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 53 (2003) 77-121.
- [95] J.L. Hewett, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 4765-4768.
- [96] L. Vacavant and I. Hinchliffe, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 27 (2001) 1839-1850; V. Kabachenko, A. Miagkov, and A. Zenin, ATLAS note ATL-PHYS-2001-012.
- [97] G.F. Giudice, R. Rattazi and J.D. Wells, *Nucl. Phys. B* 544 (1999) 3-38; E.A. Mirabelli, M. Perelstein and M.E. Peskin, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 2236-2239; T. Han, J. D. Lykken and R.-J. Zhang, *Phys. Rev. D* 59 (1999) 105006.
- [98] I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, *Phys. Lett. B* 460 (1999) 176-183; E. Accomando, I. Antoniadis, K. Benakli, *Nucl. Phys. B* 579 (2000) 3-16.
- [99] T.G. Rizzo, *Phys. Rev. D* 61 (2000) 055005.
- [100] G. Azuelos and G. Polesello, Proc. of the Workshop "Physics at TeV Colliders", Les Houches (Mai 2001) 18pp.
- [101] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B.A. Dobrescu, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 035002.
- [102] T.G. Rizzo, *Phys. Rev. D* 64 (2001) 095010.
- [103] R. Barbieri, L.J. Hall, and Y. Nomura, *Phys. Rev. D* 63 (2001) 105007.
- [104] G. Servant and T.M.P. Tait (Argonne), *Nucl. Phys. B* 650 (2003) 391-419.

- [105] L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 3370; *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4690.
- [106] C. Collard et M.-C. Lemaire, CMS Note (September 2004) 11pp. *en préparation*; C. Collard et al., CMS Note 2002/050 (April 2003) 19pp.
- [107] B.C. Allanach et al., *JHEP* 12 (2002) 39; B.C. Allanach et al., *JHEP* 9 (2000) 19.
- [108] G. Azuelos et al., *EPJC* 4 (2002) 16.
- [109] *Pour une revue récente voir* T.G. Rizzo, e-Print hep-ph/0405094 (May 2004) 6pp.
- [110] P.C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March-Russel, *Phys. Lett. B* 441 (1998) 96-104; R. Emparan, G.T. Horowitz, R.C. Myers, *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 499-502.
- [111] L.A. Anchordoqui, H. Goldberg, A. D. Shapere, *Phys. Rev. D* 66 (2002) 024033; D. Ida, K. Oda, S. C. Park, *Phys. Rev. D* 67 (064025) 2003; D. Karasik et al., *Phys. Rev. D* 69 (2004) 064022.
- [112] *Pour des revues récentes voir*
M. Cavaglia, *Int. J. Mod. Phys. A* 18 (2003) 1843-1882;
P. Kanti, “Black Holes in Theories with Large Extra Dimensions”, e-Print hep-ph/0402168 (February 2004) 53pp., submitted to *Int. J. Mod. Phys.A.*;
- [113] *Voir avec références jointes* R. Rattazi, “Transplanckian collisions at future accelerators”, e-Print hep-ph/0205265 (May 2002) 11pp.
V.S. Rychkov, *Phys. Rev. D* 70 (044003) 2004.
- [114] S. Dimopoulos and G. Landsberg, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 161602.
- [115] S.B. Giddings and S. Thomas, *Phys. Rev. D* 65 (2002) 056010.
- [116] K. Cheung, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 221602;
S. Dimopoulos and R. Emparan, *Phys. Lett. B* 526 (2002) 393-398;
G.F. Giudice, R. Rattazi and J.D. Wells, *Nucl. Phys. B* 630 (2002) 293-325;
I. Mocioiu, Y. Nara and I. Sarcevic, *Phys. Lett. B* 557 (87-93) 2003;
M. Cavaglia, *Phys. Lett. B* 569 (2003) 7-13; L.A. Anchordoqui et al., *Phys. Lett. B* 594 (2004) 363-367.