

Complémentarité LHC/ILC

Arnaud Gay¹, Albert De Roeck².

¹ Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (Strasbourg).

² CERN (Genève).

Résumé

Nous présentons quelques exemples de la complémentarité attendue entre le LHC et l'ILC.

1 Introduction

La physique des particules recèle encore de nombreux mystères, notamment en ce qui concerne le mécanisme à l'origine de la brisure de symétrie électrofaible et de la génération des masses, la violation de la symétrie de charge-parité, la nature de la matière noire ou la hiérarchie des masses, pour n'en citer que quelques uns.

Pour tenter de les élucider, il est nécessaire de disposer d'accélérateurs de très haute énergie. Etant donné qu'il est plus facile d'atteindre de hautes énergies dans un anneau avec des protons qu'avec des électrons, il a été décidé de la construction du LHC (Large Hadron Collider). Celui-ci devrait délivrer ses premières collisions en 2008 et permettra sans aucun doute des avancées majeures. Cependant, en raison de la nature même des particules qui y entrent en collision, les collisionneurs hadroniques ne permettent pas toujours d'effectuer des mesures avec la précision requise pour établir - ou infirmer - sans ambiguïtés des nouvelles théories. C'est ainsi qu'il existe un large consensus dans la communauté scientifique pour qu'un collisionneur électron-positon soit le prochain grand projet après le LHC. Deux projets existent. Le premier, baptisé ILC (International Linear Collider), prévoit un accélérateur avec une énergie en dessous du TeV. Si ce projet n'est pas encore adopté, il bénéficie néanmoins d'une feuille de route assez claire. Les premières données de l'ILC pourraient ainsi être recueillies, au plus tôt, dès 2019. En outre, le coût de la machine est désormais connu et est de 6.6 milliards de dollars (main d'oeuvre non comprise). Le second projet, baptisé CLIC (Compact Linear Collider), table sur une énergie plus élevée, 3 à 5 TeV. Il est en phase de R&D et sa faisabilité éventuelle ne sera pas démontrée avant 2010. C'est donc un projet à plus long terme que l'ILC.

Comme ce fut déjà le cas par le passé entre les deux types de machines (hadroniques et leptoniques), une forte complémentarité devrait exister entre le LHC et un futur collisionneur e^+e^- (nous nous focaliserons ici sur le cas de l'ILC). Citons en exemple le cas du boson

Z. Celui-ci fut découvert auprès d'un collisionneur hadronique, ce qui permit d'ajuster l'énergie du LEP (un collisionneur leptonique) afin d'en étudier au mieux les propriétés. Un autre exemple est l'influence des résultats de LEP et de SLC (deux collisionneurs leptoniques) sur le programme de physique du Tevatron (un collisionneur hadronique) et vice versa.

Il existe différents niveaux de complémentarité. Les niveaux bas consistent simplement à regarder les résultats de chaque machine pour une étude particulière ou à les utiliser dans une même analyse. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire que les deux machines tournent en même temps. Le niveau élevé consiste à utiliser les résultats de l'une dans les analyses de l'autre. Une très forte complémentarité pourrait même signifier que les résultats d'une machine influent sur les améliorations à apporter aux analyses de l'autre ou même à la machine elle-même, e.g. son système de déclenchement ou son détecteur. Dans ces deux derniers cas, une période de recouvrement du fonctionnement des deux machines pourrait s'avérer nécessaire.

Un groupe de travail a été mis sur pied en 2002 afin d'étudier la complémentarité entre le LHC et l'ILC et a produit un document [1] très détaillé. Les sujets abordés y sont nombreux (brisure de symétrie électrofaible, Supersymétrie, théories de jauge étendues, dimensions supplémentaires, autres modèles exotiques, mesures de précision d'observables électrofaibles et en QCD) même s'il reste encore beaucoup à faire.

Nous nous proposons ici de présenter quelques études issues de ce document parmi les plus significatives. Nous commencerons cependant par discuter brièvement les caractéristiques, avantages, inconvénients ainsi que les feuilles de routes du LHC et de l'ILC.

2 Le LHC et l'ILC

2.1 Caractéristiques et feuille de route du LHC

Le LHC sera un collisionneur proton-proton d'énergie dans le centre de masse nominale de 14 TeV et de luminosité initiale de $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Actuellement en construction, le LHC devrait délivrer ses premières collisions dans le courant de l'année 2008 et on prévoit

de disposer de données exploitables vers 2009-2010. On espère ainsi récolter 10 fb^{-1} par an et par expérience dès que l'on aura atteint la luminosité initiale. Il est toutefois probable que ceci n'intervienne que plusieurs mois après le démarrage, i.e. pas avant 2009. Il est ensuite prévu que la luminosité instantanée soit augmentée et on devrait ainsi disposer de 200 à 300 fb^{-1} de données par expérience après 5 ou 6 années de fonctionnement.

Les améliorations futures à apporter à la machine sont déjà discutées et il existe deux principales options. La première, appelée SLHC (Super LHC), consiste à augmenter la luminosité jusqu'à environ $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ceci nécessitera des changements dans l'accélérateur mais aussi et surtout dans les détecteurs. Le SLHC démarrerait au plus tôt entre 2013 et 2016. On récolterait environ 3000 fb^{-1} /expérience en 3-4 ans de fonctionnement. La seconde option serait d'accroître l'énergie. Avec les aimants de 9 T présents dès le démarrage du LHC, l'énergie peut être augmentée jusqu'à 15 TeV. De plus hautes énergies nécessiteront des aimants capables de délivrer des champs plus élevés. A titre d'exemple, il faudrait des champs de 17 T afin de doubler l'énergie. Ceci nécessite encore beaucoup de R&D.

2.2 Caractéristiques et feuille de route de l'ILC

Les activités de R&D en vue d'un accélérateur linéaire électron positon d'énergie de plusieurs centaines de GeV et de luminosité de quelques $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et de l'appareillage expérimental associé ont débuté il y a près de quinze ans. Différentes technologies d'accélération furent proposées, que l'on peut classer en deux catégories : la technologie froide, i.e. supraconductrice, et la technologie chaude, i.e. non supraconductrice. Durant l'été 2004, l'ITRP a recommandé la technologie froide. Depuis, un effort global a été mis en place. Un CDR et un RDR ont été publiés en 2006 et 2007, respectivement. Il est prévu que l'ILC soit prêt pour la construction vers 2010. L'approbation du projet, cependant, dépendra de nombreux facteurs et interviendra certainement plus tard, 2012 au mieux.

Les caractéristiques de l'ILC sont maintenant claires. L'énergie nominale sera de 500 GeV et elle devra pouvoir être augmentée jusqu'à 1 TeV. Il devra également être flexible afin de permettre un fonctionnement à plusieurs énergies à partir de 91 GeV. A 500 GeV, la luminosité instantanée sera de $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. On devrait ainsi récolter quelques centaines de fb^{-1} durant les premières années de fonctionnement de la machine. Outre ces paramètres nominaux, des modes de fonctionnement e^-e^- , $e^- \gamma$ et $\gamma\gamma$ et avec des faisceaux polarisés (80 % pour les électrons et 60% pour les positons) sont à l'étude.

2.3 Avantages et inconvénients des deux machines

Le premier atout de tout collisionneur hadronique est la valeur élevée des sections efficaces de production. Le second est l'énergie dans le centre de masse. Il est en effet plus facile d'accélérer des protons que des électrons en raison du phénomène de rayonnement synchrotron qui provoque une perte d'énergie inversement proportionnelle à la masse de la particule lorsque celle-ci est accélérée dans un anneau. C'est pour cette raison que l'on est obligé de construire un accélérateur linéaire, ne permettant donc qu'un seul passage dans les cavités accélératrices, si l'on veut porter des électrons (ou des positons) à des énergies de plusieurs centaines de GeV. Cependant, ce sont les constituants des protons qui interagissent et leur énergie est beaucoup plus faible que l'énergie totale emportée par le proton et, surtout, elle n'est pas constante d'une collision à l'autre. On ne peut donc appliquer les contraintes cinématiques que dans le plan transverse. De plus, les quarks n'entrant pas dans la réaction principale (les quarks spectateurs) donnent lieu à un évènement sous-jacent qui complique l'interprétation de la réaction principale.

Les principaux avantages des collisionneurs e^+e^- sont les suivants. Les électrons et positons étant ponctuels, ils emportent toute l'énergie disponible et on peut donc utiliser complètement les contraintes cinématiques, qui sont un outil très puissant. De plus, ces particules ne subissant que les interactions électrofaibles, les réactions sont très bien décrites, les états initial et final sont très bien connus et le bruit de fond des analyses est beaucoup plus faible. Par ailleurs, les électrons et positons induisent beaucoup moins de rayonnement et de dégâts dans les détecteurs. Un autre avantage provient du fait que de nombreuses options sont envisageables, telles que la polarisation des faisceaux, les collisions e^-e^- , $e^- \gamma$, etc... Enfin, le système de déclenchement d'un collisionneur e^+e^- est beaucoup plus simple.

3 Supersymétrie

3.1 Introduction

La Supersymétrie (SUSY) postule une nouvelle symétrie (cachée) entre les bosons et les fermions afin de stabiliser la masse du boson de Higgs jusqu'à l'échelle de Planck. Il existerait ainsi de nombreuses nouvelles particules ¹ dont la gamme de masse s'étend de quelques dizaines de GeV à plusieurs TeV.

Outre la stabilisation de la masse du boson de Higgs, les avantages de la SUSY sur le MS sont nombreux.

¹Les partenaires supersymétriques des quarks (leptons) sont les squarks (sleptons). Les partenaires supersymétriques des bosons de jauge ainsi que ceux des bosons de Higgs se mélangent et donnent naissance aux neutralinos et charginos.

Elle permet notamment l'unification des constantes de couplages et de résoudre le problème de naturalité. De plus, la brisure de symétrie électrofaible y est plus naturelle. Enfin, elle peut fournir un candidat pour la matière noire.

Si la SUSY se manifeste aux énergies disponibles actuellement ou dans un futur proche, un travail important sera nécessaire afin de la caractériser. Il s'agira notamment de savoir de quelle modèle de SUSY on est en présence et comment elle est brisée. Pour cela, il faudra mesurer le plus de paramètres possibles et ce, avec une très grande précision. Ceci est illustré sur la figure 1 où l'on peut observer que des couples de paramètres peuvent avoir des valeurs très proches pour différents scénarios de brisure de SUSY. Dans ce cas, des mesures de masse au % près aussi bien dans le secteur des squarks que celui des sleptons sont nécessaires pour sélectionner le bon modèle.

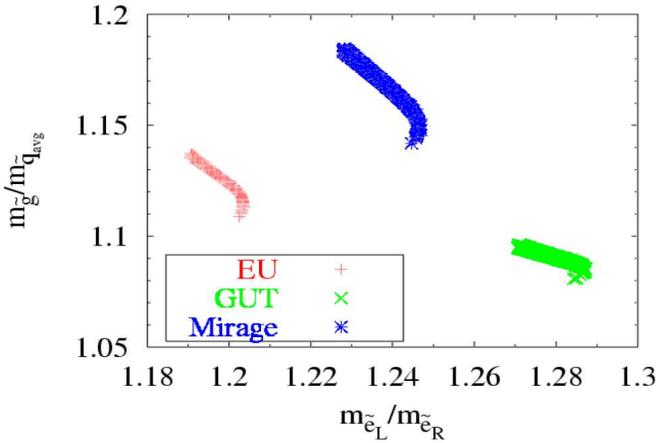


FIG. 1 – Rapport de masses dans différents modèles de brisure de la SUSY.

Si la SUSY est présente à des énergies de l'ordre du TeV, sa mise en évidence au LHC ne devrait pas poser de problèmes et intervenir assez rapidement. En effet, dans ce cas, le LHC va produire de nombreuses particules SUSY qui vont ensuite, car elles sont lourdes, donner naissance à des jets de haute énergie facilement détectables et séparables du MS. De plus, les événements SUSY sont en général caractérisés par une énergie manquante beaucoup plus élevée que ceux du MS. Des mesures précises y seront cependant plus difficiles à réaliser et il sera donc difficile de caractériser pleinement ce que l'on observera au LHC.

Différents points mSUGRA ont été choisis afin d'étudier le potentiel de découverte du LHC et de l'ILC. La figure 2 indique le nombre de particules SUSY que peuvent voir le LHC et l'ILC en fonction du type de particule et pour ces différents scénarios. Une forte complémentarité entre les deux machines apparaît instantanément puisque, par exemple, le LHC observera de nombreux squarks et gluinos trop lourds pour être produits par l'ILC tandis que,

inversement, l'ILC observera de nombreux jauginos et sleptons difficilement détectables au LHC. La figure 2 montre également la combinaison des deux potentiels de découverte. Ainsi, pour plusieurs de ces scénarios, on ne pourra observer toutes les particules que si l'on dispose des deux machines.

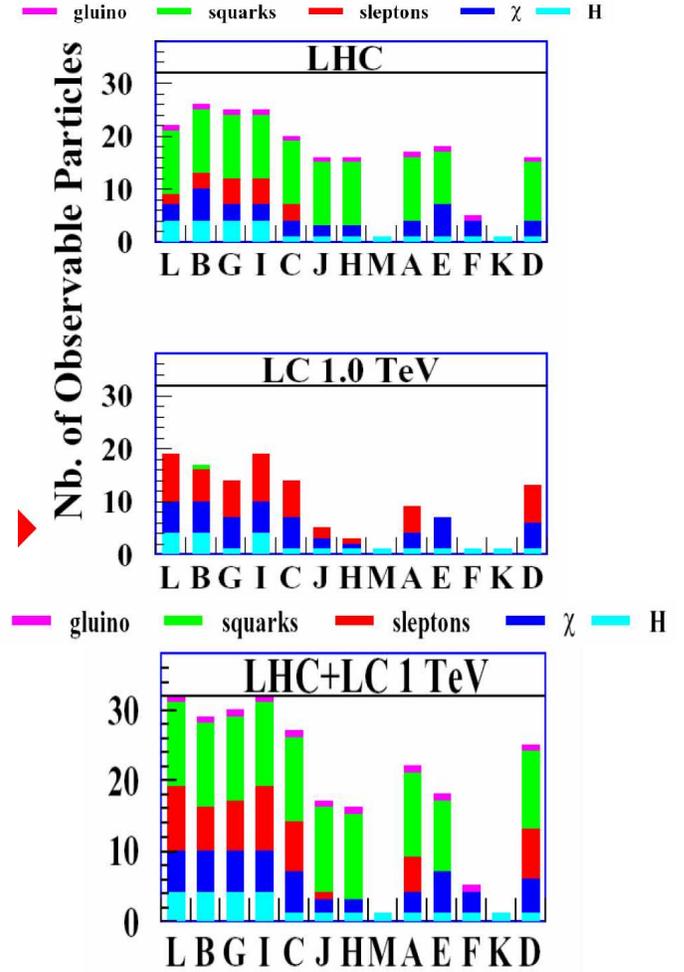


FIG. 2 – Potentiel de découverte des particules supersymétriques pour différents scénarios mSUGRA, au LHC, à l'ILC et combinés.

Pour les exemples suivants on se placera dans le cas du scénario B², plutôt favorable en ce qui concerne la complémentarité LHC/ILC puisque pratiquement toutes les particules seront détectables dans ce cas. C'est un point mSUGRA et il ne reste donc que 5 paramètres libres. Les valeurs choisies pour ces derniers sont les suivantes : $m_0 = 100$ GeV, $m_{1/2} = 250$ GeV, $\tan \beta = 10$, $A = -100$ GeV, $\mu > 0$. La figure 3 représente le spectre de masses pour ce scénario. L'ILC sera donc capable de voir tous les sleptons et le Higgs léger mais pas les squarks et les gluinos ni les Higgs lourds tandis que le LHC verra tous les squarks, les Higgs lourds et peut être même la plupart des jauginos.

²Egalement connu sous le nom SPS1A.

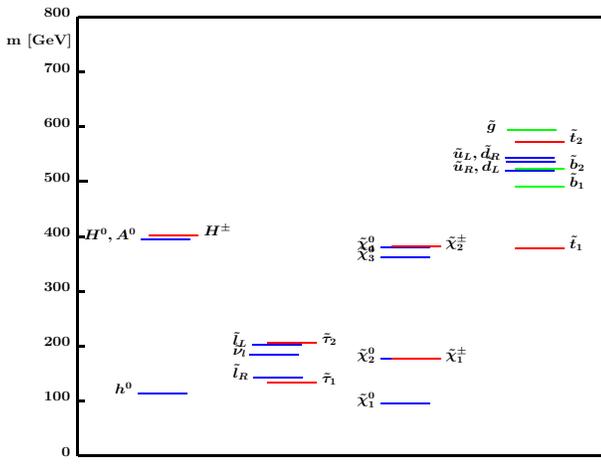


FIG. 3 – Spectre de masses dans le scénario “B”.

3.2 Mesure des masses des sparticules

3.2.1 Au LHC

Au LHC il n’y a pas de contraintes cinématiques événement par événement car, notamment, la particule la plus légère échappe à la détection. On peut tout de même faire des études cinématiques. Par exemple, la distribution de la masse invariante dilepton :

$$M_{l^+l^-}^{\max} = \frac{\sqrt{(M_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - M_l^2)(M_l^2 - M_{\tilde{\chi}_1^0}^2)}}{M_l}$$

ne sera pas un pic mais présentera quand même un bord supérieur dont la valeur sera liée aux masses des sparticules. Plusieurs masses, cependant, interviennent et il existe deux possibilités, en attendant que l’ILC nous donnent les autres masses, pour extraire les valeurs. La première consiste à faire des hypothèses sur certaines d’entre elles, par exemple le neutralino1 ($\tilde{\chi}_1^0$). Dans ce cas, de très fortes corrélations existent entre la masse de ce dernier et les masses des sleptons (voir figure 4). Si la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ n’est pas très bien connue, la masse des sleptons ne le sera pas non plus. Cependant on pourra mesurer de nombreux bords et obtenir de nombreuses équations similaires à celle présentée plus haut que l’on pourra résoudre numériquement. Cependant, les masses auront des corrélations entre elles. Le tableau 1 résume les valeurs que l’on obtiendrait (il faut noter que l’incertitude sur l’échelle d’énergie des jets est assez optimiste). Ce sont donc les informations sur les valeurs de masses dont on pourrait disposer avant le démarrage de l’ILC.

3.2.2 A l’ILC

Ces études seront plus aisées à l’ILC. On peut par exemple mesurer les spectres inclusifs des muons qui viennent des smuons et les deux bords de la distribution contiennent, comme précédemment, des informa-

Variable	Valeur	Incertitude		
		Stat	Echelle	Total
m_{ll}^{max}	77.07	0.03	0.08	0.08
m_{llq}^{max}	428.05	1.4	4.3	4.5
m_{llq}^{low}	300.3	0.9	3.0	3.1
m_{llq}^{high}	378.0	1.0	3.8	3.9
m_{llq}^{min}	201.9	1.6	2.0	2.6
m_{llb}^{min}	183.1	3.6	1.8	4.1
$m(l_L) - m(\tilde{\chi}_1^0)$	106.1	1.6	0.1	1.6
$m_{ll}^{max}(\tilde{\chi}_4^0)$	280.9	2.3	0.3	2.3
$m_{\tau\tau}^{max}$	80.6	5.0	0.8	5.1
$m(\tilde{g}) - 0.99m(\tilde{\chi}_1^0)$	500.0	2.3	6.0	6.4
$m(\tilde{q}_R) - m(\tilde{\chi}_1^0)$	424.2	10.0	4.2	10.9
$m(\tilde{g}) - m(\tilde{b}_1)$	103.3	1.5	1.0	1.8
$m(\tilde{g}) - m(\tilde{b}_2)$	70.6	2.5	0.7	2.6

TAB. 1 – Résumé des mesures SUSY pouvant être effectuées au LHC avec le détecteur ATLAS. Les incertitudes statistiques correspondent à 300 fb^{-1} de luminosité intégrée. L’incertitude sur l’échelle d’énergie résulte en une incertitude de 1% sur les mesures incluant des jets et de 0.1% sur les mesures purement leptoniques. L’unité est le GeV.

tions sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ et des smuons. Avec ces analyses cinématiques, on pourra atteindre des précisions de 0.5 à 1% sur les masses (et même 0.1 % pour des sleptons). Le tableau 2 résume les précisions attendues sur les masses des sparticules à l’ILC, toujours pour le point B. Certaines mesures nécessiteront de modifier l’énergie ou de passer en mode e^-e^- .

	m	Δm
$\tilde{\chi}_1^{\pm}$	176.4	0.55
$\tilde{\chi}_2^{\pm}$	378.2	3
$\tilde{\chi}_1^0$	96.1	0.05
$\tilde{\chi}_2^0$	176.8	1.2
$\tilde{\chi}_3^0$	358.8	3-5
$\tilde{\chi}_4^0$	377.8	3-5
\tilde{e}_R	143.0	0.05
\tilde{e}_L	202.1	0.2
$\tilde{\nu}_e$	186.0	1.2
$\tilde{\mu}_R$	143.0	0.2
$\tilde{\mu}_L$	202.1	0.5
$\tilde{\tau}_1$	133.2	0.3
$\tilde{\tau}_2$	206.1	1.1
\tilde{t}_1	379.1	2

TAB. 2 – Précisions attendues sur les masses des sparticules à l’ILC dans le scénario mSUGRA B. L’unité est le GeV.

3.2.3 Combinaison des données du LHC et de l’ILC

En utilisant les corrélations évoquées plus haut, par exemple celles entre les masses des sleptons et du $\tilde{\chi}_1^0$, et en rajoutant l’information sur la masse de ce dernier

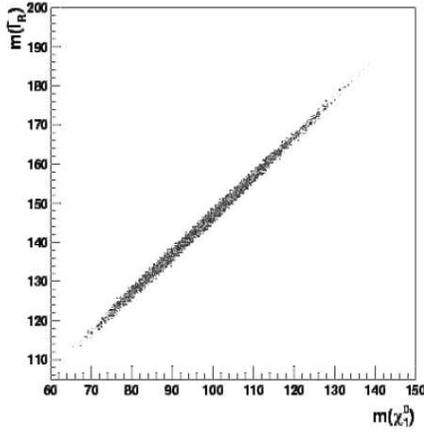


FIG. 4 – Corrélation entre la masse du neutralino 1 et les masses des sleptons.

obtenue à l’ILC, on va pouvoir déduire des valeurs de masses beaucoup plus précises pour les sleptons et les squarks (figure 5) (dans une moindre mesure pour ces derniers car les jets sont beaucoup moins bien mesurés que les leptons). De plus, les corrélations entre masses diminueront. Le tableau 3 regroupe les résolutions sur les masses obtenues avec le LHC seul puis en combinant avec les résultats de l’ILC. Dans certains cas cette combinaison permet d’améliorer nettement les précisions.

	LHC (GeV)	LHC+ILC (GeV)
$\Delta m_{\tilde{\chi}_1^0}$	4.8	0.05 (ILC seul)
$\Delta m_{\tilde{\chi}_2^0}$	4.7	0.08
$\Delta m_{\tilde{\chi}_4^0}$	5.1	2.23
$\Delta m_{\tilde{l}_R}$	4.8	0.05 (ILC seul)
$\Delta m_{\tilde{l}_L}$	5.0	0.2 (ILC seul)
$\Delta m_{\tilde{\tau}_1}$	5-8	0.3 (ILC seul)
$\Delta m_{\tilde{q}_L}$	8.7	4.9
$\Delta m_{\tilde{q}_R}$	7-12	5-11
$\Delta m_{\tilde{b}_1}$	7.5	5.7
$\Delta m_{\tilde{b}_2}$	7.9	6.2
$\Delta m_{\tilde{g}}$	8.0	6.5

TAB. 3 – Précisions attendues sur les masses des particules au LHC (en supposant 300 fb^{-1} de luminosité intégrée et 1% d’incertitude sur l’échelle d’énergie des jets) et en combinant avec les résultats de l’ILC.

3.3 Masse du $\tilde{\chi}_4^0$ et paramètres SUSY

Après le fonctionnement de l’ILC dans différents modes (e^-e^- , faisceaux polarisés, autres énergies), on aura des informations sur les masses, les sections efficaces de production et les angles de mélange dans le secteur des neutralinos. On pourra en déduire des paramètres de SUSY, comme les masses des jauginos à l’échelle électrofaible, le paramètre de mélange dans le secteur du higgsino et $\tan \beta$. Dans le cas du scénario B, on disposera ainsi des

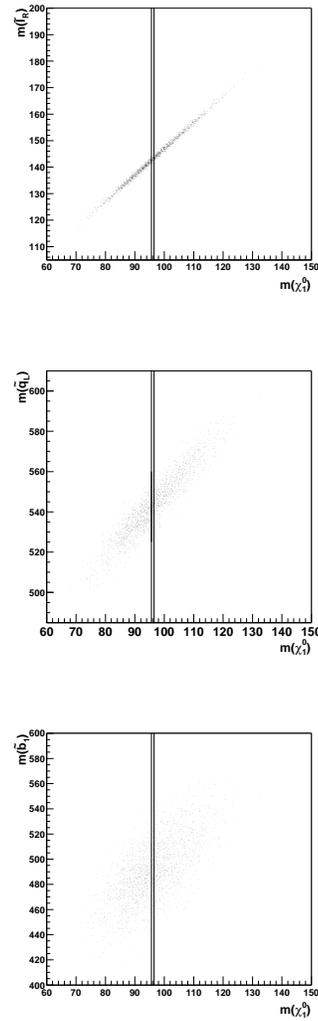


FIG. 5 – Corrélations de masses. Points : LHC seul. Bandes verticales : mesure de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ à $\pm 2\sigma$ de l’ILC.

précisions résumées dans le tableau 4. Avec ces données on pourra prédire la masse du $\tilde{\chi}_4^0$ qu’on ne pourra produire lors de la première phase de fonctionnement (500 GeV) de l’ILC car elle est trop lourde. Cette prédiction vaut : $m_{\tilde{\chi}_4^0} = 378.3 \pm 8.8 \text{ GeV}$. Cette particule pourrait ne pas avoir été observée au LHC en raison d’une reconstruction trop difficile. Avec la prédiction de l’ILC, la recherche serait facilitée au LHC et la masse pourrait y être mesurée à 5 GeV puis 2.2 GeV si on ajoute l’information sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ obtenue à l’ILC. De la même façon, le LEP avait une estimation de la masse du quark top permettant au TeVatron de savoir dans quelle domaine de masse chercher et ainsi faciliter la découverte.

Puis, on pourra utiliser cette mesure de la masse du $\tilde{\chi}_4^0$ dans les données de l’ILC donnant un gain de précision significatif des paramètres SUSY (tableau 5).

Cette prédiction de $m_{\tilde{\chi}_4^0}$ obtenue à l’ILC permet ainsi

M_1	99.1 ± 0.2
M_2	192.7 ± 0.5
μ	352.4 ± 4.5
$\tan\beta$	10.2 ± 0.9

TAB. 4 – Paramètres SUSY et leurs incertitudes obtenues lors de la première phase d’opération de l’ILC en supposant la précision $\delta m_{\tilde{\chi}_4^0} = 5.1$ GeV obtenue au LHC.

M_1	99.1 ± 0.1
M_2	192.7 ± 0.3
μ	352.4 ± 2.1
$\tan\beta$	10.2 ± 0.6

TAB. 5 – Paramètres SUSY et leurs incertitudes obtenues de la combinaison des données du LHC et de l’ILC avec $\delta m_{\tilde{\chi}_2^0} = 0.08$ GeV et $\delta m_{\tilde{\chi}_4^0} = 2.2$ GeV obtenu au LHC en utilisant le résultat de l’ILC $\delta m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0.05$ GeV.

de ne tester qu’une seule hypothèse de masse plutôt que plusieurs au LHC et donc d’augmenter la signification statistique. Par ailleurs, une absence de correspondance entre la prédiction de l’ILC et la mesure du LHC indiquera qu’il faudra utiliser un modèle plus général.

L’exemple discuté ici est un prototype de synergie LHC/ILC : un signal de faible signification statistique observé au LHC après que l’ILC l’ait prédit demandera une augmentation de la luminosité, une amélioration des analyses et peut-être même des changements dans le système de déclenchement.

Dans ce cas, un recouvrement des périodes de fonctionnement des deux machines s’avérera très important.

3.4 Détermination des paramètres de brisure de SUSY

Des informations sur les masses (tab 6), on déduit les paramètres SUSY à l’échelle électrofaible (tab 7). Ces valeurs combinées avec les mesures de certaines observables électrofaibles (notamment α, α_s et $\sin^2\theta$) permettent de tester l’unification des constantes de couplages. Ceci est illustré sur la figure 6a et la figure 6b montre le gain de précision obtenu en utilisant les données du LHC et de l’ILC par rapport au LHC seul.

On peut également tester l’unification des masses des jauginos et celle des masses des sfermions (fig 7) prévues dans les modèles mSUGRA et là encore la combinaison avec les résultats de l’ILC permet de grandement améliorer les résultats du LHC seul.

La figure 8 montre les contours d’incertitude sur les paramètres mSUGRA obtenus avec les résultats du LHC seul puis avec les résultats du LHC et de l’ILC combinés. Enfin, le tableau 8 indique les précisions correspondantes. L’amélioration obtenue lorsqu’on utilise les données des deux machines est, ici encore, substantielle.

	Masse	“LHC”	“ILC”	“LHC+ILC”
$\tilde{\chi}_1^\pm$	179.7		0.55	0.55
$\tilde{\chi}_2^\pm$	382.3	–	3.0	3.0
$\tilde{\chi}_1^0$	97.2	4.8	0.05	0.05
$\tilde{\chi}_2^0$	180.7	4.7	1.2	0.08
$\tilde{\chi}_3^0$	364.7		3-5	3-5
$\tilde{\chi}_4^0$	381.9	5.1	3-5	2.23
\tilde{e}_R	143.9	4.8	0.05	0.05
\tilde{e}_L	207.1	5.0	0.2	0.2
$\tilde{\nu}_e$	191.3	–	1.2	1.2
$\tilde{\mu}_R$	143.9	4.8	0.2	0.2
$\tilde{\mu}_L$	207.1	5.0	0.5	0.5
$\tilde{\nu}_\mu$	191.3	–		
$\tilde{\tau}_1$	134.8	5-8	0.3	0.3
$\tilde{\tau}_2$	210.7	–	1.1	1.1
$\tilde{\nu}_\tau$	190.4	–	–	–
\tilde{q}_R	547.6	7-12	–	5-11
\tilde{q}_L	570.6	8.7	–	4.9
\tilde{t}_1	399.5		2.0	2.0
\tilde{t}_2	586.3		–	
\tilde{b}_1	515.1	7.5	–	5.7
\tilde{b}_2	547.1	7.9	–	6.2
\tilde{g}	604.0	8.0	–	6.5
h^0	110.8	0.25	0.05	0.05
H^0	399.8		1.5	1.5
A^0	399.4		1.5	1.5
H^\pm	407.7	–	1.5	1.5

TAB. 6 – Précisions attendues sur les masses de particules supersymétriques au LHC et à l’ILC et en combinant de façon cohérente les analyses des deux machines pour le point B. L’unité est le GeV. q représente les saveurs u, d, c, s qui ne peuvent être distinguées au LHC.

3.5 Conclusion

Toutes les études ont été faites pour un point particulier (B ou SPS1A), plutôt favorable en ce qui concerne les analyses. Cependant, dans des cas plus durs (e.g. à grand $\tan\beta$), il pourrait en fait s’avérer que la synergie soit encore plus importante.

4 Secteur de Higgs

4.1 Introduction

Dans le MS il existe des limites inférieures et supérieures sur la valeur de la masse du boson de Higgs. La limite inférieure la plus haute découle de la recherche directe au LEP et vaut $M_H > 114.4$ GeV/c² à 95% de niveau de confiance. La limite supérieure la plus basse est quant à elle donnée par l’ajustement des observables du MS et vaut $M_H < 182$ GeV/c² à 95% de niveau de confiance

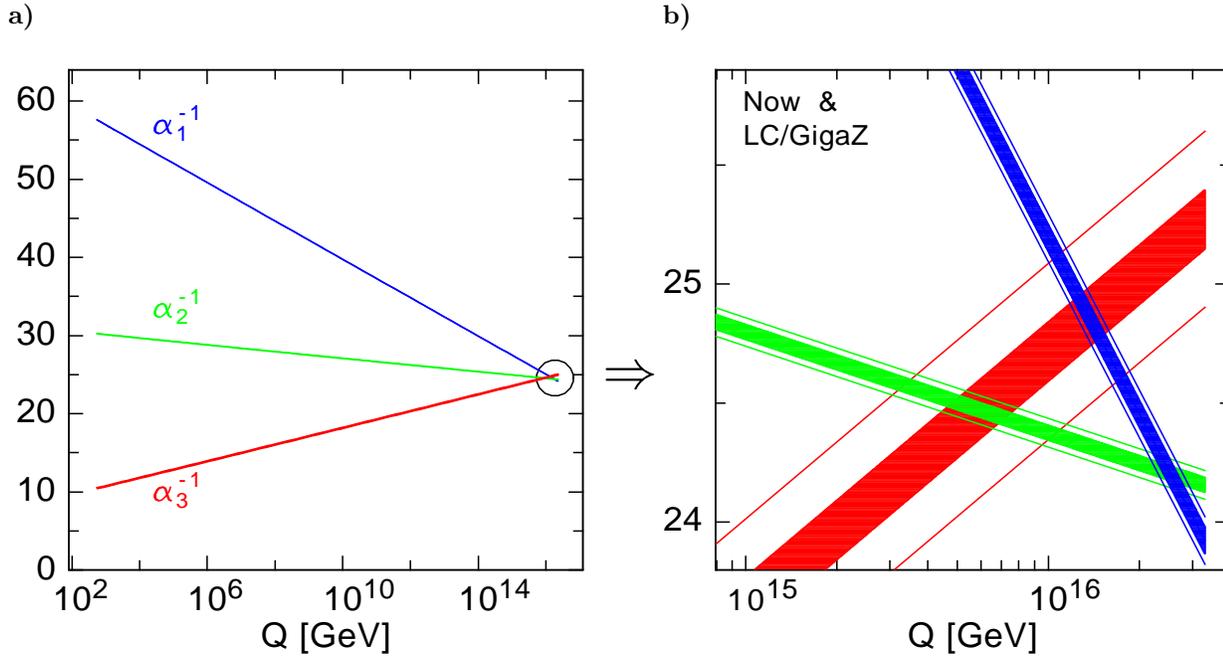


FIG. 6 – (a) Evolution de l'inverse des couplages de jauge. (b) Agrandissement autour du point d'unification défini par le croisement de α_1 avec α_2 . Les bandes d'incertitude larges représentent les données actuelles ainsi que les mesures du LHC sur le spectre de particules SUSY dans le modèle $mSUGRA$. Les bandes étroites montrent l'amélioration attendue en combinant avec les résultats de l'ILC.

	Paramètre	erreur "LHC+ILC"
M_1	101.66	0.08
M_2	191.76	0.25
M_3	584.9	3.9
μ	357.4	1.3
$M_{L_1}^2$	$3.8191 \cdot 10^4$	82.
$M_{E_1}^2$	$1.8441 \cdot 10^4$	15.
$M_{Q_1}^2$	$29.67 \cdot 10^4$	$0.32 \cdot 10^4$
$M_{U_1}^2$	$27.67 \cdot 10^4$	$0.86 \cdot 10^4$
$M_{D_1}^2$	$27.45 \cdot 10^4$	$0.80 \cdot 10^4$
$M_{L_3}^2$	$3.7870 \cdot 10^4$	360.
$M_{E_3}^2$	$1.7788 \cdot 10^4$	95.
$M_{Q_3}^2$	$24.60 \cdot 10^4$	$0.16 \cdot 10^4$
$M_{U_3}^2$	$17.61 \cdot 10^4$	$0.12 \cdot 10^4$
$M_{D_3}^2$	$27.11 \cdot 10^4$	$0.66 \cdot 10^4$
$M_{H_1}^2$	$3.25 \cdot 10^4$	$0.12 \cdot 10^4$
$M_{H_2}^2$	$-12.78 \cdot 10^4$	$0.11 \cdot 10^4$
A_t	-497.	9.
$\tan \beta$	10.0	0.4

TAB. 7 – Extraction des paramètres SUSY à l'échelle électrofaible à partir des données LHC+ILC pour le point B. L'unité est le GeV.

	LHC	ILC	LHC+ILC
$M_{1/2}$	250.0 ± 2.1	250.0 ± 0.4	250.0 ± 0.2
M_0	100.0 ± 2.8	100.0 ± 0.2	100.0 ± 0.2
A_0	-100.0 ± 34	-100.0 ± 27	-100.0 ± 14
$\tan \beta$	10.0 ± 1.8	10.0 ± 0.6	10.0 ± 0.4

TAB. 8 – Précisions sur les paramètres $mSUGRA$ obtenues au LHC et à l'ILC, seuls et combinés.

si l'on tient compte de la limite inférieure discutée plus haut. La gamme des valeurs possibles est donc assez restreinte.

L'extension supersymétrique minimale du MS est le MSSM. Deux doublets de Higgs sont nécessaires pour y implémenter la brisure de symétrie électrofaible de façon cohérente. Ceci donne naissance à 5 particules de Higgs. Les deux Higgs les plus lourds sont notés A et H et le plus léger h. Les deux autres sont chargés et notés H^+ et H^- . A l'ordre le plus bas, deux paramètres suffisent, en plus des couplages de jauge, pour décrire le secteur de Higgs du MSSM. Par convention, on choisit M_A et $\tan \beta$, le rapport des valeurs attendues dans le vide des 2 doublets de Higgs. Dans le MSSM, il existe une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger. Celle-ci dépend de la valeur de $\tan \beta$ et du mélange avec le stop mais est de l'ordre de 150 GeV.

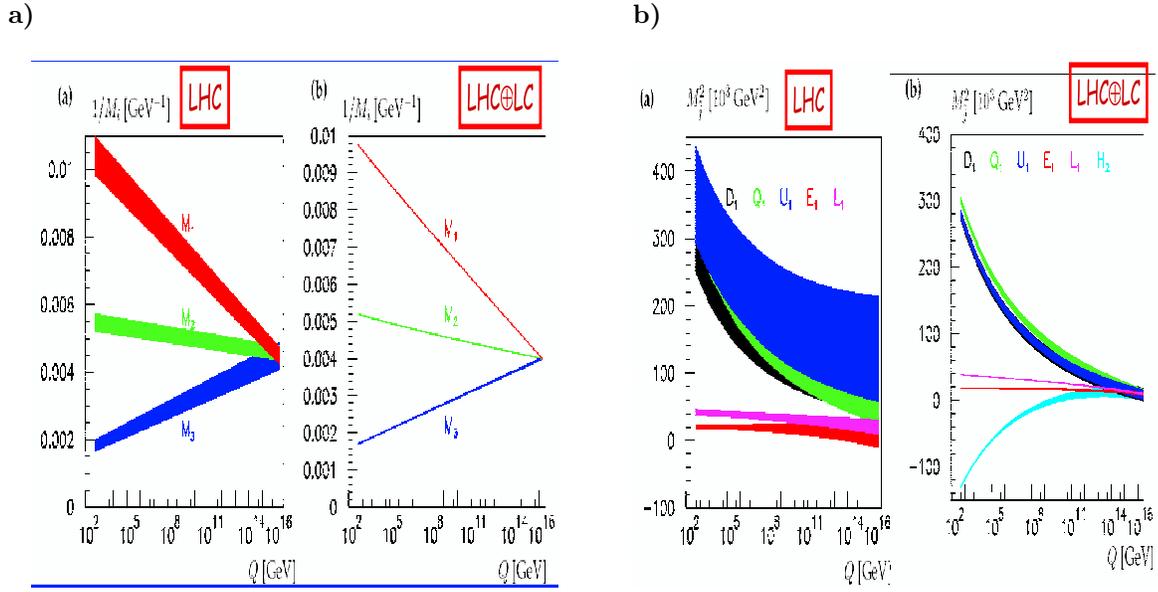


FIG. 7 – a) Evolution des masses des jauginos. b) Evolution des masses des sfermions.

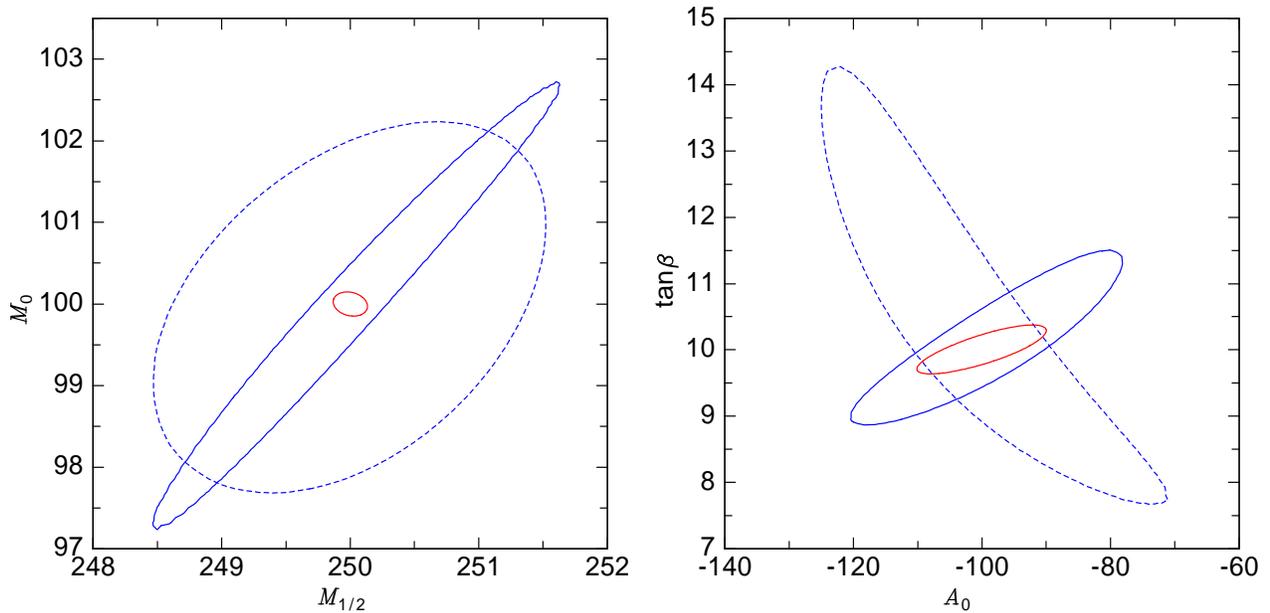


FIG. 8 – Contours d'incertitude pour les paramètres $mSUGRA$. Les ellipses bleues (rouges) pleines sont obtenues avec les mesures du LHC seul (avec la combinaison des mesures du LHC et de l'ILC) [les ellipses bleues pointillées sont également obtenues avec le LHC seul mais en incluant les incertitudes théoriques actuelles].

4.2 Perspectives sur la découverte et les mesures des paramètres d'un Higgs standard

On entend par Higgs standard le boson de Higgs du MS ou bien celui d'un autre modèle se comportant de la même façon.

Comme on peut le voir sur la figure 9, 10 fb^{-1} au LHC seront suffisants pour mettre en évidence le boson de Higgs standard quelque soit sa masse dès lors que les détecteurs seront bien compris. Cette découverte est donc attendue dès les premières années de fonctionnement du LHC.

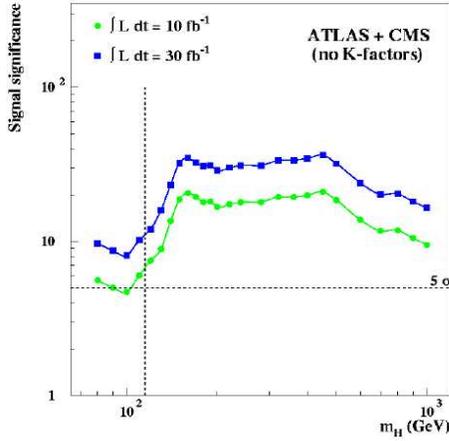


FIG. 9 – Potentiel de découverte du Higgs standard au LHC.

Concernant les mesures des paramètres du Higgs au LHC, la résolution attendue sur la masse se trouve dans la gamme 0.1% - 1%, celle sur la largeur est de 5% à 8% ($\sim 20\%$) si $M_H > 2M_Z$ (si $M_H < 2M_Z$) et les rapports des couplages seront mesurés à 10-20% près (des mesures absolues nécessiteront de faire certaines hypothèses). Ces valeurs ont été obtenues en supposant une luminosité intégrée de l'ordre de 100 fb^{-1} .

Les mesures seront plus précises à l'ILC. La résolution attendue sur la masse du Higgs y est de 0.03%. Les couplages absolus y seront mesurés avec quelques % d'incertitude. On pourra également mesurer l'auto-couplage du Higgs, quoique plus difficilement et seulement dans le cas d'un Higgs léger, la résolution attendue est en effet de 20%. Un accélérateur de plus haute énergie telle que le CLIC permettrait de mesurer cet auto-couplage pour des Higgs plus lourds et avec une meilleure précision.

4.3 Tests de cohérence et extraction de paramètres

Nous nous plaçons ici dans un scénario du MSSM où le LHC peut détecter les Higgs lourds et l'ILC peut fournir des mesures précises sur la masse et les rapports d'em-

branchement du boson de Higgs léger. C'est le scénario SPS1b, typique de mSUGRA et avec un $\tan\beta$ assez élevé. Dans ce scénario, $M_A = 550 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 30$, et m_{stop} et $m_{sbottom} = 600 - 800 \text{ GeV}$.

Grâce aux mesures de M_A et $\tan\beta$ effectuées au LHC, celles obtenues par les 2 machines sur la masse du stop, du sbottom et de h, et, enfin, sur la masse du top de l'ILC, deux régions possibles pour le couple de valeurs $\text{BR}(\text{WW})$ et $\text{BR}(\text{bb})$ se dégagent (fig 10). On peut ensuite comparer ces prédictions aux mesures directes de ces rapports d'embranchement à l'ILC en vue d'effectuer un test de cohérence du MSSM. Un accord constituerait une confirmation hautement non trivial du MSSM au niveau quantique.

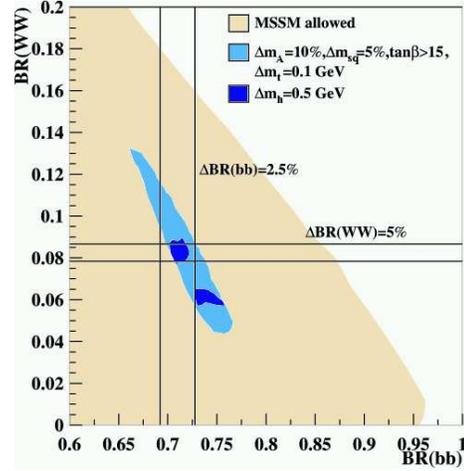


FIG. 10 – Les précisions expérimentales sur $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ et $\text{BR}(h \rightarrow \text{WW}^*)$ de 2.5% et 5% attendues à l'ILC, indiquées par les bandes verticales et horizontales, sont comparées avec la prédiction théorique dans le MSSM. La région orange indique l'espace des paramètres complet autorisé par le MSSM. La zone bleue claire indique la région compatible avec les mesures attendues au LHC et à l'ILC : $\Delta M_A = 10\%$, $\tan\beta > 15$, $\Delta m_{\bar{t}}, \Delta m_{\bar{b}} = 5\%$, $\Delta m_t = 0.1 \text{ GeV}$. Cette zone se réduit à la zone bleue foncée si on suppose en plus une mesure de m_h .

Afin de comprendre la signification physique des deux régions bleues foncées de la figure 10, il est utile de regarder la prédiction de m_h en fonction du couplage trilineaire A_t (figure 11). Si les masses du stop et du sbottom ont été mesurées au LHC (utilisant d'ailleurs des informations de l'ILC), une mesure précise de m_h permettra une mesure indirecte de la valeur absolue A_t (la précision de 100 MeV sur la masse du top de l'ILC est ici essentielle). Les 2 régions bleues foncées de la figure 10 correspondent donc aux 2 signes possibles de A_t . Ceci est illustré sur la figure 12, représentant $\text{BR}(\text{WW})$ en fonction de A_t , qui démontre que l'ambiguïté sur le signe de A_t est levée grâce à la mesure du rapport d'embranchement.

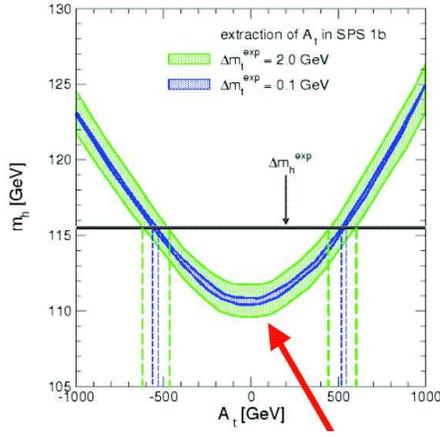


FIG. 11 – m_h en fonction de A_t . La précision expérimentale sur m_h est indiquée par la bande horizontale.

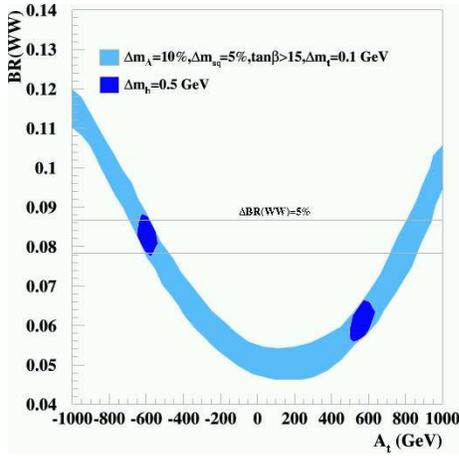


FIG. 12 – $BR(h \rightarrow WW^*)$ en fonction de A_t . Les régions bleues claires et bleues foncées sont définies comme dans la figure 10. La précision expérimentale sur $BR(h \rightarrow WW^*)$ de 5% attendue à l'ILC est indiquée par la bande horizontale.

4.4 Détermination de M_A au LHC à l'aide des données de l'ILC

La figure 13a indique les particules de Higgs que l'on peut découvrir au LHC en fonction des valeurs de M_A et de $\tan\beta$. Il existe une région (en vert sur la figure) où on ne voit que le Higgs léger. Cette figure a cependant été produite avec des analyses n'utilisant que des particules du MS et on peut utiliser, dans certains régions de l'espace des paramètres, certaines désintégrations en particules SUSY, par exemple $A, H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 4l + \cancel{E}_T$ ³, l'énergie transverse manquante étant causée par les $\tilde{\chi}_1^0$ qui échappent à la détection. En ajoutant à la figure 13a la région de découverte où on peut utiliser cette réaction, on obtient la figure 13b.

³Energie transverse manquante

Pour déterminer M_A avec ce processus, il faut cependant connaître la masse du $\tilde{\chi}_1^0$. En effet, même si le spectre de masse invariante des 4 leptons est très sensible à M_A (figure 14), il l'est également à $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ comme on le voit sur la figure 15. On ne pourra donc utiliser ce spectre que lorsqu'on connaîtra la masse du $\tilde{\chi}_1^0$. Celle-ci ne pourra être bien mesurée qu'à l'ILC et on attend une précision de 1%. En utilisant cette mesure on obtient 3% de précision sur M_A .

Une autre manière de procéder pour obtenir des informations sur la masse du A lorsqu'on se trouve, comme précédemment, dans une région d'espace des paramètres où celui-ci n'est pas observable est la suivante. Les données de l'ILC pourront permettre de connaître la valeur du rapport :

$$r = \frac{[BR(h \rightarrow b\bar{b})/BR(h \rightarrow WW)]_{MSSM}}{[BR(h \rightarrow b\bar{b})/BR(h \rightarrow WW)]_{SM}}$$

et d'en tirer une estimation de M_A puisque ces deux paramètres sont fortement liés (voir figure 16). Les précisions obtenues avec cette méthode sont indiquées sur la figure 17. Pour M_A dans la gamme 600-800 GeV, la précision sur sa masse serait ainsi de 20 à 30%. Un A avec cette masse étant observable au LHC avec une augmentation de la luminosité d'un facteur 10, on est dans un cas où l'ILC pourrait influencer directement sur les améliorations à apporter au LHC.

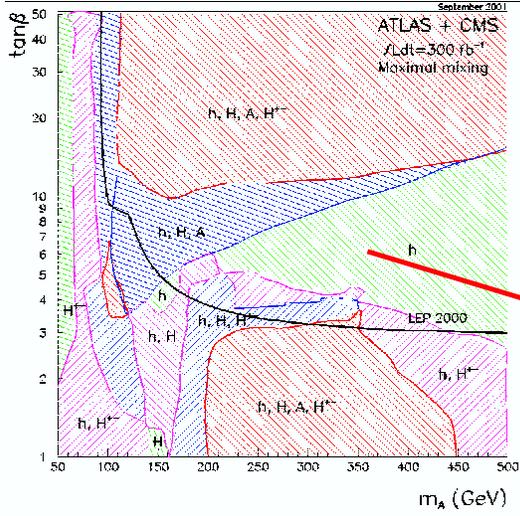
4.5 Couplage de Yukawa du quark top

Une mesure très importante sera celle du couplage du Higgs avec les fermions, appelé couplage de Yukawa. Celui-ci est en effet introduit ad hoc afin de conférer une masse aux fermions et il est donc primordial de vérifier cette hypothèse. De plus, il est très sensible à la nouvelle physique. Ce couplage étant proportionnel à la masse du fermion, le couplage de Yukawa du top est le plus fort et donc, en principe, le plus accessible. Dans le cas où le boson de Higgs est "léger" ($M_H < 2m_{top}$), qui est favorisé par les mesures de précision, la mesure directe du couplage de Yukawa du top n'est accessible qu'en étudiant la production associée d'une paire de tops avec un Higgs. Ceci est vrai au LHC comme à l'ILC. Si la mesure à l'ILC sera plus précise et indépendante de tout modèle, elle nécessitera toutefois une énergie élevée (> 700 GeV) qui ne sera délivrée que plusieurs années après le démarrage de la machine. De plus, le signal utilisé pour cette étude étant très faible, plusieurs années de données seront nécessaires. Une mesure satisfaisante de ce couplage à l'ILC n'est donc pas attendue avant longtemps.

Il sera néanmoins possible d'améliorer la mesure du couplage obtenue au LHC en utilisant certains résultats de l'ILC disponibles très rapidement après son démarrage, comme expliqué ci-après.

La production associée top-Higgs permet en fait de me-

a)



b)

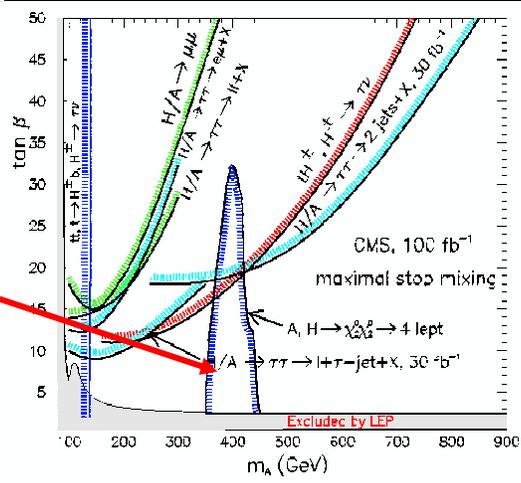


FIG. 13 – (a) Potentiel de découverte (5σ) des bosons de Higgs au LHC. b) idem en ajoutant la région où l'on peut utiliser le processus $A, H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 4l + \cancel{E}_T$.

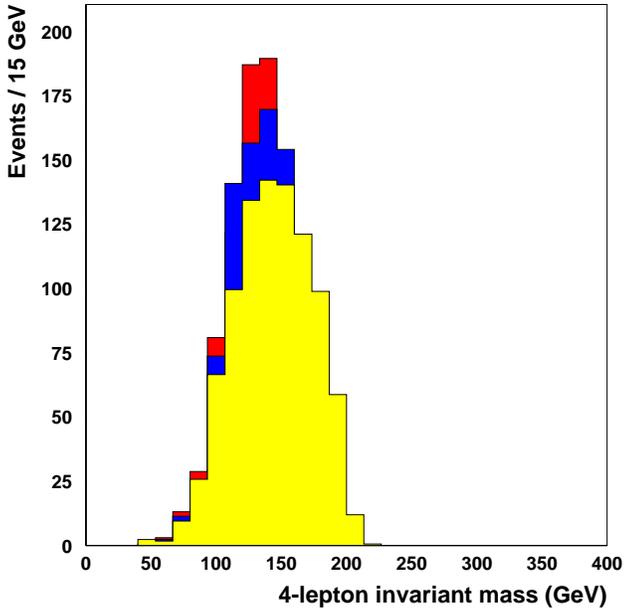


FIG. 14 – Masse invariante des 4 leptons dans le processus $A, H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 4l + \cancel{E}_T$ pour $M_A = 393 \pm 20$ GeV.

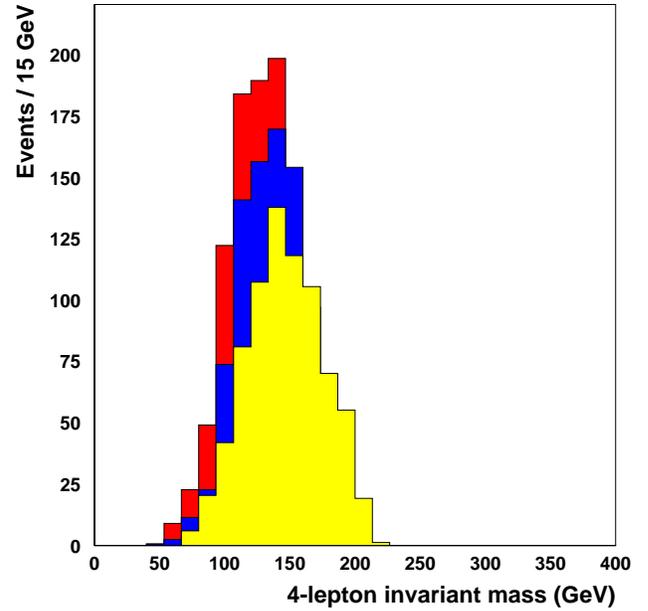


FIG. 15 – Masse invariante des 4 leptons dans le processus $A, H \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow 4l + \cancel{E}_T$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100 \pm 10$ GeV.

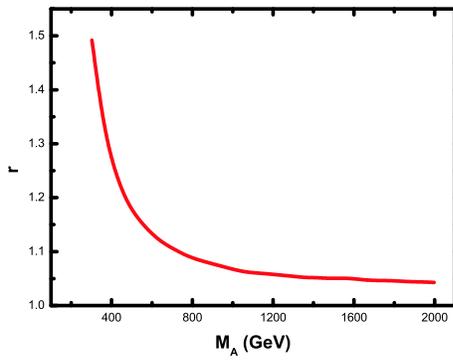


FIG. 16 – Rapport r en fonction de M_A dans le scénario SPS 1a en supposant les incertitudes négligeables.

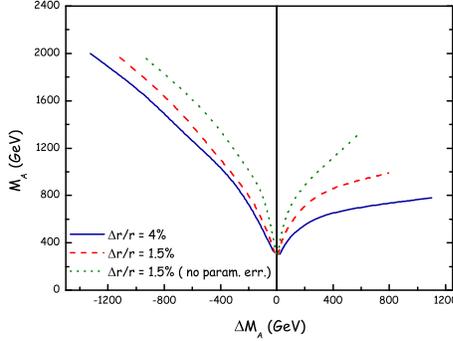


FIG. 17 – Précision sur M_A obtenue grâce à la comparaison de la mesure de r à l'ILC avec la prédiction du MSSM.

M_H (GeV)	$\Delta\text{BR}(b\bar{b})/\text{BR}(b\bar{b})$	$\Delta\text{BR}(WW)/\text{BR}(WW)$
100	0.024	
120	0.024	0.051
140	0.026	0.025
160	0.065	0.021
200		0.021

TAB. 9 – Précisions attendues sur $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow WW$ à l'ILC (avec $\sqrt{s} = 350$ GeV et $L = 500$ fb $^{-1}$).

sur le produit de la section efficace de ce processus avec le rapport d'embranchement du boson de Higgs. Par exemple, si l'on étudie le cas où le Higgs se désintègre en $b\bar{b}$, on mesure $\sigma_{t\bar{t}H} \cdot \text{BR}(H \rightarrow b\bar{b})$. Etant donné que le LHC ne fournira pas de mesures précises des rapports d'embranchement du Higgs, des hypothèses supplémentaires seront nécessaires pour extraire la valeur du couplage, rendant cette mesure dépendante d'un modèle. L'ILC, en revanche, fournira des mesures très précises de ces rapports peu après son démarrage (tableau 9). On pourra ainsi combiner ces dernières avec les mesures de $\sigma_{t\bar{t}H} \cdot \text{BR}(H \rightarrow X)$ du LHC et obtenir des résultats indépendants de tout modèle et plus précis.

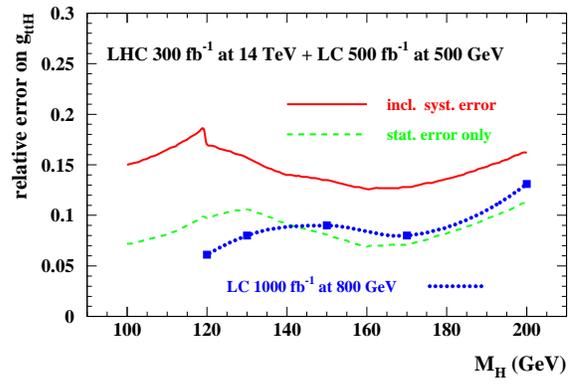


FIG. 18 – Résolutions attendues sur le couplage de Yukawa du quark top avec une analyse combinant les données du LHC et de l'ILC. La résolution attendue à l'ILC fonctionnant à 800 GeV est également indiquée.

La figure 18 indique les résolutions que l'on peut attendre de cette analyse. Avec 300 fb $^{-1}$ au LHC et 500 fb $^{-1}$ à l'ILC, la précision sur le couplage de Yukawa du quark top sera ainsi de l'ordre de 15% pour la gamme de masse du Higgs autorisée par la mesure directe et les mesures de précision électrofaibles.

Il convient cependant de noter que des études récentes de CMS suggèrent que l'analyse du canal $t\bar{t}H$ sera plus compliquée que prévue.

5 Théories de jauge étendues

Certaines théories au-delà du MS reposent sur des secteurs de jauge étendus donnant naissance à des bosons de jauge supplémentaires, notés Z' dans le cas où ils sont neutres. Les données actuelles indiquent que leur masse est supérieure au TeV.

Le LHC pourrait mettre en évidence un Z' et mesurer sa masse. Dans le cas où celui-ci serait trop lourd pour être produit à l'ILC, il serait tout de même possible d'effectuer des mesures indirectes grâce à des déviations dans certaines grandeurs associées à la production de deux fermions sensibles à cette résonance comme la section efficace ou le rapport avant arrière. L'ILC permettra ainsi de mesurer le rapport du couplage avec la masse de cette résonance. En combinant ce résultat avec la masse mesurée au LHC, on sera capable d'en déduire la valeur du couplage et ainsi de distinguer différents scénarios.

Dans le cas où le LHC n'aurait pas réussi à mettre en évidence de Z' , les mesures indirectes obtenues à l'ILC pourraient faciliter les recherches au LHC en indiquant une valeur de masse approximative.

6 Dimensions supplémentaires

Certains modèles postulent l'existence de dimensions supplémentaires. Nous n'étudierons qu'un cas de complémentarité concernant ces théories. Nous nous plaçons dans le cas de dimensions supplémentaires de type Randall Sundrum dans lequel la gravitation peut se propager en dehors de la membrane où se trouve le MS.

Ce modèle prédit l'existence d'une particule, le radion (noté Φ), qui ressemble fortement au boson de Higgs. Elle possède de nombreux nombres quantiques en commun avec ce dernier et est notamment un scalaire. Elle est nécessaire pour stabiliser la distance entre les membranes. Elle se mélange donc avec le boson Higgs (le paramètre de mélange est noté ξ) et dans certaines régions de paramètres accessibles au LHC peut le faire complètement disparaître car il ne se couple plus au gluon.

Cependant, on a montré que dans la majeure partie de cette région de paramètres où on ne voit plus le boson de Higgs, on pourra par contre observer un radion. Au LHC, on est donc à peu près assuré d'observer une particule scalaire. Le problème sera donc d'en déterminer la nature. On pourra pour cela étudier ses couplages, ceux-ci diffèrent en effet pour le Higgs et le radion. Au LHC, ce sont cependant les rapports de couplages que l'on mesurera et ceux-ci ne diffèrent que de quelques % (fig. 19), pas assez pour être distingués au LHC. L'ILC, en revanche, mesurera les couplages absolus et permettra donc de distinguer le Higgs du radion.

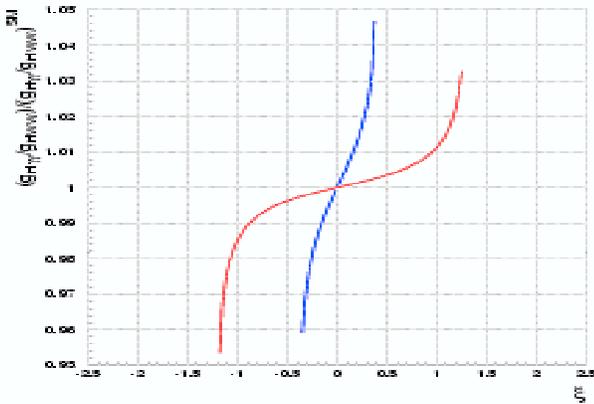


FIG. 19 – Rapport des couplages $g_{H\gamma\gamma}^{effectif}/g_{HWW}$ normalisé à la prédiction du MS en fonction de ξ et pour $M_H = 120$ GeV et Λ (échelle de la nouvelle physique) = 2.5 TeV. La courbe bleue (rouge) est obtenue pour $M_\Phi = 150$ (300) GeV.

7 Conclusion

Nous n'avons montré que quelques exemples mais il en existe beaucoup d'autres concernant notamment la physique électrofaible, la QCD, la physique du top, les dimensions supplémentaires ADD, la violation de CP dans le secteur de Higgs, le potentiel de Higgs, les modèles de SUSY non minimaux, le modèle "Little Higgs", celui du Higgs invisible, les interactions de contact etc...

Ces différentes études montrent de façon quantifiée que la combinaison des résultats du LHC et de l'ILC est plus intéressante que les résultats pris séparément. Certaines montrent même les bénéfices d'avoir les deux machines qui fonctionnent en même temps. D'autres études plus poussées sont encore nécessaires mais il pourrait même s'avérer que les résultats de l'ILC puissent influencer les analyses du LHC ou même les améliorations à apporter à cette machine.

Remerciements

Nous remercions les organisateurs de l'école de GIF 2004 pour sa qualité et son atmosphère amicale.

Références

- [1] hep-ph/0410364 and references therein.