

Résumé de thèse intitulé

Forward-Backward asymmetry in top pair production at the ILC.

par

M. Sohail Amjad

Université Paris-Sud 11

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos - ED 517

Laboratoire de l'accélérateur linéaire

Centre Scientifique d'Orsay, Bâtiment 200 - BP 34, 91898 Orsay CEDEX - France

Discipline : Physique des Particules.

Directeur de thèse : M. Roman PÖSCHL (LAL)

Thèse de doctorat pour obtenir le grade de

Docteur en Science de **Université Paris-Sud 11**

soutenue le **04 Février 2014**

devant le jury, composé de :

Prof. Achille STOCCHI	Président du Jury
Prof. Klaus DESCH	Rapporteur
Prof. Hafeez HOORANI	Rapporteur
Prof. Ben KILMINSTER	Examineur
Prof. Marcel VOS	Examineur
Prof. Francois RICHARD	Membre Invité

Abstract

C'est un résumé de thèse, intitulé "Forward-Backward asymmetry in top pair production at the ILC" (Asymétrie angulaire avant-arrière, dans la production de paires des quarks top, à l'International Linear Collider ILC). Le travail fait dans le cadre de cette thèse est divisé en deux parties. La première partie concerne la R & D pour le calorimètre électromagnétique (ECAL) de l'International Large Detector (ILD). Le ECAL d'ILD est fait de couches alternées de silicium et de tungstène. Le silicium agit comme le matériel actif, et le tungstène comme le matériel passif. Les couches de silicium sont divisées en "wafers". Les wafers sont entourées par les "guard rings" (anneaux de protection), pour éviter les "leakage currents" (Courants de fuite). Les guard rings sont le matériel non-actif pour la détection et doivent donc être réduits au minimum. Les études sont dédiées à l'optimisation de la taille de guard rings. Deux chaînes de désintégration du boson Z sont étudiées. La chaîne de désintégration hadronique et la désintégration du Z en électron-positron. On trouve qu'un guard ring de taille jusqu'à 2 mm ne dégrade pas, significativement, la résolution en énergie du ECAL.

La deuxième partie de la thèse porte sur la mesure précise de l'asymétrie angulaire avant-arrière du quark top dans l'ILD, dans la chaîne de désintégration purement hadronique. Le quark top est un des benchmarks¹ retenus par l'ILC. La mesure précise des couplages électrofaibles du quark top permettra peut être d'accéder à la découverte de la nouvelle physique, c'est-à-dire d'aller au delà du Modèle Standard. Les observables nécessaires pour mesurer ces couplages sont l'asymétrie avant-arrière (A_{FB}^t) et la section efficace σ pour les deux types de polarisations longitudinales des faisceaux d'électrons et de positrons. Ces polarisations peuvent prendre 2 valeurs ($P, P' = \pm 1, \mp 1$), où P et P' sont des polarisations des faisceaux d'électrons et positron respectivement. On trouve que les erreurs statistiques sur les mesures de A_{FB}^t sont de 1.9% et 2.01%, pour les polarisations gauche et droite respectivement. En mesurant les erreurs statistiques sur le A_{FB}^t , et la section efficace σ , on mesure l'incertitude sur la mesure des facteurs de forme qui définissent les couplages.

Le document est divisé en 3 parties. La première partie présente une introduction au Modèle Standard. Cette partie est suivie par des études d'optimisation de Si-W ECAL d'ILD. Dans la dernière partie, les études pour calculer les précisions sur la mesure de couplage électrofaible du quark top sont détaillées.

¹Les points de références : Ce sont des processus d'importance centrale pour la physique d'ILC

Introduction au Modèle Standard

La physique des particules pose deux questions fondamentales. Quelles sont les particules élémentaires, et quelles sont leurs lois d'interaction. Actuellement, la théorie qui décrit les particules élémentaires est le Modèle Standard (MS). Le Modèle Standard suppose que la matière est constituée de fermions². Ces fermions forment deux groupes : Les leptons, et les quarks. Ces deux groupes sont chacun divisés en 3 familles.

Le Modèle Standard s'appuie sur la Théorie Quantique des Champs (TQC). La TQC décrit les interactions des particules. Bien qu'il existe quatre forces fondamentales dans l'univers, il n'existe pas un TQC pour la gravitation. A notre échelle d'énergie on néglige cette dernière.

L'interaction électromagnétique : Seules les particules qui ont la charge électromagnétique, participent dans cette interaction, par exemple les électrons, les protons, etc. Le médiateur de cette interaction est le photon (γ).

L'interaction faible : On a montré que cette interaction introduite pour expliquer les désintégrations nucléaires s'unifie, à nos énergies à l'interaction électromagnétique pour former l'interaction électro-faible. Les interactions faibles sont médiées par les bosons massifs W et Z .

L'interaction forte : C'est celle qui lie les quarks dans les nucléons. Les quarks interagissent par échange de gluons, qui sont les médiateurs de cette interaction. Les quarks sont groupés en trois familles. La première famille contient le quark "up" (u) et le quark "down" (d). Ce sont des quarks très légers. La deuxième famille est composée du quark charmé (c) et le quark étrange (s). La troisième famille contient les quarks les plus lourds : le quark bottom (b) et le quark top (t). Le quark top (t) est la particule élémentaire la plus massive connue à jour. Il est aussi lourd qu'un atome d'or et il est 35 fois plus lourd que son partenaire le quark b .

Cette masse exceptionnelle du quark top suppose une interaction très forte avec le champ de Higgs ce qui rend son étude très intéressante. Une conséquence de cette grande masse est que sa durée de vie moyenne est très courte. Il se désintègre tout de suite après sa production. Les quarks ordinaires forment instantanément des particules composites en se liant à d'autres quarks. Mais ceci, n'est pas vrai pour le quark top, qui se désintègre avant de pouvoir se lier à un quark léger³.

²Les particules qui ont le spin non-entier.

³Les quarks interagissent avec des autres quarks, pour produire des hadrons. Ce phénomène est appelé hadronisation

La désintégration très rapide du quark top, donne donc une opportunité unique d'étudier les propriétés de désintégration d'un quark libre.

Le quark top, comme les autres particules, obtient sa masse par interaction avec le champ de Higgs. Le boson de Higgs est le résultat de mécanisme de Higgs, qui donne leurs masses aux particule élémentaires. Ce mécanisme a été postulé par Brout Englert et Higgs, en 1964, et le boson a été découvert au LHC(Large Hadron Collider⁴) en 2012.

Dans l'univers on observe la matière, est beaucoup plus abondante que l'anti-matière. On appelle ca, asymétrie baryon-antibaryon (Les baryon sont des particule composites, de spin non-entier, faits de quarks). Le Modèle Standard n'explique pas l'absence de l'anti-matière. Aussi, le modèle n'a pas une théorie quantique des champs, pour la gravité. Le Modèle n'explique pas pourquoi, la symétrie électrofaible est brisée.

Toutes ces questions ouvertes nécessitent l'existence de nouvelle physique, au delà du Modèle Standard. Certains modèles ont été proposés. Par exemple, la Supersymétrie, qui postule qu'il existe des nouvelles particules plus massives que les particules ordinaires et que le LHC pourrait découvrir. Cette théorie suppose que pour chaque fermion du Modèle Standard, il existe un boson, et que pour chaque boson, il existe un fermion. Ces partenaires des particule du Modèle Standard, peuvent être appelés des super-partners et ils ne diffèrent que par la masse et le spin.

Pour vérifier si ces théories au delà du Modèle Standard sont valables, on a besoin d'accélérateurs de particules puissants. Les études expérimentales de physique des particules, sont faites dans les collisionneur de particules. Ces collisionneurs diffèrent selon le type de particule accéléré, ou la forme d'accélérateur de particules. Il existe des collisionneurs d'électrons, comme le LEP (Large Électron Positron) qui collisionnait les électrons et les positrons. C'était une collisionneur circulaire. Il y a des collisionneurs circulaires des protons, comme le Tevatron aux Etats-Unis et le LHC a Genève.

Différent genres de collisionneurs, peuvent servir au même but, de façons différentes, ou à différent buts. Les protons sont des particules composites, composée des quarks et de gluons. Normalement, la collision des protons n'est pas une collision de deux particules élémentaires, mais en effet, ce sont les composants de protons qui interagissent entre eux. On ne peut donc pas définir avec précision les

⁴Le Grand Collisionneur des Hadron.

particules responsables de l'interaction initiale : quark-quark, quark-gluon, gluon-gluon... On ne peut pas définir l'énergie ni l'état de spin de ces particules ce qui limite les précisions atteignables. Enfin ces interactions sont dominées par les interactions fortes qui sont difficiles à calculer précisément. L'avantage cependant de ces machines est qu'elles peuvent monter à des énergies très élevées permettant d'explorer des domaines nouveaux. En revanche, dans les collisionneurs linéaires, les particules de l'état initial, sont des leptons, qui sont des particules élémentaires d'énergie bien définie et dont on peut varier la polarisation. Ces particules interagissent par interaction électro-faible et permettent d'accéder à des processus très précis avec un bruit de fond très faible. C'est en particulier le cas pour l'étude du quark top et du boson de Higgs.

Les collisionneurs d'électrons à haute énergie sont linéaires. C'est lié au fait que quand les particules chargées circulent dans un accélérateur circulaire, il perdent de l'énergie par radiation synchrotron. Cette perte d'énergie est proportionnelle à $1/m^4$, où 'm' est la masse de la particule, ce qui veut dire que les particules légères perdent beaucoup plus d'énergie que les particules lourdes. C'est ce qui explique que pour accélérer les protons on puisse utiliser un accélérateur circulaire comme le LHC jusqu'à 7000 GeV alors que pour les électrons on doit utiliser un collisionneur linéaire à partir de 200 GeV.

La proposition plus avancée, ce jour-la, pour un collisionneur linéaire est le International Linear Collider (ILC). Il est prévu d'y faire des collisions d'électrons et de positrons, à une énergie dans le centre de masse entre 91 GeV et 500 GeV, initialement. Cela peut aller jusqu'à 1 TeV, avec une mise à jour de l'accélérateur. Un des avantages de l'ILC sont des polarisations de faisceau d'électron et des positrons. La polarisation permet d'étudier les propriétés de spin des particules.

Le ILD et l'optimisation de Si-W ECAL d'ILD

ILC aura deux détecteurs qui vont fonctionner ensemble pour assurer la vérification des résultats. Ces détecteurs seront différents. Le détecteur SiD (Silicon Detector) reconstruit les traces chargées par dans des détecteurs au silicium et va fonctionner dans un champs magnétique de 5T. Le deuxième détecteur ILD (International Large Detector) reconstruit les traces dans un détecteur gazeux et aura un champs magnétique de 3,5T.

Comme montré dans le figure 1, ILD est composé de plusieurs sous-détecteurs, optimisés pour différentes tâches. La tâche principale est la reconstruction des particules individuelles dans l'état final s'appelle le 'Particle Flow Algorithm' (PFA). Le PFA reconstruit toutes les particules en utilisant l'information déposée dans le chaque sous-détecteur. Par exemple, les hadrons chargés seront reconstruit en utilisant courbure des traces mesurées dans le détecteur gazeux, les photons seront reconstruits en utilisant l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique.

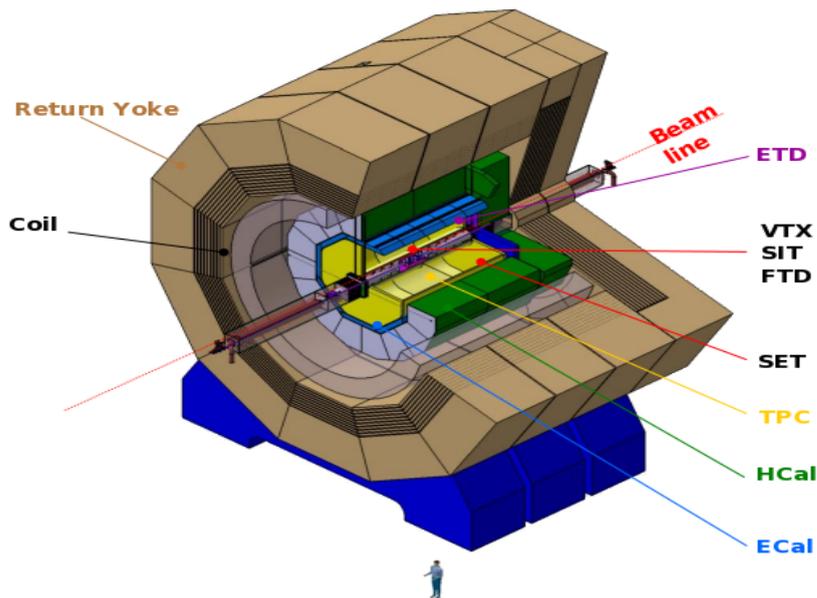


FIG. 1: Le International Large Detector

Cette technique met des contraintes fortes sur le design de détecteur. Par exemple, il faut mettre les calorimètres dans à l'intérieur de la bobine supraconductrice créant le champ magnétique afin de minimiser la matière devant ces calorimètres. Les sous-détecteurs, sont optimisés pour donner la meilleure performance sous avec le PFA. Dans le figure 1, la ligne qui passe dans l'axe du détecteur, montre le

trajet des faisceaux d'électrons et de positrons. Autour de point d'interaction, qui est au centre de la figure, se trouve le détecteur de vertex(VTX). Son but principal est de reconstruire le vertex primaire et le vertex secondaire des particules de la durée vie moyenne très courte. Il est suivi par une couche de silicium, qui est le détecteur de trace interne de silicium (SIT). Il fournit le premier point d'une particule chargée. Le SIT est suivi par la chambre à projection temporelle (TPC), qui sert à reconstruire les traces de particules chargées dans la partie barrel d'ILD et qui fournit l'information sur leur impulsion. Le dernier point de la trace est reconstruit par le détecteur de trace externe de silicium(SET).

Après le SET, se trouve le calorimètre électromagnétique, qui reconstruit les photons et des électrons. C'est un calorimètre extrêmement granulaire, optimisé pour une meilleur performance utilisant le technique de PFA. Il est suivi par le calorimètre hadronique, qui reconstruit les hadrons neutres. Tout cela est dans un champ magnétique, créé par un aimant solénoïdal. A l'intérieur du fer magnétique qui assure le retour de champ, se trouve les chambres à muons, qui reconstruisent aussi les gerbes hadronique dépassant le calorimètre hadronique.

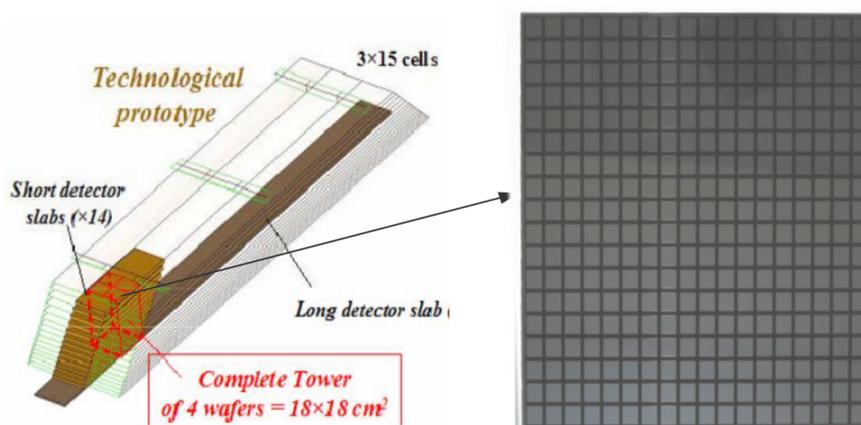


FIG. 2: Le résolution en énergie hadronique d'ECAL en fonction de la taille d'anneau de protection.

Le calorimètre électromagnétique(ECAL), est fait de couches alternatives, de silicium et le tungstène. Le silicium est le matériel actif, et le tungstène est utilisé comme le matériel passif. Les couches de silicium sont divisées en wafers, qui sont encore divisées en petites cellules de taille 5 mmX5 mm. Autour de ces wafers, se trouvent des anneaux de protection, qui empêchent le flux de courant d'un wafer à l'autre. Un module d'ECAL, est montré dans le figure 2.

Dans le figure, à droite, est un des wafers de silicium, qui est entouré par l'anneau de protection. Cet anneau ne fait pas partie de matériel actif, et donc il agit comme un matériel inactif. Il dégrade donc la performance en résolution d'énergie d'ECAL. La taille de cet anneau de protection est actuellement de 1 mm. On en étudie l'optimisation en utilisant différentes tailles, pour deux chaînes de désintégration des particules. La première chaîne est la désintégration hadronique du boson Z à une énergie dans le centre de masse de 91 GeV. Cette chaîne donne des gerbes hadroniques. La performance d'ECAL, pour reconstruire l'énergie des gerbes hadroniques sera cruciale pour la performance totale d'ILD. On utilise des tailles d'anneau de protection variant entre le 0 mm et 8 mm. Les résultats de cette chaîne sont montrés dans le figure 3.

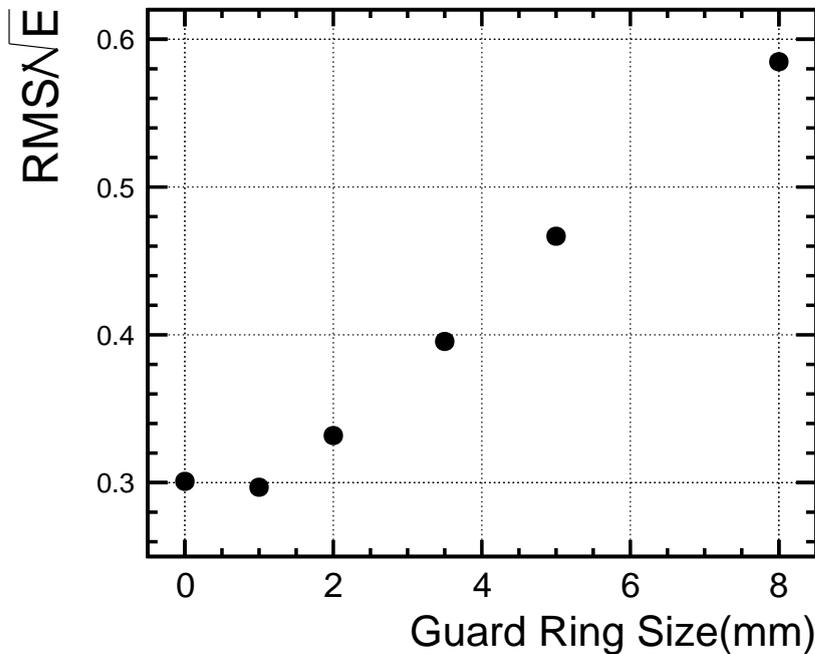


FIG. 3: Le International Large Detector

La deuxième chaîne physique, étudiée dans le cadre de cette optimisation de taille de l'anneau de protection, est la désintégration du boson Z, en électron et positron. Cette chaîne utilise l'ECAL pour la reconstruction d'énergie des produits du boson Z. Alors, la contribution du calorimètre hadronique, dans ce cas, est minimale. Cela veut dire que cette chaîne est plus sensible aux modifications du design d'ECAL. En particulier les électrons venant de Z peuvent produire des photons de bremsstrahlung, qui peuvent disparaître dans les zones inactives créées par ces anneaux de protection.

Les résultats obtenus pour la variation de résolution d'énergie électromagnétique d'ECAL en fonction de taille d'anneau de protection, sont montrés dans la figure 4.

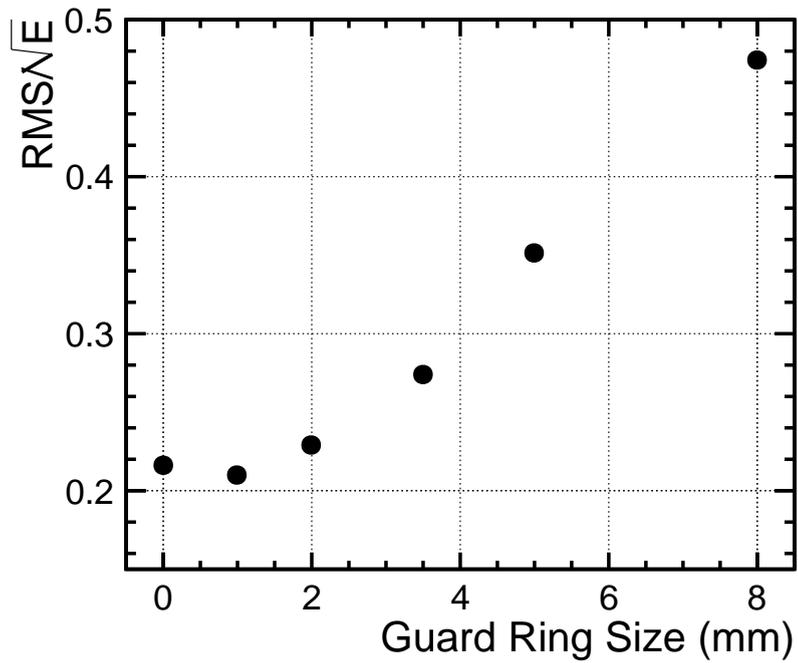


FIG. 4: Les résolutions d'énergie électromagnétique d'ECAL versus la taille de l'anneau de protection.

En comparant les figures 3 et 4, on arrive à montrer que les résolutions d'énergie hadronique et électromagnétique d'ECAL ne sont pas dégradées gravement pour une taille d'anneau de protection entre 0 et 2mm. En effet, une taille raisonnable est jusqu'à 2mm, mais on a inclus des tailles plus grandes pour étudier l'effet. Aucune correction pour l'énergie manquante n'était appliquée pour voir plus clairement l'effet d'anneau de protection.

Les couplages électrofaibles du quark top, à l'ILC

Comme expliqué déjà, il y aura plusieurs états finals à l'ILC, qui vont contenir les gerbes hadronique. Un exemple est la désintégration purement hadronique du quark top. Le quark top est un des sujets principaux à l'ILC. En particulier les couplages électrofaibles du quark top seront étudiés avec une précision sans précédent.

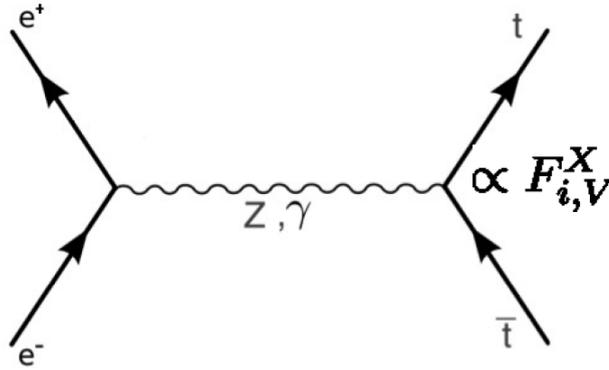


FIG. 5: La production des paires du quark top, à partir de l'annihilation e^-e^+ .

Les paires top anti-top sont produites dans les collisionneurs de leptons en passant directement par le vertex $Z/\gamma^*t\bar{t}$. Comme le montre le petit dessin de la figure 5, ce vertex est directement proportionnel aux F_i , qui sont des facteurs de forme. Ces facteurs de forme peuvent être mesurés avec précision, en utilisant les observables liées au taux de production du quark top et à sa distribution angulaire dans le détecteur. Ces paramètres sont la section efficace de production $\sigma_{t\bar{t}}$ et l'asymétrie forward-backward du quark top A_{FB}^t .

Le premier de ces paramètres, $\sigma_{t\bar{t}}$, est en fait le nombre d'événement des quarks top produits. Cela est comparativement facile à mesurer. En utilisant les différentes coupures sur le cinématique du quark top, on trouve que l'erreur sur la section efficace δ_σ , est 0.40% et 0.60% selon la polarisation du faisceau.

Par contre, la mesure de A_{FB}^t est plus compliquée. Pour faire cela, il faut distinguer entre les quarks top et anti-top. Cette distinction demande d'identifier la charge du quark top. Comme le quark top est très massif, et donc se désintègre très rapidement après sa production, on ne peut pas directement accéder à sa charge. La technique à utiliser pour faire ces mesures est de reconstruire les produits du quark top dans l'état final.

Le top se désintègre presque exclusivement en un quark b et un boson W . Si le boson se désintègre en lepton et un neutrino, on peut utiliser la charge du lepton, pour identifier la charge du W , et ainsi celle du top. Mais si les deux bosons W se désintègrent en hadrons, on doit se concentrer sur la charge du quark b , pour identifier le top. Le processus étudié dans le cadre de cette thèse est la désintégration purement hadronique du quark top qui utilise la charge du quark b .

Pour mesurer la charge du quark b , il faut accéder au vertex secondaire. La charge de toutes les traces venant de ce vertex, doit être mesurée avec précision. La charge de vertex sera, donc, la somme des charges de toutes les traces. Une distribution de charge du vertex est montrée dans la figure 6. Sur la figure on voit que pour la plupart des événements, la charge est -1 quand le quark b s'hadronise en un méson B^- et $+1$ pour les mésons B^+ . Cette séparation montre la qualité de reconstruction de charge et son pouvoir de distinguer le quark top et l'anti-top. Ensuite, cette mesure de charge est utilisé pour identifier les quarks tops.

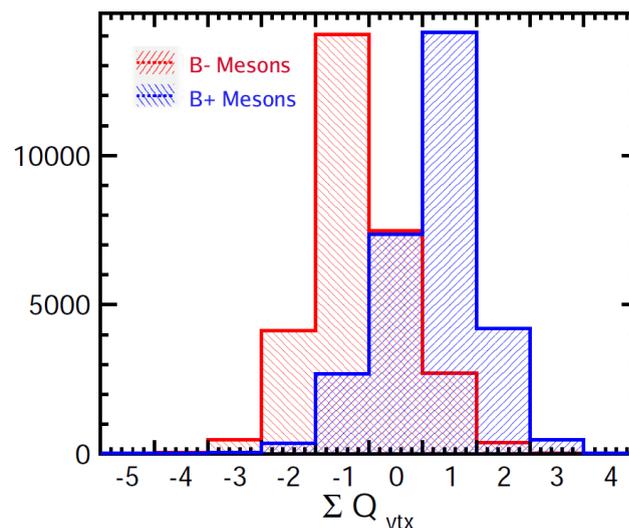


FIG. 6: La somme des charges des traces du vertex du quark b , quand il est fait de mésons B chargés.

Après avoir identifié les quarks top, on a besoin de savoir leur distribution angulaire pour calculer le nombre des événements dans les régions avant et arrière du détecteur.

Le figure 7 montre la distribution angulaire des quarks top en prenant comme référence la ligne des faisceaux. Au milieu de figure, un cosinus de l'angle égale à zéro ($\cos \theta_t = 0$) signifie le quark top est perpendiculaire à la ligne de faisceau. Les

événements à droite de cette valeur, sont dans la partie avant du détecteur et une intégrale dans cette partie donne le nombre N_f qui est le nombre des quarks top dans la partie avant. Ainsi, on peut calculer le nombre de quark top dans la région arrière N_b . On voit que le nombre de quarks top dans la région avant est plus élevé que le nombre de quarks dans la partie arrière. C'est en fait cette différence qu'on appelle l'asymétrie forward backward.

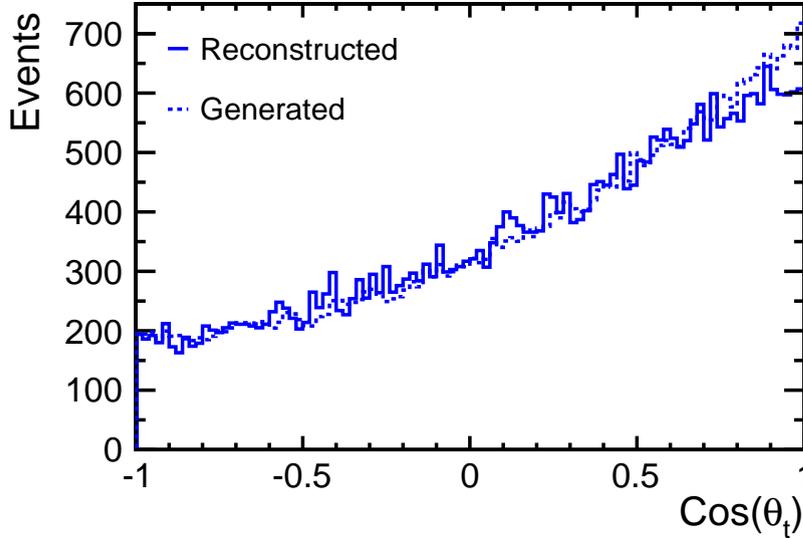


FIG. 7: La distribution angulaire du quark top dans le détecteur.

Le calcul de A_{FB}^t est fait selon la formule suivante :

$$A_{FB}^t = \frac{N_f - N_b}{N}$$

Où le N est le nombre total d'événements. En utilisant cette formule, on trouve que la valeur de A_{FB}^t est 0,332 et 0,388 selon la polarisation du faisceau.

Après avoir calculé ces paramètres, on a 4 observables et leurs erreurs statistiques :

Polarisation ↓/Paramètre→	δ_σ [%]	$\delta_{A_{FB}}/A_{FB}^t$ [%]
$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-1, +1)$	0.40	1.9
$(P_{e^-}, P_{e^+}) = (+1, -1)$	0.60	2.01

On utilise ces 4 paramètres, pour calculer la précision de ILC sur les facteurs de forme introduits au début de cette section. Ces précisions sont comparées à celles du LHC. La comparaison est montrée dans la figure 8.

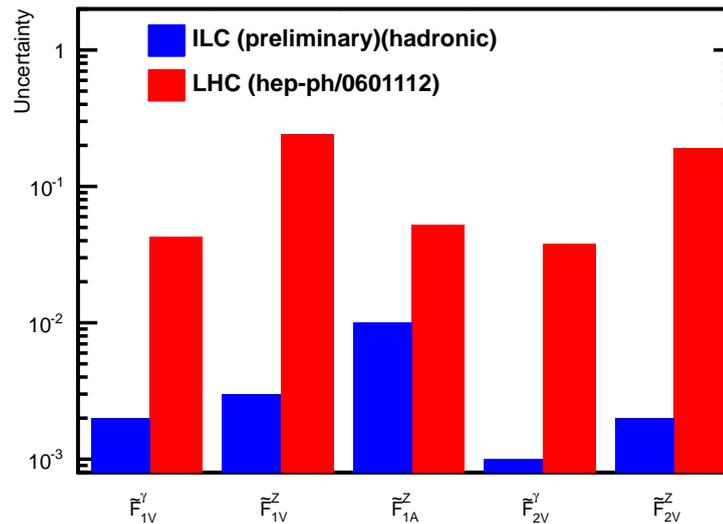


FIG. 8: La comparaison de précision sur la mesure des facteurs de forme, entre ILC (seulement pour la chaîne de désintégration hadronique), et LHC.

Le figure montre bien le pouvoir d'ILC pour ces mesures, avec une précision un peu près 10 fois meilleure que celle de LHC. Comme c'était dit au début, les collisionneurs de leptons sont plus précis. Le Modelé Standard prédit les valeurs des facteurs de forme. Ces mesure peuvent tester les prédictions du MS. Une déviation de ces prédictions, peut être une piste pour la découverte de la nouvelle physique, au delà du Modèle Standard.