

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

École Doctorale : ED517 - "Particules, Noyaux et Cosmos"

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
LAL, Univ. Paris-Sud, CNRS/IN2P3, Orsay, FRANCE

DISCIPLINE : PHYSIQUE DES PARTICULES

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 30 Juin 2014

par

Jérémy ROUËNÉ

Résumé de la thèse en Français

**Calorimètre électromagnétique
silicium-tungstène hautement granulaire
Production du quark top à l'International Linear
Collider**

Composition du Jury :

Prof. Achille STOCCHI	Président du jury
Prof. Hitoshi YAMAMOTO	Rapporteur
Prof. Werner BERNREUTHER	Rapporteur
Dr. Matthew Wing	Examineur
Dr. Maxim TITOV	Examineur
Dr. Roman PÖSCHL	Directeur de thèse
Dr. François RICHARD	Membre invité

1 Introduction

1.1 L'ILC

Un collisionneur linéaire électron-positon, pouvant atteindre une énergie dans le centre de masse d'au moins 500 GeV, devrait être le prochain grand projet de physique des particules. Il y a deux propositions pour un collisionneur linéaire : l'ILC (International Linear Collider) et CLIC (Compact Linear Collider) avec une énergie de centre de masse pouvant atteindre 3 TeV. L'ILC est un projet international pour un collisionneur linéaire e^+e^- avec une énergie dans le centre de masse pouvant aller jusqu'à 1 TeV (figure 1).

Pour l'ILC, l'accélération sera effectuée par 16 000 cavités accélératrices supraconductrices basées sur la technologie de radiofréquence, tandis que CLIC est basé sur un concept d'accélération à deux faisceaux. Ce prochain collisionneur linéaire devrait être un complément au LHC (Large Hadron Collider) du CERN. En effet, à la différence du LHC où les collisions s'effectuent entre les protons, qui sont des particules composites, les électrons et les positrons sont des particules ponctuelles. Cela présente de nombreux avantages, comme la connaissance de l'état initial. Dans le cas du proton, l'énergie est partagée entre ses différentes composantes. Dans le cas des électrons, l'énergie est concentrée en un point.

L'objectif scientifique du futur collisionneur linéaire sera d'étudier en détail le boson de Higgs, nouvellement découvert au LHC en juillet 2012. Le collisionneur linéaire permettra également d'étudier le quark top, la matière noire et la nouvelle physique au-delà du modèle standard. Les objectifs du collisionneur linéaire en terme de physique exigent une excellente résolution d'énergie des jets et identification des particules dans l'état final multihadronique. Par conséquent, une nouvelle génération de détecteurs est développée pour cet accélérateur. Cette bonne résolution en énergie des jets est obtenue par l'algorithme de Particle Flow (PFA), qui exige des calorimètres hautement granulaires. La collaboration de CALICE (CALorimetry for the LInear Collider Experiments) étudie des concepts de calorimètres hautement granulaires pour les détecteurs du futur collisionneur linéaire. Les technologies employées sont également utiles pour des expériences non-ILC (comme PAMELA et PHENIX) et pour les applications au-delà de la physique des particules, telles que celles du médical.

1.2 L'ILD

L'ILC devrait avoir deux détecteurs qui vont fonctionner de manière alternative pour assurer la vérification des résultats. Le détecteur SiD (Silicon Detector) est basé sur une reconstruction des traces chargées à l'aide de détecteurs au silicium et va fonctionner dans un champ magnétique de 5 T. Le deuxième détecteur, l'ILD

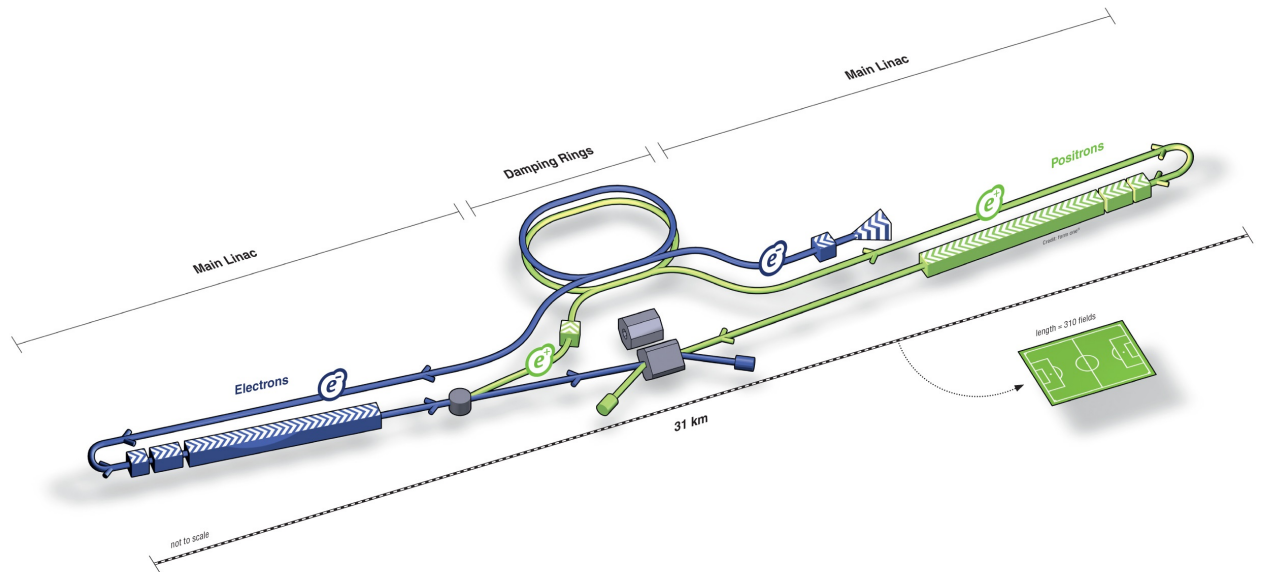


FIGURE 1 – Vue schématique de l’ILC.

(International Large Detector), reconstruit de son côté les traces chargées dans un détecteur gazeux et aura un champ magnétique de 3,5 T. Comme montré dans la figure 2, l’ILD est composé de plusieurs sous-détecteurs, placés les uns autour des autres. Une description de chaque système, tel que présent dans la simulation et en partant du plus proche du point d’interaction, est donnée ci-dessous :

- un détecteur de vertex à pixel multicouche (VTX). Le VTX permet la mesure de la position des particules chargées, et est optimisé pour une excellente résolution spatiale et une épaisseur minimale.
- une ”Time Projection Chamber” (TPC) à grand volume avec jusqu’à 224 points par trace. La TPC, qui mesure la position des particules chargées, est optimisée pour une bonne résolution tridimensionnelle avec un minimum de matériel. Elle fournit également des capacités d’identification des particules basées sur la méthode dE/dx .
- un calorimètre électromagnétique, ECAL, hautement granulaire et ayant jusqu’à 30 couches en profondeur et une petite taille pour les cellules transversales. Il se compose de couches entrelacées d’absorbeurs en tungstène et de couches réactives en silicium. L’ECAL mesure les photons, les particules chargées et les hadrons neutres, qui laisseront une gerbe de particules secondaires en interagissant avec le tungstène.
- un calorimètre hadronique, HCAL, très segmenté avec jusqu’à 48 échantillons longitudinaux et une petite taille de cellule transversale. Il se compose de scintillateurs comme milieu actif et d’un matériau absorbeur en acier. Le

- HCAL mesure l'énergie déposée par les hadrons chargés et neutres.
- d'autres plus petits détecteurs calorimétriques permettent de couvrir 4π et de mesurer la luminosité.
 - une bobine supraconductrice de volume important entourant les calorimètres, et créant un champ B axial de 3.5 Tesla. Elle fournit le champ magnétique nécessaire pour courber les particules chargées à l'intérieur du détecteur.
 - un système d'acquisition (DAQ) de données sophistiqué qui fonctionne sans trigger externe, afin de maximiser la sensibilité physique.

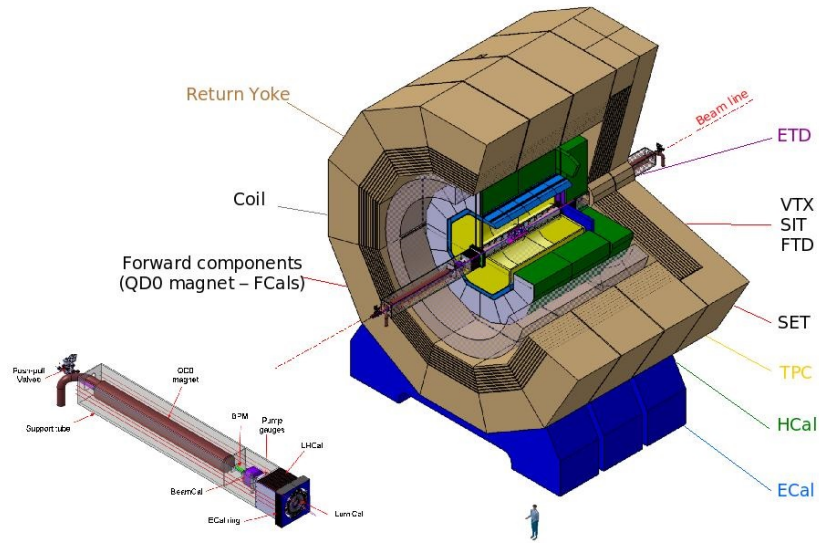


FIGURE 2 – Vue schématique de l'ILD.

Les calorimètres CALICE sont optimisés pour l'algorithme de particule Flow (PFA). L'idée du PFA est d'utiliser les sous-détecteurs les plus adaptés pour mesurer les propriétés de chacune des particules d'un jet. Cela signifie que les particules chargées (65 % de l'énergie du jet) seront mesurées à l'aide du tracker et pas dans les calorimètres. Les deux calorimètres, électromagnétiques et hadroniques, serviront à mesurer les particules neutres. Les photons (25 % de l'énergie du jet) seront mesurés dans le calorimètre électromagnétique, tandis que les hadrons neutres (10 % de l'énergie du jet) seront mesurés dans les calorimètres hadroniques et électromagnétiques. Le PFA est déjà appliqué, par CMS par exemple, mais avec des calorimètres non spécifiques, alors que la collaboration de CALICE travaille sur les calorimètres conçus pour le PFA. En effet, afin de réduire au minimum la confusion entre les particules chargées et neutres dans les calorimètres (menant à un double comptage/perde d'énergie), nous avons besoin de calorimètres hautement granulaires.

2 Le calorimètre électromagnétique silicium-tungstène

Un calorimètre électromagnétique de silicium tungstène (SiW-ECAL) est le choix standard pour des concepts de détecteurs ILD et SiD, proposé pour l'ILC. Le rôle principal de l'ECAL est de reconstruire les photons, même en présence de particules proches, et avec le calorimètre hadronique (HCAL) de mesurer l'énergie des gerbes de hadrons neutres. La physique de précision à l'ILC exige que les calorimètres restent à l'intérieur de la bobine magnétique. Avec ses faibles rayon de Molière ($R_M = 9$ mm) et longueur de rayonnement ($X_0 = 3.5$ mm) le tungstène a été choisi comme matériau absorbeur. Le tungstène a également l'avantage d'avoir une grande longueur d'interaction ($\lambda_I = 96$ mm), comparée à son X_0 , ce qui conduit à une bonne séparation entre les photons et les hadrons. Du silicium avec une taille de pixel de 5×5 mm² est utilisé comme matériau actif. Pour le design de référence de l'ILD, l'ECAL contient 30 couches, menant à $24 X_0$ au total, équivalent à une longueur d'interaction.

2.1 Le prototype technologique du SiW-ECAL

Depuis 2007, un prototype technologique du SiW-ECAL est développé et testé. Ce prototype sera une preuve de la faisabilité technique du projet. Sa taille sera de 3/5 d'un module du coeur du détecteur ILD. Une grande structure mécanique en composite tungstène-carbone renforcé avec de l'époxy (CRP) a déjà été produite et testée avec succès. L'électronique frontale doit être intégrée à l'intérieur des couches de détecteurs (voir Fig. 3 et Fig. 4) pour garder le détecteur compact.

Les wafers de silicium sont la matière active du détecteur. Dans le prototype, des wafers de Si de 9×9 cm² avec une épaisseur de $320 \mu\text{m}$ sont utilisés. Le choix de la taille des pixels (5×5 mm²) a été guidé par les études d'optimisation avec PFA.

Une unité de capteur actif (ASU) est l'entité composée des ASICs de lecture, d'une carte d'interface (PCB) et du wafer de silicium. L'ASIC SKIROC2 est conçu pour lire les wafers de silicium du SiW-ECA. C'est une puce de 64 canaux avec une gamme dynamique de 0,5 à ≈ 2500 MIPs et un système de déclenchement automatique à 50 % d'un signal de MIP. La taille de l'ASIC est de 7.2×8.6 mm². Les puces ne seront pas alimentées en continu afin de réduire la consommation d'énergie jusqu'à $25 \mu\text{W}/\text{ch}$ en tirant parti de la structure temporelle du faisceau de l'ILC. Cette capacité est appelée le "Power Pulsing" ou power pulsé.

2.2 Résultats en test en faisceaux

Un premier prototype a été testé avec le faisceau d'électrons d'énergie de 1 à 6 GeV, à DESY en 2012 et 2013 (voir Fig. 5). Le prototype est équipé de 6 à 10

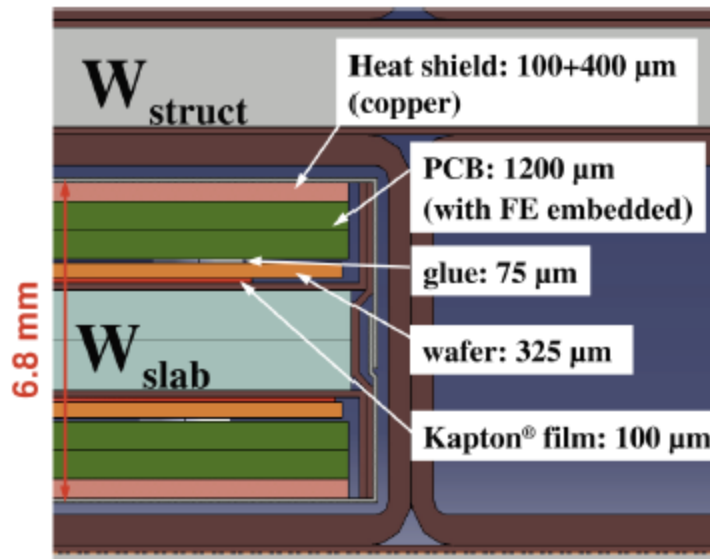


FIGURE 3 – Vue de coupe à travers une couche du prototype technologique.

couches, chacune avec un wafer de silicium de $9 \times 9 \text{ cm}^2$ et 4 ASICs de lecture. La taille des pixels est $5 \times 5 \text{ mm}^2$, donnant au total 1536 canaux fonctionnant avec le déclenchement automatique du SKIROC2, avec ou sans le mode power pulsé. Les résultats présentés par la suite sont obtenus après un filtrage des signaux parasites, venant principalement d'une gestion non optimale de l'alimentation de l'ASIC.

Le but du test en faisceau était de déterminer le signal sur bruit du détecteur et d'établir une procédure d'étalonnage pour tous les canaux. Le signal sur bruit est défini comme le rapport entre la distance Piédestal- MIP et le sigma du piédestal (voir Fig. ??).

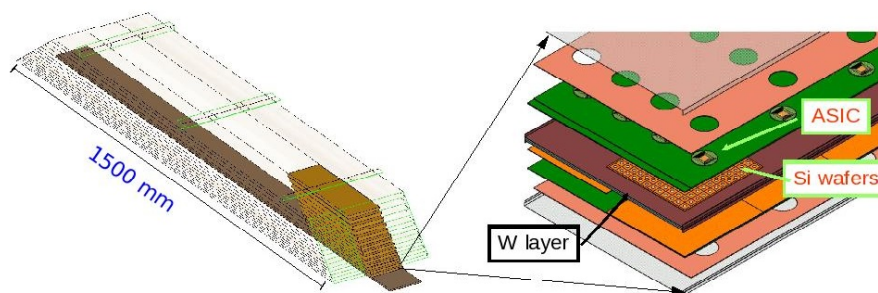


FIGURE 4 – à gauche : Esquisse des couches à l'intérieur de la structure mécanique du prototype technologique. à droite : Image éclatée d'une seule couche.

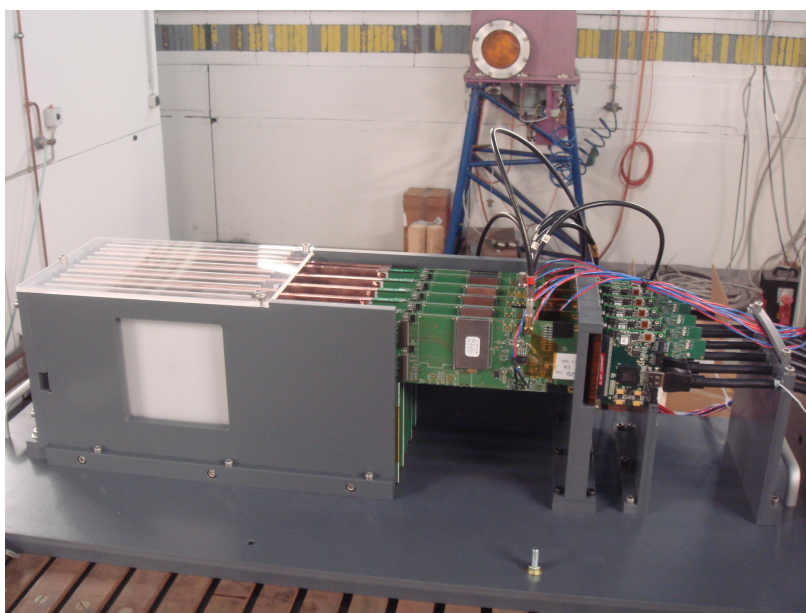


FIGURE 5 – Photo du prototype du SiW-ECAL testé en 2012 et 2013

Le signal sur bruit est supérieur à 10 dans toutes les cellules actives des couches à l'étude (voir Fig. 7). Néanmoins, il existe un effet visible sur la Figure 7 avec les deux puces sur la droite qui ont un signal sur bruit plus faible. Cela est dû au fait que ces ASICs ont une plus grande largeur du piédestal en raison d'une ligne électrique plus longue dans le routage du PCB.

Des études similaires ont également été menées en mode power pulsé. Elles ont montré que ce mode pouvait très bien fonctionner, comme illustré sur la figure 8 pour les deux ASICs de gauche (M1 et M3). Au contraire pour les deux ASICs de droite (M2 et M4), dont le bruit est déjà supérieur en alimentation continue, l'effet est amplifié par le mode power pulsé.

2.3 Conclusion

Les premiers résultats du prototype technologique SiW-ECAL ont été très encourageants. La moyenne du signal sur bruit dépassait 10 :1 pour tous les gains de preamplifier de l'ASIC. Cette valeur doit être comparée avec l'objectif de *R&D* de 10 :1 et aussi avec la valeur de 7.5 :1 réalisée par le prototype physique dans les mêmes conditions d'utilisation. D'autres améliorations peuvent être attendues une fois que les sources de bruit, qui ont été identifiées dans cette analyse, seront éliminées. Par exemple pour le prototype, l'excellent signal sur bruit a été compromis par des lignes de connexion trop longues sur la carte d'interface, une lacune qui

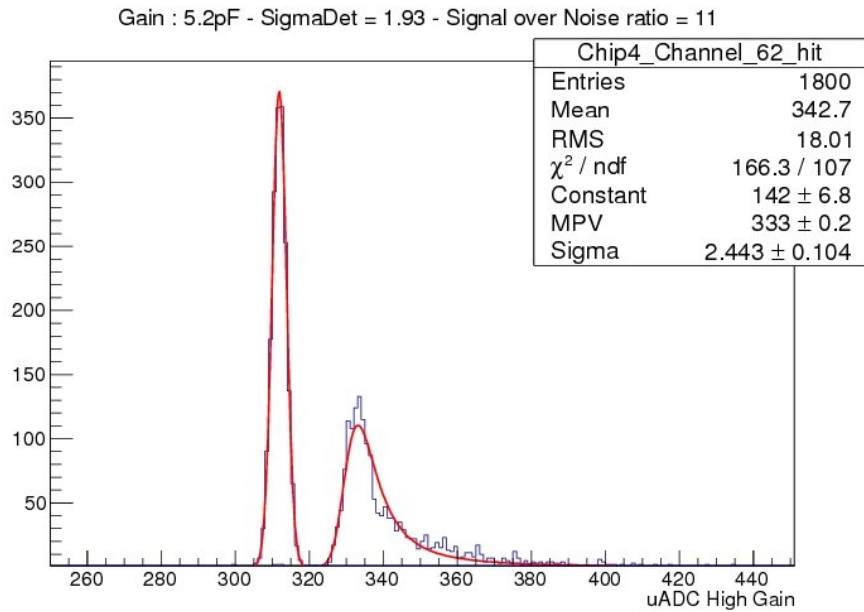


FIGURE 6 – Piédestal et distribution de MIP pour un canal.

sera réglée sur les futures versions de cette carte. L’essai du mode ”power pulsé” fut aussi fructueuse. Du comportement des ASICs M1 et M3, nous avons appris que le mode power pulsing peut très bien fonctionner. Mais nous avons également appris des ASICs M2 et M4, que les détails de conception tels que le routage du PCB jouent un rôle important pour ce mode. La prochaine étape de *R&D* est de produire des ASUs avec quatre wafers et 16 ASICs. Cette étape comprend d’autres études du PCB en ce qui concerne l’épaisseur et la planéité. La meilleure compréhension des performances du SKIROC2 permet aussi un nouveau cycle de développement de l’ASIC (SKIROC2b). La longueur des modules détecteur ECAL sera égale à 2,5m, donc des prototypes avec des couches plus longues vont également être testés au cours de 2014. Les groupes de *R&D* travaillent maintenant à rendre possible le test de couches en mode power pulsé dans un champ magnétique afin d’étudier le comportement électrique et mécanique.

3 Le quark top à l’ILC

Le quark top est un composant très intéressant du Modèle Standard en raison de sa très haute masse, comparable à l’échelle de grandeur de la brisure de symétrie électromagnétique. Les couplages électrofaibles du quark top sont un bon test du Modèle Standard et pourraient être une bonne sonde de la physique au-delà du Modèle Standard. L’objectif de cette étude est d’estimer les erreurs sur

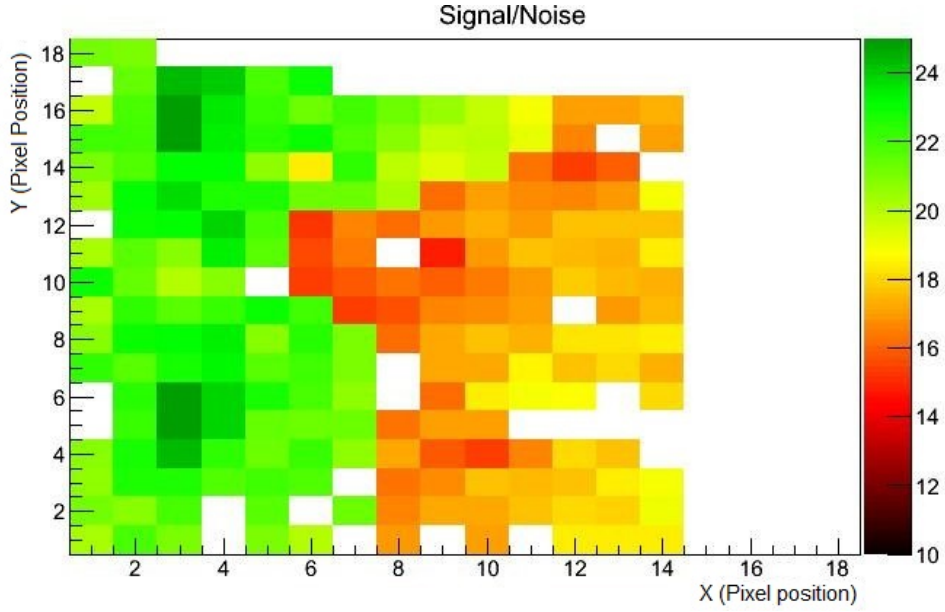


FIGURE 7 – Carte du signal sur bruit d’une seule couche. Les pixels blancs sont ceux éteints, principalement en raison de détails dans le routage du PCB.

les couplages électrofaibles qui peuvent être atteints à l’ILC. L’étude est réalisée à $\sqrt{s} = 500$ GeV avec une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} . L’ILC permettra d’avoir des faisceaux d’électrons et de positrons polarisés, et donc les quarks t et \bar{t} seront orientés vers différentes régions angulaires du détecteur. Ces différentes régions seront enrichies quark top d’hélicité gauche ou droite. Cela signifie qu’il est possible d’avoir accès de façon indépendante aux parties chirales gauche et droite du couplage du quark top avec le boson Z^0 et le photon. Pour mesurer les six facteurs de forme qui conservent CP, F_{1V}, F_{1A} et F_{2V} pour chaque état d’hélicité, l’analyse a utilisé la mesure de la section efficace, de l’asymétrie avant-arrière A_{FB}^t et de l’asymétrie de l’hélicité pour deux paramètres de polarisation différents.

3.1 L’analyse

L’étude suppose une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 500$ GeV et une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} . La luminosité est également partagée entre les différentes polarisations des faisceaux. L’analyse est basée sur une simulation complète du détecteur ILD faite pour le DBD. L’analyse part du processus $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$.

Le quark top (anti-top) se désintègre presque exclusivement en une paire de bW . Le quark b s’hadronise donnant lieu à un jet. Le boson W peut se désintégrer hadroniquement en quarks légers, qui se transforment en jets, ou leptonique-

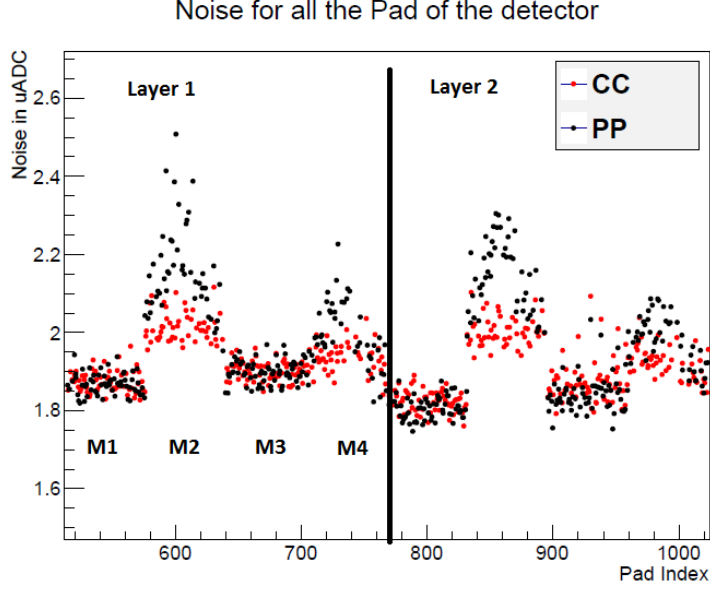


FIGURE 8 – Bruit dans les canaux de 2 couches du prototype dans les deux modes d’alimentation.

ment en une paire composée par un lepton chargé et un neutrino. Les processus semi-leptoniques sont définis par les événements dans lesquels un W se désintègre hadroniquement tandis que l’autre se désintègre leptoniquement, c’est-à-dire :

$$t\bar{t} \rightarrow (bW)(bW) \rightarrow (bqq')(bl\nu) \quad (1)$$

Dans le Modèle Standard la fraction des états finaux semi-leptoniques pour $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ est d’environ 43 %.

Le lepton chargé permet la détermination de la charge du quark top. Le quark top est reconstruit à partir du boson W hadronique qui est combiné avec l’un des jets de quark b. Les leptons sont soit la particule la plus énergétique dans un jet, soit ont une importante impulsion transverse par rapport aux jets voisins. En exploitant ces particularités, les leptons de décomposition peuvent être identifiés avec une efficacité d’environ 85 %. Des quatre jets, deux doivent être identifiés comme étant produits par les quarks b venant de la désintégration du quark top. Le b-tag est déterminé par un réseau de neurones qui utilise les informations du détecteur de traces comme entrée. Les vertex secondaires sont analysés au moyen de la masse du jet, la longueur de désintégration et la multiplicité des particules. Les jets avec le b-tag le plus haut sont sélectionnés (voir Fig. 9). Enfin, les deux jets restants sont associés avec les produits de désintégration du W. Le signal est reconstruit en choisissant la combinaison jet b et W qui réduit au minimum

l'équation suivante :

$$d^2 = \left(\frac{m_{\text{cand.}} - m_t}{\sigma_{m_t}} \right)^2 + \left(\frac{E_{\text{cand.}} - E_{\text{beam}}}{\sigma_{E_{\text{beam}}}} \right)^2 + \left(\frac{p_b^* - 68}{\sigma_{p_b^*}} \right)^2 + \left(\frac{\cos \theta_{bW} - 0.23}{\sigma_{\cos \theta_{bW}}} \right)^2 \quad (2)$$

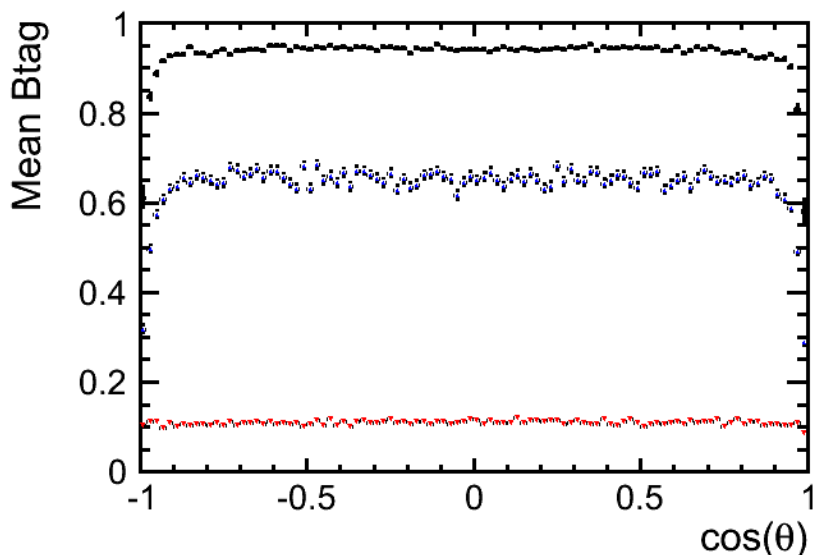


FIGURE 9 – Les valeurs de b-tag en fonction de l'angle polaire des jets. Les deux plus hautes valeurs de b-tag (points noirs et bleus) sont associés aux jets de quark b. Le troisième ensemble de valeurs (points rouges) est obtenu pour les jets de quarks légers.

Pour la détermination de l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^t , le nombre d'événements dans les hémisphères du détecteur par rapport à l'angle polaire est compté. Encore une fois, l'analyse est effectuée séparément pour un faisceau d'électrons polarisés droite et gauche. Le résultat est donné dans la figure 10.

La distribution reconstruite de l'angle polaire du quark top dans le cas des faisceaux d'électrons droit, en bleu sur la Figure 10, est en accord avec celle générée. Pour le cas gauche, en rouge dans la Figure 10, la distribution de $\cos \theta_t$ souffre de migrations d'événements passant de l'hémisphère avant à l'arrière. L'effet de migration dépend clairement de la polarisation du faisceau d'électrons et peut être expliqué par la cinématique de l'événement.

L'effet de migration pour les électrons gauches peut être supprimé en utilisant deux méthodes différentes. La première consiste à être plus strict sur la sélection des événements en appliquant une coupure sur le d^2 défini dans l'équation 2. Le

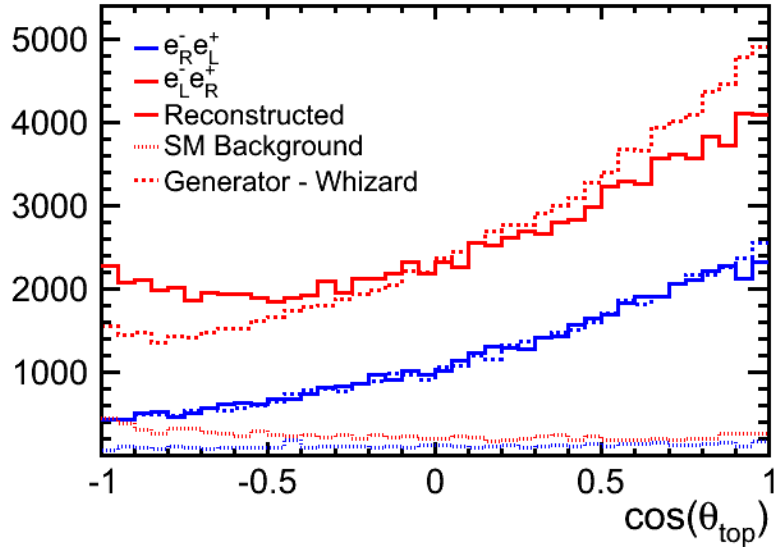


FIGURE 10 – Asymétrie avant-arrière reconstruite comparée à la prévision du générateur d'événement WHIZARD pour deux configurations des polarisations de faisceau.

seconde méthode consiste à utiliser les détecteurs de traces pour mesurer la charge vertex du jet de b . Cela permet de lever l'ambiguïté sur la combinaison du W avec le jet de b . Après avoir appliqué l'une des deux méthodes, la distribution pour les électrons gauches devient en accord avec celle générée (voir Fig. 11).

Les résultats sur l'efficacité de reconstruction, A_{FB}^t et la pente de la distribution d'hélicité λ_t sont transformés en précisions sur les facteurs de forme \tilde{F}_i , en utilisant uniquement les erreurs statistiques. Les résultats sont résumés dans le tableau 1 et Figure 12 et sont comparés avec les résultats des études antérieures pour un collisionneur linéaire e^+e^- tel que publié dans le TDR de TESLA, ainsi qu'avec les précisions obtenues dans une étude de simulation pour le LHC. Dans les études LHC et TESLA, un seul facteur de forme variait à la fois tandis que dans la présente étude les deux facteurs de forme \tilde{F}_2 ou les quatre \tilde{F}_1 sont variés en même temps.

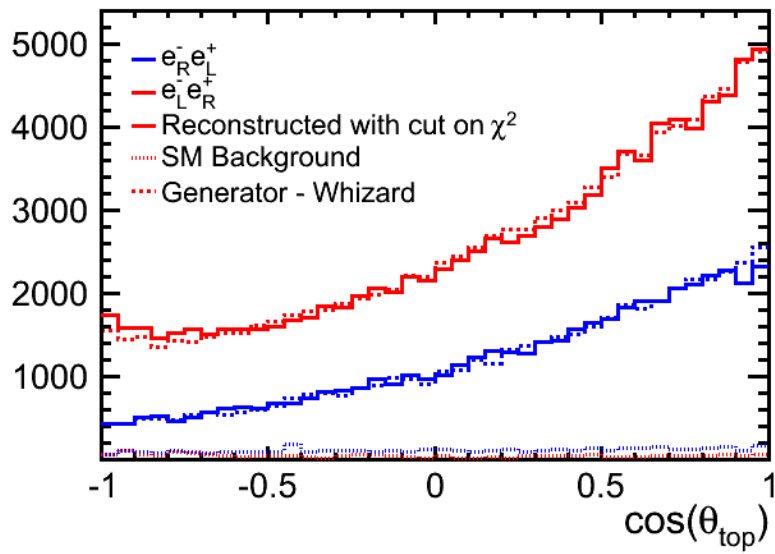


FIGURE 11 – Asymétrie avant-arrière reconstruite, ainsi que le bruit de fond du Modèle Standard par rapport à la prévision par le générateur d'événement WHIZARD après l'application d'une coupure sur $\chi^2 < 15$ pour le faisceau polarisé $\mathcal{P}, \mathcal{P}' = -1, +1$, comme il est expliqué dans le texte. Notez qu'aucune correction n'est appliquée pour le faisceau polarisé $\mathcal{P}, \mathcal{P}' = +1, -1$

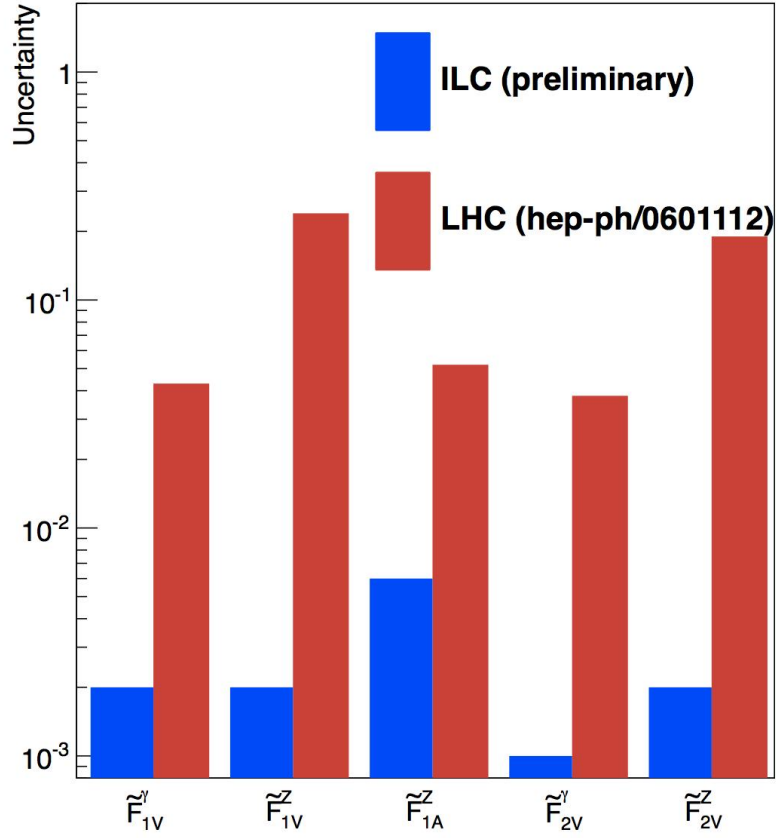


FIGURE 12 – Comparaison des précisions statistiques sur les facteurs de forme conservant CP attendues au LHC et à l’ILC. Les résultats LHC supposent une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 300 fb^{-1}$. Les résultats de l’ILC supposent une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 500 fb^{-1}$ à $\sqrt{s} = 500 GeV$ et un faisceau polarisé $\mathcal{P}, \mathcal{P}' = \pm 0.8, \mp 0.3$.

Coupling	Standard Model value	LHC []	e^+e^- []	e^+e^- ILC DBD
		$\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$ $\mathcal{P}, \mathcal{P}' = -0.8, 0$	$\mathcal{L} = 500 \text{ fb}^{-1}$ $\mathcal{P}, \mathcal{P}' = \pm 0.8, \mp 0.3$
$\Delta \tilde{F}_{1V}^\gamma$	0.66	+0.043	–	+0.002
		–0.041	–	–0.002
$\Delta \tilde{F}_{1V}^Z$	0.23	+0.240	+0.004	+0.002
		–0.620	–0.004	–0.002
$\Delta \tilde{F}_{1A}^Z$	–0.59	+0.052	+0.009	+0.006
		–0.060	–0.013	–0.006
$\Delta \tilde{F}_{2V}^\gamma$	0.015	+0.038	+0.004	+0.001
		–0.035	–0.004	–0.001
$\Delta \tilde{F}_{2V}^Z$	0.018	+0.270	+0.004	+0.002
		–0.190	–0.004	–0.002

TABLE 1 – Sensibilités réalisables à 68.3% CL pour les facteurs de forme conservant CP $\tilde{F}_{1V,A}^X$ et \tilde{F}_{2V}^X au LHC et à un collisionneur linéaire e^+e^- . Dans les études LHC et dans des études antérieures pour un collisionneur linéaire e^+e^- tel que publié dans l'étude du TDR de TESLA, un seul couplage à la fois est autorisé à s'écarter de sa valeur du Modèle Standard. Dans la présente étude, dénotée comme ILC DBD, soit les quatre facteurs de forme \tilde{F}_1 , soit les deux facteurs de forme \tilde{F}_2 peuvent varier indépendamment. Les sensibilités sont basées sur des erreurs statistiques uniquement.